

**ТЕОРИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
АППАРАТОВ**

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Под редакцией
члена-корреспондента РАН
профессора Г.Н. Александрова

*Рекомендовано
Министерством образования
Российской Федерации
в качестве учебника для студентов
высших учебных заведений,
обучающихся по специальности
“Электрические и электронные аппараты”*

2-е издание, переработанное и дополненное

Санкт-Петербург
Издательство СПбГТУ
2000

УДК 621.313

Р е п е н з е н т ы :

кафедра электрических и электронных аппаратов Московского энергетического института (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. Ю.К. Розанов);

проф. Б.И. Вишневский (Научно-исследовательский институт высоковольтной аппаратурой "Электроаппарат").

Теория электрических аппаратов: Учебник для вузов/ Г. Н. Александров, В. В. Борисов, Г. С. Каплан и др.; Под ред. проф. Г.Н. Александрова. 2-е изд., перераб. и доп. СПб.: Изд-во СПбГГУ, 2000. 540 с.

ISBN 5-7422-0121-4

В учебнике изложены основы теории электрических аппаратов как единого электромеханического комплекса, включая токоведущие элементы, контакты, изоляционные конструкции, дугогасительные устройства, приводные устройства и электромагнитные механизмы; дано математическое описание физических процессов, сопровождающих работу электрических аппаратов при эксплуатации.

Учебник написан на основе многолетнего опыта преподавания курса "Электрические аппараты" и выполнения научных исследований по всем его разделам коллективом кафедры электрических и электронных аппаратов.

ISBN 5-7422-0121-4

© Санкт-Петербургский государственный
технический университет, 2000

ПРЕДИСЛОВИЕ

Электроаппаратостроение является одной из быстроразвивающихся отраслей промышленности во всем мире.

Разнообразие видов электрических аппаратов, различие их функционального назначения; широчайший диапазон изменения характеристик аппаратов определяют необходимость использования новейших достижений науки и техники при их создании. Это обстоятельство определяет необходимость систематического изложения теории электрических аппаратов.

Выдающийся вклад в развитие теории электрических аппаратов внесли известные российские ученые: профессора Н. Е. Лысов (нагрев контактных соединений); Г. В. Буткевич (дугогашение); Е. И. Цейров (газовая динамика дугогасительных устройств и системы управления выключателями); А. М. Залесский (дугогашение, теплопередача, изоляция); О. Б. Брон (дугогашение, электродинамика, тепловые процессы в контактных системах); Г. А. Кукеков (дугогашение, теплоотдача); И. С. Таев (теория дугогасительных устройств аппаратов низкого напряжения); Б. К. Буль (теория магнитных цепей низковольтной аппаратуры).

В настоящем учебнике изложена физическая природа и дано математическое описание процессов и явлений, характерных для электрических аппаратов. Изложение материала построено с учетом знаний, полученных студентами при изучении теоретических основ электротехники, физики, математики, а также ряд электротехнических дисциплин.

При подготовке настоящего (второго) издания учебника сохранены все разделы первого издания, но дополнительно

включены глава, посвященная полупроводниковым электрическим аппаратам, а также описание ряда процессов и явлений, необходимость которых выявилась при использовании книги в учебном процессе.

В первых двух главах рассмотрены условия работы токоведущих систем и изложены основы их расчета по допустимым температурам нагрева и по электродинамической стойкости. В гл. 3 описана природа теплофизических и эрозионных процессов, происходящих на контактах электрических аппаратов с различными дугогасящими средами. В гл. 4 изложены физические основы процессов развития пробоя изоляции аппаратов, ее старения, а также основы теории экранирования изоляционных конструкций. В гл. 5 особое внимание удалено связи между процессами тепло- и массообмена в области электрической дуги и ее электрическими характеристиками, а также теории гашения электрической дуги при размыкании цепей с током. В гл. 6 рассмотрены основы теории силовых полупроводниковых приборов и электрических аппаратов на их основе. В гл. 7 приведены способы расчета элементов и характеристик электромагнитных механизмов постоянного и переменного тока, а также поляризованных; описаны перспективные электро- и индукционно-динамические механизмы; даны методы расчета их динамических характеристик. В гл. 8 проанализированы возможности и характеристики приводов электрических аппаратов; проведен динамический анализ пружинных, пневматических и гидравлических приводов устройств с использованием основ технической механики и гидрогазодинамики.

Главы 1 и 2 написаны Ю.А. Филипповым, гл. 3 — В.В. Борисовым, гл. 4 — Г.Н. Александровым и М.К. Ярмаркиным, гл. 5 — Г.С. Капланом и Е.Н. Тонконоговым, гл. 6 — В.П. Лунином, гл. 7 — Л.Н. Карпенко, гл. 8 — Е.Н. Тонконоговым, разд. 1.9 — Л.Н. Карпенко. Общее научное редактирование рукописи выполнено чл.-кор. РАН Г.Н. Александровым.

Авторы будут признательны читателям за замечания и предложения, которые просим направлять по адресу:

195251, Санкт-Петербург,
Политехническая, 29, СПбГТУ,
кафедра электрических и электронных аппаратов

Глава 1

НАГРЕВ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

1.1. Ограничение температуры нагрева элементов электрических аппаратов

Особенностью электрических аппаратов является огромное многообразие их видов, различающихся по назначению и условиям работы. В настоящее время нет электротехнических установок, применяемых в промышленности, на транспорте и в быту, в которых те или иные виды электрических аппаратов не нашли бы применения. Многообразие аппаратов можно охарактеризовать, например, и тем, что они имеют массу от нескольких граммов до сотен тонн. Общим для всех признаком является наличие токоведущих элементов, которые в зависимости от величины их сопротивления и тока нагреваются до определенных температур, обусловленных режимами работы аппаратов и условиями их охлаждения.

Каждый электрический аппарат можно рассматривать как физическое тело со многими источниками теплоты и различными условиями ее отвода в окружающую или специальную теплоотводящую среду. Если нагрев, которому подвергаются во время работы различные элементы аппаратов, превышает определенный предел, то это может вызвать их повреждение, вывести из строя другие элементы конструкции, а также снизить долговечность и надежность работы аппарата в целом. В связи с этим очень важно установить те допустимые температуры, которые

при работе аппаратов не должны превышаться. Необходимо учитывать, что развитие повреждения в аппарате зависит не только от температуры токоведущих элементов или их контактных соединений, времени ее воздействия, характера изменения механических свойств проводников от температуры, но и от температуры других, прежде всего изоляционных и ферромагнитных, элементов аппаратов.

Недостаточно установить допустимые температуры нагрева, необходимо учитывать, что в подавляющем большинстве конструкций аппаратов отмечается большая неравномерность распределения температур вдоль токоведущих систем (ТВС) аппаратов. Особенно велики температуры нагрева токоведущих элементов (ТВЭ) в местах контактирования их между собой. Наибольшие температуры нагрева ТВС и обуславливают допустимую величину номинального тока аппарата при определенной ТВС. Чем больше разность между максимальными и минимальными температурами нагрева ТВС не только в длительных, но и в аварийных режимах работы аппарата, тем менее эффективен рассматриваемый вариант конструкции ТВС аппарата.

Отсюда следуют задачи тепловых расчетов и исследований на нагрев при выборе возможных вариантов конструктивных решений:

1) достижение минимальных потерь энергии в токоведущих и нетоковедущих элементах аппаратов при одинаковых и близких к допустимым температурам их нагрева, в том числе вдоль ТВС, включая зоны контактирования, и минимальных затратах проводникового материала;

2) создание наиболее благоприятных и эффективных условий естественного теплоотвода во внешнюю среду достигнутого минимума выделяемых потерь энергии.

Применение средств искусственного охлаждения ТВС с целью приведения в соответствие фактических температур нагрева с допустимыми следует рассматривать как меру вынужденную, во всех случаях снижающую эффективность и надежность аппарата в целом.

При установлении допустимых температур нагрева, в частности, учитывается, что повышение температуры θ приводит к

ухудшению механических свойств проводниковых материалов (рис. 1.1), изменение которых сильно зависит от продолжительности нагрева. Медленный (в течение 2 ч) нагрев твердотянутых медной (кривая 2) и алюминиевой (кривая 7) проволок приводит к резкому уменьшению предела прочности на растяжение σ_m раст при более низкой температуре, чем при их кратковременном (в течение 10 с) нагреве (кривые 1 и 6 соответственно). У серебра (кривая 5) σ_m раст непрерывно уменьшается, причем это уменьшение особенно велико в зоне температур 150–250 °С. Медленный нагрев твердотянутого медного стержня диаметром 50 мм (кривая 3) приводит к рекристаллизации стержня в зоне $\theta = 200$ °С и далее к быстрому уменьшению его прочности до уровня прочности такого же стержня из мягкой меди (кривая 4) в зоне $\theta = 300$ °С.

Изолированные или соприкасающиеся с изоляционными материалами токоведущие и нетоковедущие металлические элементы, так же как и детали из изоляционных материалов, могут иметь допустимую температуру нагрева, соответствующую классу нагревостойкости изоляционных материалов.

Для подавляющего большинства материалов контактных соединений температуру нагрева ограничивают в связи с тем, что ее значительное повышение способствует усилению образования плохопроводящих окислов, увеличивающих сопротивление контактов, что приводит к прогрессирующему во времени повышению температуры нагрева

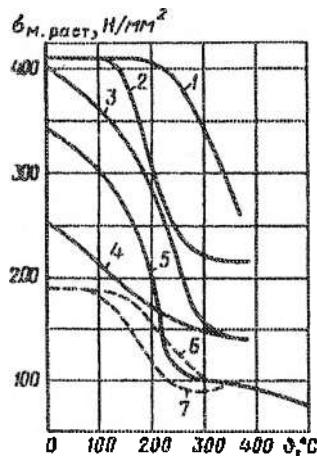


Рис. 1.1. Изменение механических свойств проводниковых материалов в зависимости от температуры и времени нагрева — для твердотянутой медной проволоки при ее быстром (1) и медленном (2) нагреве; 3 — для твердотянутого медного стержня диаметром 50 мм при медленном нагреве; 4 — то же для стержня из мягкой меди; 5 — для серебра; 6 — для твердотянутой алюминиевой проволоки при ее быстром нагреве; 7 — то же при медленном нагреве

контактов. Стандарт допускает температуру нагрева контактов из меди и медных сплавов, работающих в воздухе, без покрытий +75 °С, в масле +80 °С, в элегазе +90 °С, скользящих с гальваническим серебрением в воздухе и элегазе +105 °С и скользящих с накладными пластинами из серебра +120 °С.

$\vartheta - J_p, ^\circ\text{C}$

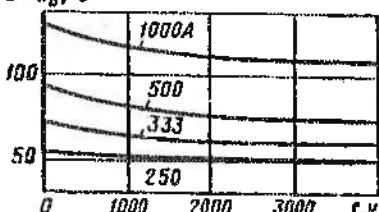


Рис. 1.2. Зависимость превышения температуры серебряных контактов от количества параллельно работающих контактов и времени нагрева (данные Брана). Ток протекает через один (250 A), два (333 A), три (500 A) и четыре (1000 A) контакта

Исследования показывают, что окислы серебра с повышением температуры разрушаются, а сопротивление контактов уменьшается, что приводит в отличие от прочих пар контактных соединений к некоторому снижению температуры серебряных контактов при длительном режиме работы (рис. 1.2), так как происходит местная деформация контактов и увеличение площади контактных площадок. Кривые показывают, что снижение температуры сильно выражено у контактов, работающих при более высоких

температурах, и слабее у контактов с более низкой температурой. Это позволяет значительно увеличить допустимую температуру нагревания серебросодержащих контактных соединений. Однако использовать эту возможность в конструкциях аппаратов не всегда удается из-за резкого повышения сил трения в контактах с повышением температуры (рис. 1.3). Для контактной пары серебро—серебро увеличение силы трения покоя f_0 с повышением температуры ϑ происходит особенно сильно. Это ограничение снимается при применении контактов, размыкающихся без трения.

В режиме короткого замыкания токи резко возрастают, но их действие ограничивается несколькими секундами, соответственно, на короткий промежуток времени так же резко повышается и температура токоведущих систем. При этом в аппаратах не должно происходить каких-либо остаточных деформаций и нарушений, препятствующих их дальнейшей исправной работе или снижающих надежность.

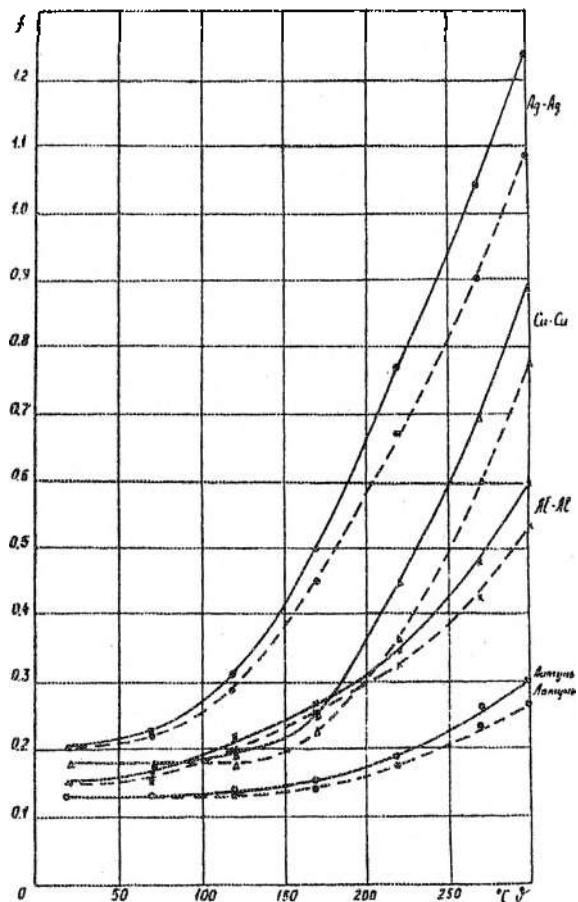


Рис. 1.3. Изменение сил трения покоя в зависимости от температуры нагрева для различных контактных пар

1.2. Основные источники тепла и электрических аппаратах

В процессе работы электрического аппарата часть проходящей через него электрической энергии теряется в токоведущей системе и других конструктивных элементах, превращаясь

в температуру. Чем меньше при прочих равных условиях выделяется в аппарате тепловой энергии, чем лучше организован теплоотвод этой энергии в окружающую среду или в специальные охлаждающие среды, тем благоприятнее температурный режим ТВС аппарата и других его элементов и тем выше технико-экономическая эффективность аппарата в целом.

Важнейшим источником тепловой энергии в любом электрическом аппарате является токоведущая система, включая входящие в нее контактные соединения. В зависимости от параметров и условий работы аппарата ТВС может быть относительно простой, тепловыделение в которой легко поддается расчету, и весьма сложной, расчет тепловыделения в которой с учетом характера распределения тока представляет определенные трудности. В таких случаях большое значение приобретает эксперимент.

В связи с постоянным возрастанием номинальных токов высоковольтных аппаратов получаются развитие экспериментальные методы определения потерь как в элементах ТВС, так и в других конструктивных элементах таких аппаратов, методы физического моделирования процессов тепловыделения и теплоотвода. На рис. 1.4 показаны простейший однополюсный разъединитель внутренней установки (а) и полюс разъединителя со сложной многоэлементной токоведущей системой (б).

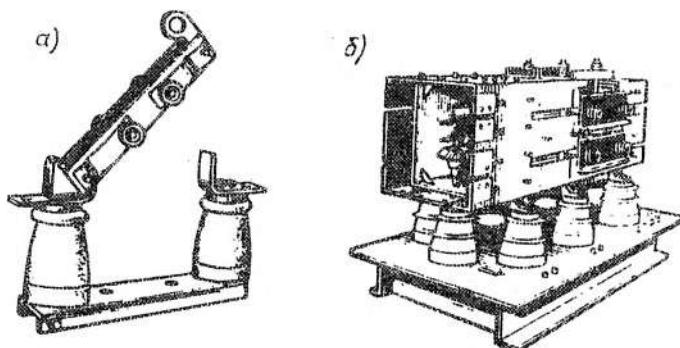


Рис. 1.4. Внешний вид полюса разъединителя внутренней установки на 10 кВ, 400 А с простейшей токоведущей системой (а), то же на 20 кВ, 12 500 А со сложной токоведущей системой (б)

Существующие методы расчета потерь, теплоотвода и определения теплового режима аппаратов позволяют применимельно к ТВС аппарата (рис. 1.4, а) и другим ТВС относительно простых по конструкции аппаратов и токопроводов выполнить расчеты с достаточной для практики точностью. Для сложных конструкций аппаратов и токопроводов эти методы во многих случаях также применимы, но могут дать только ориентировочные данные; уточненные данные достигаются экспериментом. Накопление и систематизация экспериментальных данных позволяют развивать расчетные методы исследования тепловыделения и тепловых режимов.

Рассмотрим известные традиционные расчетные методы определения потерь и тепловых режимов аппаратов, а также и некоторые новые методы, получившие развитие в последние годы.

Выделение тепла в проводниках при прохождении тока. Согласно закону Джоуля—Ленца, потери электрической энергии при прохождении электрического тока по проводнику (Дж)

$$\Delta W_T = \int_0^t I^2 R_s dt, \quad (1.1)$$

где I — ток в цепи, А; R_s — сопротивление цепи, в общем случае являющееся функцией времени, Ом; t — длительность прохождения тока, с. Это уравнение применимо в равной мере как к постоянному, так и переменному току, если понимать под I действующее значение переменного тока.

В случае однородного по всей длине проводника постоянного поперечного сечения и установившейся температуры нагрева проводника, т. е. при неизменном сопротивлении и постоянной величине тока,

$$\Delta W_T = I^2 R_s t. \quad (1.2)$$

При постоянном токе

$$R_s = \rho_s l / S_c. \quad (1.3)$$

Здесь l — длина проводника, м; S_c — сечение проводника, м²; ρ_s — удельное электрическое сопротивление проводника, Ом·м.

При переменном токе

$$R_{s\sim} = \rho_s l k_{\pi\pi} / S_c, \quad (1.4)$$

где коэффициент добавочных потерь

$$k_{\text{д,п}} = k_{\text{п,з}} k_{\text{з,б}} \quad (1.5)$$

учитывает влияние на сопротивление проводника поверхностного эффекта $k_{\text{п,з}}$ и эффекта близости соседних проводников с током $k_{\text{з,б}}$.

В случае решения задач неустановившегося режима нагрева проводников

$$dW = [I(t)]^2 R_3(t) dt. \quad (1.6)$$

Величина $I(t)$ в большинстве случаев является заданной функцией только времени. Величина $R_3(t)$ по существу есть функция температуры проводника и зависит от времени постольку, поскольку температура проводника в неустановившемся режиме есть функция времени.

Зависимость удельного электрического сопротивления от температуры. В общем виде

$$\rho_3 = \rho_{3,0} \left(1 \pm \alpha_t \theta \pm \beta'_t \theta^2 \pm \dots \right), \quad (1.7)$$

где α_t и β'_t — температурные коэффициенты сопротивления, положительные для металлов, отрицательные для угля и электролитов, K^{-1} .

При нагреве до температур в пределах $\theta \leq 300^\circ C$ достаточно, как правило, ограничиться двумя первыми членами ряда (1.7) и только для железа — тремя. Для никрома при нагреве до $1000^\circ C$ температурный коэффициент α_t весьма мал ($\alpha_t = 14 \cdot 10^{-5} K^{-1}$), поэтому достаточно двух членов ряда.

Для меди $\rho_3 = \rho_{3,0} \left(1 \pm 0,0042 \theta \pm 0,453 \cdot 10^{-6} \theta^2 \dots \right)$ — при $+200^\circ C$ ошибка $< 1\%$ без третьего члена ряда. Для алюминия $\rho_3 = \rho_{3,0} \left(1 \pm 0,00387 \theta \pm 1,1 \cdot 10^{-6} \theta^2 \dots \right)$ — при $+100^\circ C$ ошибка $< 1\%$ без третьего члена ряда. Для стали (в среднем) $\rho_3 = \rho_{3,0} \left(1 + 0,0055 \theta + 9,0 \cdot 10^{-6} \theta^2 \dots \right)$.

Явление поверхностного эффекта. Постоянный ток распределется равномерно по сечению прямолинейного проводника. Если по проводнику проходит переменный ток, то плотность тока в различных точках сечения оказывается разной, причем она имеет наибольшие значения на поверхности проводника и убывает

по мере удаления от поверхности в глубь проводника. Это явление называется поверхностным эффектом.

При прохождении переменного тока по массивному круглому проводнику распределение плотности тока от наружной поверхности к более глубоким слоям выражается уравнением

$$J = J_{\max} e^{-x/\Delta_3} / \sqrt{1 - x/r_0}, \quad (1.8)$$

где J — плотность тока на глубине x от поверхности, $\text{A}/\text{м}^2$; J_{\max} — максимальная плотность тока на поверхности проводника; r_0 — радиус проводника, м; Δ_3 — эквивалентная глубина проникновения тока от поверхности проводника в его глубину.

Эквивалентная глубина проникновения тока в массивный проводник

$$\Delta_3 = 1 / \sqrt{\pi \mu_0 q_3}, \quad (1.9)$$

где f — частота тока, Гц; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная проницаемость вакуума и немагнитного проводника металла, Гн/м; q_3 — удельная электрическая проводимость, См/м. Эта глубина определяется исходя из замены действительного неравномерного распределения тока (рис. 1.5) равномерным с плотностью, равной максимальной плотности тока J_{\max} на поверхности проводника. Как видно из рис. 1.5, действительная плотность тока на эквивалентной глубине

$$J_{\Delta_3} = J_{\max} / e = 0,38 J_{\max}, \quad (1.10)$$

где e — основание натурального логарифма.

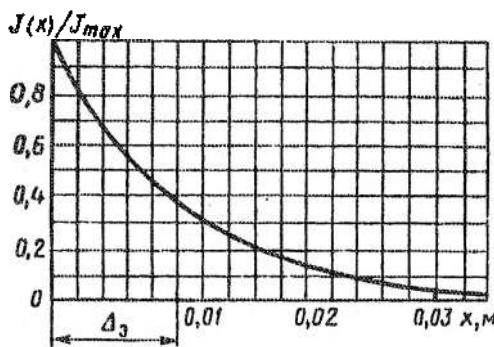


Рис. 1.5. Распределение плотности переменного тока в массивном медном проводнике от поверхности в глубину

Максимальная плотность тока на поверхности проводника

$$J_{\max} = J / \left[2\pi r_0 \Delta_3 \left(1 - \Delta_3 / 2r_0 \right) \right]. \quad (1.11)$$

Формулы (1.8) и (1.11) справедливы с погрешностью не более 5 % при $r_0 \geq 4\Delta_3$. В случае весьма больших радиусов при $r_0 \geq 33\Delta_3$ с той же точностью можно принять $\sqrt{1 - x/r_0} = 1$. В этом случае формула (1.8) упростится.

Тепловой эффект тока при его действительном распределении такой же, как и при равномерном распределении тока с плотностью J_{\max} в слое толщиной Δ_3 . Ток, проходя по проводнику, распределяется неравномерно независимо от того, подведен ли он с помощью контактов или наведен индукцией. Выражение для действующего значения плотности тока, индуцированного в цилиндрическом проводнике, помещенном в однородное переменное магнитное поле с действующим значением напряженности поля H (A/m), имеет вид, аналогичный (1.8) при $r_0 \geq \Delta_3$

$$J = \left(H / \Delta_3 \right) \left(1 / \sqrt{1 - x/r_0} \right) e^{-x/\Delta_3}. \quad (1.12)$$

Поверхностный эффект обусловливается магнитным полем внутри проводника, образующимся при прохождении по нему переменного тока. Наибольшая плотность тока при изменении его по экспоненте там, где наибольшее магнитное поле.

Ниже для медных проводников приведены данные по эквивалентной глубине проникновения Δ_0 в зависимости от частоты тока при $\vartheta = 15^\circ\text{C}$ и $q_s = 6,05 \cdot 10^7 \text{ См}/\text{м}$.

f , Гц	50	$2 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$	$300 \cdot 10^3$
Δ_3 , мм	10,0	1,5	0,7	0,12

Из формул (1.8), (1.9) следует, что кроме частоты тока поверхностный эффект зависит также от проводимости, магнитной проницаемости и геометрии поперечного сечения проводника. В зависимости от значений влияющих факторов поверхностный эффект проявляется различно (рис. 1.6), причем на неравномерность распределения плотности тока по поперечному сечению проводников существенно влияет конфигурация сечения.

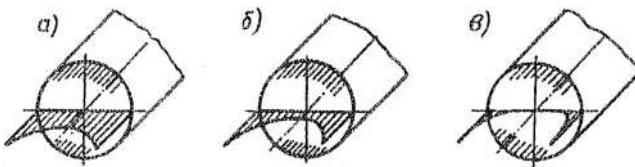


Рис. 1.6. Характер проявления поверхностного эффекта:
а — слабый; б — средний; в — сильный

На рис. 1.7 показано распределение плотности тока в проводнике с квадратной формой сечения при расстоянии между прямым и обратным проводниками 0,65 м. Цифры, указанные на рис. 1.7, а, отражают отношение действительной плотности тока к средней. Углы сдвига, указанные на рис. 1.7, б, отнесены к общему току. На рис. 1.8, а, б приведены аналогичные кривые для плоской медной шины сечением 10×100 мм. Амплитуда плотности тока дана в относительных единицах, причем на гранях сечения она принята за 100 %.

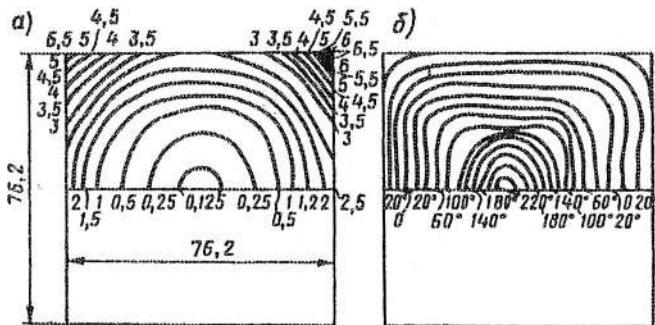


Рис. 1.7. Проявление поверхностного эффекта в проводнике с квадратной формой сечения

Из рис. 1.7 и 1.8 видно, что плотность тока достигает максимума на углах сечений, причем проводники с квадратным профилем сечения используются хуже, чем проводники с прямоугольным профилем сечения. Уменьшение "эффективно работающего сечения" увеличивает активное сопротивление проводника, что и учитывается коэффициентом поверхностного эффекта k_s , для единственного проводника с переменным током. Известные аналитические формулы для расчета весьма громоздки

и пригодны, как правило, только для простых по геометрии сечений проводников, поэтому в практике пользуются графиками и номограммами, построенными на их основе, или имеющими для отдельных случаев приближенными формулами.

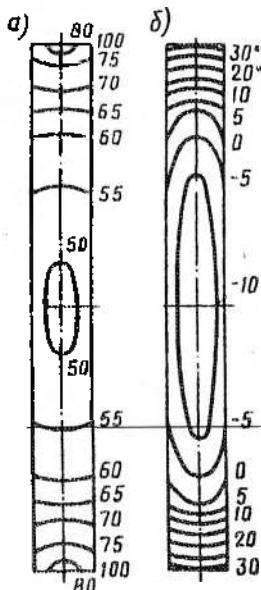


Рис. 1.8. Проявление поверхностиного эффекта в проводнике с прямоугольной формой сечения

При $r_0=25$ мм медного проводника $k_{n_0}=1,45$, поэтому применять симметрические цилиндрические проводники с диаметром более 25–30 мм нецелесообразно из-за повышенного тепловыделения в них вследствие проявления поверхностиного эффекта и нерационального использования материала проводника.

На рис. 1.9 приведены кривые зависимости k_{n_0} от параметра f/R_0 прямоугольных шин. Уменьшение k_{n_0} при равном сечении происходит по мере увеличения h/b .

Рассмотренные данные и анализ многочисленных конструктивных решений токоведущих систем аппаратов и токопроводов на большие токи позволяют сделать вывод о нецелесообразности применения в практике создания аппаратов переменного тока и токопроводов профилей токоведущих элементов, имеющих $k_{n_0} > 1,1-1,2$, иначе это приведет к неоправданному перерасходу активного проводникового материала и прежде всего остродефицитной меди.

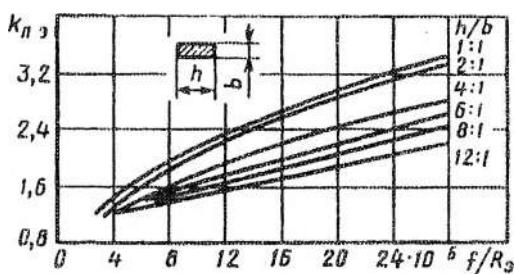


Рис. 1.9. Коэффициент поверхностиного эффекта в проводниках с прямоугольной формой сечения

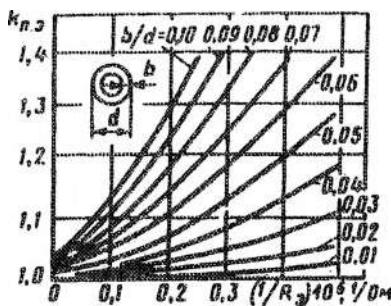


Рис. 1.10. Коэффициент поверхностиного эффекта в проводниках с трубчатой круглой формой сечения

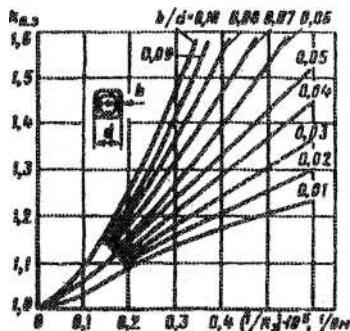


Рис. 1.11. Коэффициент поверхностиного эффекта в проводниках с трубчатой квадратной формой сечения

Для повышения эффективности использования сечения токоведущих систем на большие (2–12 кА) и сверхбольшие номинальные токи необходимо использовать тонкостенные ($0,4\text{--}0,8 \Delta_3$) полые профили, ограниченные плавными кривыми, близкими к окружности, эллипсу, у которых оба линейных размера близки. Определение $k_{n,3}$ таких профилей может производиться экспериментально или с достаточной точностью по близким к конкретному профилю кривым, например, приведенным на рис. 1.10, 1.11.

Явление эффекта близости. Эффектом близости называется явление неравномерного распределения переменного тока по поперечному сечению проводника, обусловленное влиянием магнитного поля тока, проходящего по расположенному рядом другому проводнику. Эффект близости проявляется тем сильнее, чем ближе друг к другу расположены проводники с током. Коэффициент эффекта близости $k_{n,6}$ численно равен отношению активного сопротивления проводника, когда он расположен в непосредственной близости от других проводников с переменным током, к его активному сопротивлению, когда он удален:

$$k_{n,6} = R_{n,6}/R_{n-\text{удал}}. \quad (1.13)$$

Коэффициент $k_{n,6}$ зависит от частоты переменного тока, удельного электрического сопротивления материала проводника, расстояния между проводами, формы и размеров их поперечного

сечения, а также от направления и фазы токов в них. Распределение магнитного поля в проводнике непосредственно связано с распределением плотности тока в этом проводнике. Если изменить конфигурацию поля внутри проводника путем наложения на него поля той же частоты, созданного другим проводником, то это приведет к изменению распределения плотности тока по сечению проводника. Плотность тока увеличивается в тех частях проводника, в которых увеличивается изменение магнитного поля, и уменьшается там, где это изменение поля уменьшается.

Для двух параллельно расположенных круглых проводников в случае токов одинакового направления напряженность поля, а соответственно и плотность тока, наибольшие в точках сечений, наиболее удаленных одна от другой; в случае токов разного направления в точках, лежащих вблизи. Значение плотности тока зависит от угла γ между осью, соединяющей центры проводников, и положением точки на окружности. Для случая токов противоположного направления формула для J_{\max} имеет вид

$$J_{\max} = J_{\text{ср}} \sqrt{1 - (r_0/\Delta_0)^2} / [1 - (r_0/\Delta_0) \cos \gamma], \quad (1.14)$$

где Δ_0 — расстояние между осями проводников; $J_{\text{ср}}$ — среднее значение плотности тока на поверхности проводника,

$$J_{\text{ср}} = I / (2\pi\Delta_0 r_0).$$

При сравнительно больших расстояниях между осями проводников, когда $r_0/\Delta_0 < 0,1$, распределение плотности тока выражается уравнением

$$J = J_{\text{ср}} [1 + (r_0/\Delta_0) \cos \gamma].$$

Максимальная плотность тока наблюдается в точках, в которых $\gamma = 0$, т. е.

$$J_{\max} = J_{\text{ср}} \sqrt{1 + 2r_0/(\Delta_0 - r_0)}.$$

Коэффициент эффекта близости, как правило, больше, но может быть и меньше единицы. При расположении тонкостенных ($< \Delta_0$) прямоугольных проводников большими гранями параллельно (рис. 1.12,*a*) в отличие от их расположения в одной плоскости (рис. 1.12,*b*) $k_{\text{ср}}$ оказывается меньше единицы, так как

при этих условиях близость проводников друг к другу улучшает распределение тока по сечению, и здесь эффект близости частично компенсирует поверхностный эффект.

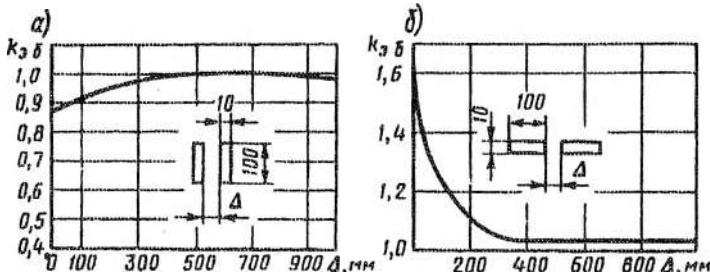


Рис. 1.12. Коэффициент эффекта близости в прямоугольных проводниках при различном их взаимном расположении

В этом случае $k_{z,б} < k_{z,н}$.

Поверхностный эффект в ферромагнитных проводниках. В ферромагнитных проводниках по сравнению с неферромагнитными явление поверхностного эффекта существенно усложняется тем, что магнитная проницаемость — переменная величина, зависящая от напряженности магнитного поля H .

Электромагнитная волна в случае ферромагнитных сплошных проводников проникает от поверхности внутрь проводников на очень небольшую глубину. Эквивалентная глубина проникновения электромагнитной волны в ферромагнитную среду, т. е. глубина, при которой равномерно распределенный ток при отсутствии явления гистерезиса выделял бы столько же теплоты, как и действительный ток, неравномерно распределенный в среде при наличии гистерезиса, определяется из выражений [11]:

а) при сильных магнитных полях

$$\Delta_{эм} = 1/\sqrt{\omega\mu g_3}; \quad (1.15)$$

б) при слабых магнитных полях

$$\Delta_{эм} = \sqrt{2/(\omega\mu g_3)}. \quad (1.16)$$

Для сильных магнитных полей действующее значение H напряженности магнитного поля на поверхности ферромагнитной среды больше того значения $H_{пр}$, при котором магнитная

проницаемость μ , определяемая по основной кривой намагничивания $\bar{B} = \mu \bar{H}$, имеет максимум, т. е. $H > H_{\text{крит}}$. Для слабых полей $H < H_{\text{крит}}$.

Здесь μ — магнитная проницаемость, определенная из основной кривой намагничивания (т. е. кривой, проходящей по вершинам симметричных петель гистерезиса) при значении напряженности магнитного поля, равном его значению на поверхности ферромагнитной среды.

Глубина, на которой электромагнитная волна практически полностью затухает, определяющая толщину поверхностного слоя, в котором выделяется 95 % всей энергии, выражается формулами:

а) при сильных магнитных полях

$$\Delta_{\text{эм}, 0,05} = \sqrt{2} \Delta_{\text{эм}} = \sqrt{2 / (\omega \mu g_s)}; \quad (1.17)$$

б) при слабых магнитных полях

$$\Delta_{\text{эм}, 0,05} = 1,6 \sqrt{2 / (\omega \mu g_s)}. \quad (1.18)$$

Активное сопротивление R_s , внутреннее реактивное сопротивление X_s и внутреннее полное Z_s электрическое сопротивление проводов, шин и различных прямолинейных токоведущих частей из ферромагнитного материала

$$R_s = \frac{l}{\Pi} \sqrt{\frac{\omega \mu}{g_s}}; \quad X_s = 0,6 \frac{l}{\Pi} \sqrt{\frac{\omega \mu}{g_s}};$$

$$Z_s = (1 + j0,6) \frac{l}{\Pi} \sqrt{\frac{\omega \mu}{g_s}}, \quad (1.19)$$

где l — длина провода в направлении линий тока, м; Π — периметр поперечного сечения, м; $j = \sqrt{-1}$.

Значение напряженности магнитного поля H , по которому из основной кривой намагничивания находится значение μ , определяется из соотношения

$$H = I / \Pi. \quad (1.20)$$

Формулы (1.19) и (1.20) справедливы для достаточно массивных проводов, сечение которых имеет линейные размеры, равные или большие $2\Delta_{\text{эм}, 0,05}$. Отметим, что весь нормальный

сортамент фасонной стали уже при $f=50$ Гц удовлетворяет этому требованию, так как при $f=50$ Гц величина $\Delta_{3,0,05}$ составляет 1–2 мм.

Способы уменьшения нагрева нетоковедущих ферромагнитных частей аппаратов. Для уменьшения нагрева нетоковедущих частей аппаратов применяется несколько способов:

1. Использование немагнитных материалов взамен ферромагнитных. К ним относятся немагнитная сталь, латуни, бронзы, немагнитный чугун, алюминиевые сплавы.

2. Устройство прорезей, т. е. включение воздушных (или немагнитных) промежутков на пути магнитного потока.

3. Применение короткозамкнутых витков из проводниковых материалов, охватывающих сечение ферромагнитной детали и уменьшающих магнитный поток в ней.

Конструктивно нетоковедущие элементы с короткозамкнутым витком выполняются аналогично конструкции трансформатора тока с короткозамкнутой вторичной обмоткой. Так как вторичная обмотка такого трансформатора имеет один виток, то вторичный ток почти равен первичному $I_1 = I_2$. Результирующий магнитный поток в таком устройстве весьма мал, следовательно, потери в ферромагнитном торOIDе также весьма малы. Однако при этом необходимо правильно рассчитать короткозамкнутый виток и выбрать его размеры.

4. Применение электромагнитных экранов.

Потери мощности в диэлектриках под действием переменного электрического поля. Мощность, выделяемая в активном слое изоляции в переменном электрическом поле:

$$P = \omega C U^2 \operatorname{tg} \delta, \quad (1.21)$$

где C — емкость изолятора, Φ ; U — напряжение, приложенное к изолятору, В; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь изолятора.

Зная размеры изолятора и потери мощности в нем, можно определить объемную плотность потерь мощности в изоляторе. При этом следует иметь в виду, что $\operatorname{tg} \delta$ является функцией температуры и изменяется от точки к точке, соответственно изменяется и объемная плотность потерь мощности.

Угол диэлектрических потерь δ — важная характеристика как материала, так и электроизоляционной конструкции или участка

изоляции. Значения $\operatorname{tg}\delta$ для наилучших электроизоляционных материалов, применяемых в технике высоких частот и высоких напряжений, составляют 0,001–0,0001. Для материалов более низкого качества, применяемых в менее ответственных случаях, $\operatorname{tg}\delta$ может составлять сотые или иногда десятые доли единицы. Формула (1.21) справедлива для любых размеров и любой формы электродов и поля. При неоднородном поле формула дает общую величину потерь независимо от их распределения по объему.

Если требуется рассчитать распределение диэлектрических потерь в различных местах, используется формула для определения объемных или удельных диэлектрических потерь, т.е. потеря на единицу объема диэлектрика в данной точке поля:

$$p = dP/dV, \quad p = P/V = \omega\epsilon E^2 \operatorname{tg}\delta, \quad (1.22)$$

где E — напряженность электрического поля, В/м; ϵ — диэлектрическая проницаемость, $\Phi/\text{м}$.

При появлении дефекта в отдельных местах твердой изоляции аппарата тепловые потери могут достигнуть в этих местах значительной величины и даже может развиваться явление теплового пробоя.

Некоторые другие виды источников теплоты в электрических аппаратах. В процессе отключения выключателя вследствие высокой температуры возникающей дуги (3000–20 000 °С) происходит повышение температуры проводников, между которыми горит дуга. Кроме того, повышается температура дугогасящих камер. Нагрев проводников и дугогасящих камер может быть особенно большим при повторных включениях и отключениях выключателя. Таким образом, электрическая дуга существенно влияет на повышение температуры элементов выключателя.

При трении между собой отдельных элементов аппаратов происходит их нагрев и, следовательно, выделение энергии. Значительное тепловыделение может быть также в различных демпфирующих и тормозных устройствах аппаратов.

1.3. Отвод теплоты от проводников тока

Проводники тока, образуя токоведущую систему, являются основными источниками теплоты в электрическом аппарате. Чем меньше при заданных параметрах тепловыделение в проводни-

ке, эффективнее организован теплоотвод в окружающую среду, равномернее достигнутое распределение температуры в токоведущей системе, тем совершеннее аппарат и меньше затрачено на его изготовление проводниковых материалов. Для выбора лучших условий теплоотвода от нагретых проводников с током и его расчета рассмотрим основные вопросы теории теплопередачи [20]. Существует три основных вида переноса теплоты: теплопроводность, конвекция и теплоизлучение.

Теплопроводностью называется процесс передачи теплоты от одной частицы тела к другой или от одного тела к другому, когда эти частицы или тела соприкасаются друг с другом. Теплопроводность осуществляется путем теплового движения молекул. В металлах в процессе передачи теплоты участвуют свободные электроны, что значительно ускоряет этот процесс. Теплопроводность — единственный способ передачи теплоты по твердому телу. Необходимым и достаточным условием теплообмена является разность температуры. Совокупность значений температуры во всех точках рассматриваемого пространства называется температурным полем. Математически температурное поле задается уравнением, характеризующим зависимость между значением температуры в каждой точке и значением координат этой точки и времени t : $\theta = f(x, y, z, t)$. Если температура не зависит от времени, то поле называется стационарным, если зависит — нестационарным.

Поле называется однородным, если во всех точках пространства температура одинакова, и неоднородным — если температура в разных точках неодинакова.

Поверхности, на которых расположены точки с одинаковыми температурами, называются изотермическими поверхностями, а линии сечения изотермических поверхностей плоскостью — изотермами. Так как в одной и той же точке пространства не может быть двух различных температур, то изо-

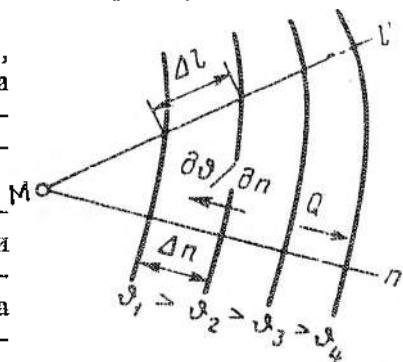


Рис. 1.13. Температурное поле (изотермы, удельный тепловой поток, градиент температуры)

термические поверхности разных температур не пересекаются. Все они замыкаются на себя или кончаются на границах тела. Температура изменяется лишь в направлении пересекающих плоскостей. При этом наиболее резкое ее изменение происходит по направлению нормали n к изотермическим поверхностям (рис. 1.13).

Предел отношения изменения температуры $\Delta\theta$ к расстоянию между изотермами Δn называется температурным градиентом:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} (\Delta\theta / \Delta n) = \partial\theta / \partial n = \text{grad } \theta. \quad (1.23)$$

Плотностью теплового потока называется количество теплоты Q , проходящее через единицу поверхности S_n в единицу времени t :

$$q = Q / (S_n t). \quad (1.24)$$

Французский ученый Фурье установил, что величина и направление плотности теплового потока пропорциональны градиенту температуры:

$$q = -\lambda \text{grad } \theta. \quad (1.25)$$

Так как теплота распространяется в сторону понижения температуры, а градиент направлен в сторону ее возрастания, то в формуле стоит знак минус. В более общем виде

$$dQ/dt = -\lambda dS_n |\text{grad } \theta|, \quad (1.26)$$

где теплопроводность λ [Вт/(м·К)] определяет количество теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу поверхности при падении температуры в один градус на единицу длины теплового потока. Теплопроводность различных веществ зависит от их физических свойств, и ее берут из таблиц. У всех веществ (твердых, жидких и газообразных) теплопроводность зависит от температуры. Для большинства материалов эта зависимость выражается формулой

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \beta_\lambda \theta), \quad (1.27)$$

где θ — температура нагретого тела; λ_0 — теплопроводность при 0 °C; β_λ — температурный коэффициент теплопроводности.

Числовые значения λ различаются в очень широких пределах — от 425 Вт/(м·К) у серебра (медь 390, алюминий 210, латунь 85) до 0,006 у некоторых газов. Это объясняется тем, что процесс передачи теплоты путем теплопроводности в различных физических средах различен, причем у металлов в большинстве случаев значение λ с повышением температуры убывает, у газов (0,006–0,6) — сильно возрастает, у жидкостей 0,7–0,07 — снижается (вода и глицерин — исключение).

В токоведущих системах электрических аппаратов теплоотвод путем теплопроводности в основном происходит: от элементов этих систем к соприкасающимся металлическим нетоковедущим конструктивным или к изоляционным частям аппаратов; от наиболее нагретых элементов токоведущих систем к менее нагретым, последовательно включенным элементам; к специально устанавливаемым в отдельных случаях радиаторам; к элементам систем принудительного, как правило жидкостного, охлаждения в аппаратах с искусственным охлаждением.

В токоведущих системах с неравномерным тепловыделением в отдельных их элементах создаются значительные перегородки теплоты между этими элементами, что вызывает иногда очень неравномерное распределение температуры в установившемся режиме, а следовательно, неэффективное использование проводникового материала. Такие системы нельзя считать рационально выполненными.

Конвекцией называется процесс передачи теплоты путем перемещения частиц жидкости или газа. Конвективный теплообмен — сложный процесс, при котором теплота передается за счет перемешивания отдельных объемов среды, имеющих различную температуру, и одновременно за счет теплопроводности. Конвективный процесс теплообмена всегда сопровождается теплопроводностью, играющей существенную роль только в непосредственной близости к поверхности нагрева тела.

Процесс переноса теплоты собственно конвекцией неразрывно связан с переносом самой среды, поэтому конвекция возможна лишь в жидкостях и газах, частицы которых могут легко перемещаться. Перенос этих частиц зависит от многих факторов и, в частности, от природы возникновения и режима движения, физических свойств жидкости или газа, формы, состояния поверхности и размеров теплоотдающего тела.

По природе возникновения различают два вида движения: свободное и вынужденное. Свободным, или естественным, называется движение жидкости или газа, создаваемое разностью плотностей нагретых и холодных частиц. Теплоотвод с поверхности большинства токоведущих систем аппаратов осуществляется путем свободной, естественной конвекции. От соприкосновения с нагретым телом воздух нагревается и его плотность уменьшается. Вследствие разности плотностей нагретых и холодных частиц возникает подъемная сила. Нагретые частицы поднимаются, холодные поступают на их место.

Вынужденным называется такое движение жидкости или газа, которое возникает под действием посторонних возбудителей, например, ветра, насоса, вентилятора. Условия такого движения зависят от вида и физических свойств жидкости, ее температуры, формы и размеров канала, в котором происходит движение. Вынужденное движение приобретает в последнее время в аппаратуростроении большое значение в связи с достаточно широким применением токоведущих систем с искусственным охлаждением.

Движение жидкости может быть ламинарным и турбулентным. При ламинарном движении частицы жидкости движутся параллельно стенкам канала, а при турбулентном — хаотически, неупорядоченно. Однако не весь слой жидкости имеет неупорядоченный характер движения.

Около ограничивающей поток стени всегда имеется тонкий слой жидкости, в котором вследствие вязкости жидкости сохраняется ламинарный характер движения. Перенос теплоты в этом слое осуществляется путем теплопроводности. Толщина этого слоя зависит от скорости потока, уменьшаясь с увеличением скорости.

Интенсивность теплоотдачи в основном определяется пограничным слоем. Здесь происходит наибольшее изменение температуры (рис. 1.14, а). В зависимости от физических свойств жидкостей процесс переноса теплоты протекает различно. Непосредственное влияние на процесс оказывают следующие физические параметры: коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость, плотность, температуропроводность и вязкость.

Характер свободного движения воздуха около нагретых поверхностей показан на рис. 1.14. Движение воздуха на нижнем

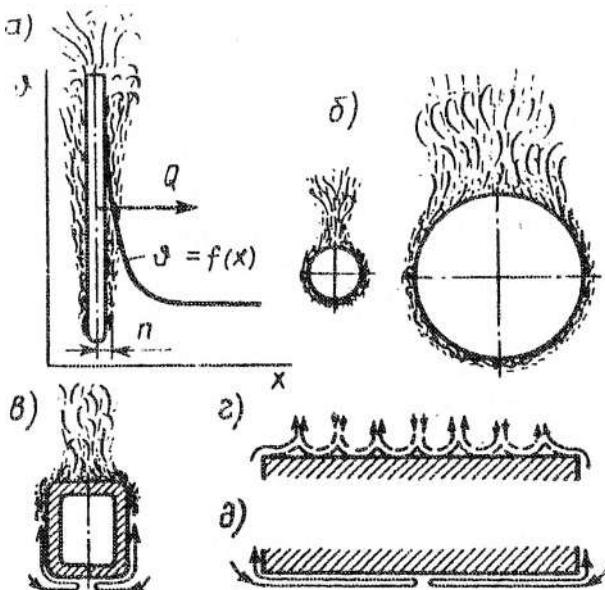


Рис. 1.14. Характер движения воздуха около различных расположенных нагретых поверхностей при естественной конвекции (*а—д*); *а* — поле температур в потоке жидкости у вертикально расположенной поверхности; *б* — влияние размеров

участке вертикальной трубы, стержня, плоской шины (рис. 1.14,*а*) и вдоль всей поверхности в пристеночном слое носит ламинарный характер, на верхнем участке за пристеночным слоем — вихревой, турбулентный. В горизонтально расположенных замкнутых телах — трубах, коробках (рис. 1.14,*б*, *в*) форма тела имеет второстепенное значение; главное здесь величина поверхности, вдоль которой происходит движение нагретого воздуха.

Около протяженных, обращенных вверх горизонтальных поверхностей (рис. 1.14,*г*) вследствие наличия с краев сплошного потока нагретого воздуха центральная часть оказывается изолированной. Ее охлаждение происходит за счет притока или прохода холодного воздуха сверху. Около горизонтальных, обращенных вниз плоских поверхностей (рис. 1.14,*д*) движение воздуха происходит лишь в тонком слое под поверхностью, остальная

масса воздуха ниже этого слоя остается неподвижной. Характер свободного движения воздуха около нагретых поверхностей необходимо учитывать при выборе геометрии токоведущей системы и других теплоотдающих поверхностей в электрических аппаратах.

Теплоизлучением, или лучеиспусканием, называется процесс переноса теплоты электромагнитными волнами. По своей природе этот процесс сопровождается двойным превращением энергии: тепловой в лучистую и лучистой в тепловую. При теплоизлучении теплота может передаваться через вакуум.

В наибольшей степени тепловую энергию переносят колебания с длинами волн $0,8\text{--}40 \cdot 10^{-6}$ м (инфракрасные лучи) и в значительно меньшей степени с длинами волн $0,4\text{--}0,8 \cdot 10^{-6}$ м (световые лучи).

Тело, способное полностью поглощать падающие на него лучи, называют абсолютно черным телом. При нагреве оно отдает такое же количество теплоты, которое и поглощает. К абсолютно черному телу приближаются сажа, черная матовая краска. Излучение реальных тел, которые рассматриваются в аппаратуре строений, всегда меньше излучения абсолютно черного тела. Степень уменьшения излучательной способности таких тел учитывается степенью черноты поверхности ϵ .

Основной закон теплового излучения тела дан Стефаном и Больцманом в следующем виде:

$$Q_{\text{и}} = \epsilon_a k_B T^4, \quad (1.28)$$

где $k_B = 5,67 \cdot 10^{-8}$ — постоянная Больцмана, Вт/(м²·К⁴) — постоянная излучения абсолютно черного тела; T — температура излучающей поверхности, К.

Для диапазона определяющих температур 50–80 °С на основе этого закона получена формула для коэффициента теплообмена. При излучении [20]

$$k_{\text{ти}} = 2,04 T_0^3 \epsilon_a \cdot 10^{-7} (2,08 T/T_0 - 1), \quad (1.29)$$

где T_0 и T — соответственно абсолютные температуры окружающего воздуха и излучающей поверхности, К.

В теплоотводе от токоведущих систем, имеющих температуру 100–120 °С, теплоотвод излучением может составить 40–50 % от суммарного теплоотвода.

Различные виды теплоотвода редко бывают обособленными. В основном они существуют одновременно. В токоведущих системах электрических аппаратов, как правило, теплоотвод осуществляется всеми видами одновременно. Только в некоторых случаях можно выделить отдельные виды теплоотвода, например, перенос теплоты путем теплоизлучения в вакуумных выключателях на стенки и путем теплопроводности через контактные выводы.

Теплоотвод с поверхности токоведущей системы происходит благодаря конвекции и теплоизлучению и в общем виде выражается формулой Ньютона

$$Q = k_t S_n (\vartheta_t - \vartheta_0). \quad (1.30)$$

Согласно этой формуле, количество теплоты Q , переданное от единицы длины проводника к окружающей среде жидкости или газа, пропорционально поверхности теплоотвода S_n и разности температур проводника и среды $(\vartheta_t - \vartheta_0)$.

Коэффициент теплообмена k_t определяет количество теплоты, переданной в единицу времени через единицу поверхности при разности температур между поверхностью и окружающей средой, равной одному градусу. Единица измерения коэффициента теплообмена $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. В общем случае этот коэффициент

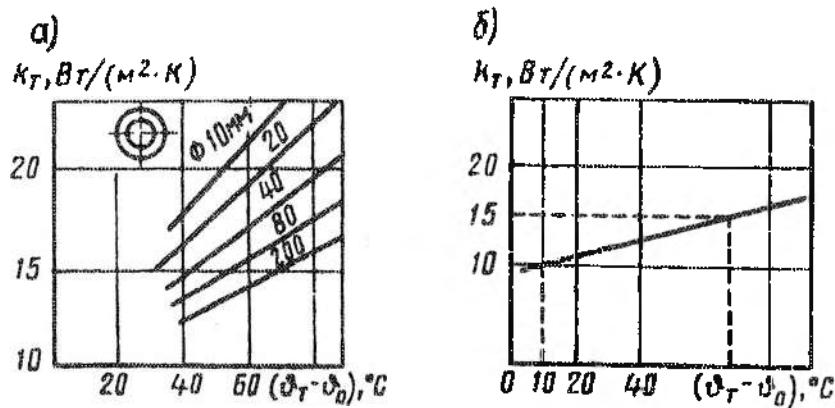


Рис. 1.15. Влияние превышения температуры проводника (а, б) и размеров (а) на изменение коэффициента теплообмена

является функцией физических характеристик среды: теплопроводности λ , теплоемкости c , плотности ρ , вязкости η , температуропроводности α , температуры поверхности θ , скорости движения v , формы тела Φ , его линейных размеров l_1, l_2, l_3 , расположения в пространстве, состояния поверхности и др.:

$$k_m = f(\lambda, c, \rho, \eta, \alpha, \theta, v, \dots, \Phi, \dots, l_1 l_2 l_3).$$

Несмотря на простоту формулы (1.30), сложность расчета по ней сводится к правильному определению k_t для каждого конкретного случая. На рис. 1.15 приведены зависимости $k_t = f(\theta_t - \theta_0)$ при $\theta_0 = 35^\circ\text{C}$ для горизонтальных окрашенных проводников: *a* — цилиндрических; *b* — полосы 10·120 мм, поставленной на ребро.

Так как условия теплоотвода конвекцией Q_k и теплоизлучением Q_n по своей природе различны, применяется раздельный учет этих видов теплоотвода:

$$Q = Q_k + Q_n = (k_{tk} + k_{tn}) S_n (\theta_t - \theta_0). \quad (1.31)$$

Дифференциальные уравнения теплообмена. Теплоотвод в движущейся среде определяется не только тепловыми, но и гидродинамическими процессами. Эти процессы в теории теплопередачи описываются системой дифференциальных уравнений.

Уравнение теплопроводности. Это уравнение выводится на основе закона сохранения энергии. Оно устанавливает связь между изменениями температуры в любой точке движущейся среды во времени и вследствие перемещения ее из одной точки пространства в другую (рис. 1.16) и носит название дифференциального уравнения теплопроводности Фурье-Кирхгофа

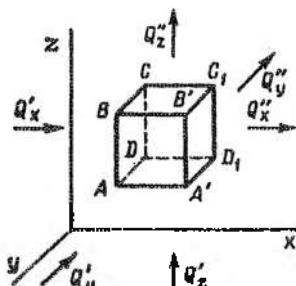


Рис. 1.16. Модель теплообмена элемента объема движущейся среды со средой

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v_x \frac{\partial \theta}{\partial x} + v_y \frac{\partial \theta}{\partial y} + v_z \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right), \quad (1.32)$$

где v_x , v_y , v_z — составляющие скорости в данной точке по осям координат; $\alpha = \lambda/c\rho$ — коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$, который в нестационарных процессах характеризует скорость изменения температуры. Чем выше значение α вещества, тем выше в нем скорость распространения температуры.

Уравнение движения. Вывод уравнения движения основан на втором законе Ньютона (сила равна произведению массы на ускорение). Оно устанавливает связь между изменяющейся скоростью движения частей среды, характеризует распределение скоростей в движущейся среде и называется дифференциальным уравнением несжимаемой вязкой жидкости Навье—Стокса:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho \left(v_x \frac{\partial v_i}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_i}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) = \rho g_{ti} - \frac{\partial p}{\partial i} + \eta_g \left(\frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} \right). \quad (1.33)$$

Здесь $i = x, y, z$; g_i и v_i — соответственно ускорения силы тяжести и скорости по осям координат, $\text{м}/\text{с}^2$ и $\text{м}/\text{с}$; p — давление, Па; η_g — динамическая вязкость, Па·с; ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$. В случае свободного движения $\partial p/\partial i = 0$, а вместо силы тяжести ρg_{ti} в уравнение входит подъемная сила, определяемая разностью плотности нагретых и холодных частиц жидкости:

$$F_p = -\rho g_{ti} \beta_t (\theta_t - \theta_0), \quad (1.34)$$

где β_t — коэффициент теплового расширения жидкости, К^{-1} . Для газов $\beta_t = 1/T$, где T — абсолютная температура, К.

Уравнение сплошности. Это уравнение характеризует непрерывность движения жидкости и выводится на основе закона сохранения массы (масса изолированной системы тел не изменяется при любых происходящих в них процессах) и имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0. \quad (1.35)$$

Для несжимаемой жидкости плотность ρ постоянна. В этом случае уравнение принимает вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (1.36)$$

Условия однозначности. Дифференциальные уравнения теплообмена описывают процесс теплоотвода в общем виде. Чтобы конкретизировать задачу, необходимо из бесчисленного множества возможных при этом процессов выделить рассматриваемый и определить его однозначно, с учетом частных особенностей. Эти условия называются условиями однозначности. В условия однозначности входит: геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в котором протекает процесс; физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела; граничные условия, характеризующие особенности протекания процесса на границах тела; временные условия, характеризующие особенности протекания процесса во времени. Например, особенности протекания процесса на границе нагретого тела, токоведущей системы аппарата описываются уравнениями теплопередачи у поверхности тела в пограничном слое, где движение теплоотводящей среды ламинарное, получаемое на основе закона сохранения энергии

$$-\lambda \partial \theta / \partial n = k_t (\theta_t - \theta_n), \quad (1.37)$$

где θ_n — температура за пограничным слоем.

Применение математического анализа к задачам конвективного теплообмена в большинстве случаев сводится к формулированию задачи, т. е. к составлению дифференциальных уравнений и определению краевых условий. Решение этих уравнений возможно лишь только в отдельных частных случаях и при ряде упрощающих предпосылок (например, физические параметры среды постоянны и от времени не зависят, поверхность тела абсолютно гладкая). Однако такие упрощения приводят к тому, что результаты расчета плохо согласуются с опытными данными. Поэтому в задачах расчета теплового режима токоведущих систем решающее значение приобретает эксперимент с применением теории подобия.

Подобие физических явлений. Теория подобия. Теория подобия включает в себя аналитический и экспериментальный методы исследования. Задача этой теории состоит в том, чтобы исходя из результатов многих опытных данных, получить не только возможность обобщить их на некоторую область родственных (подобных) явлений, но и расчетные методики, отражающие физику протекающих процессов в этой области.

Понятие "подобие" заимствовано из геометрии. Известно, что тела и фигуры называются геометрически подобными, если соответствующие размеры двух или нескольких тел находятся в постоянном числовом соотношении (рис. 1.17, а и б):

$$h''/h' = A''/A' = \Delta_3''/\Delta_3' = r_{cp}''/r_{cp}' = \text{const.}$$

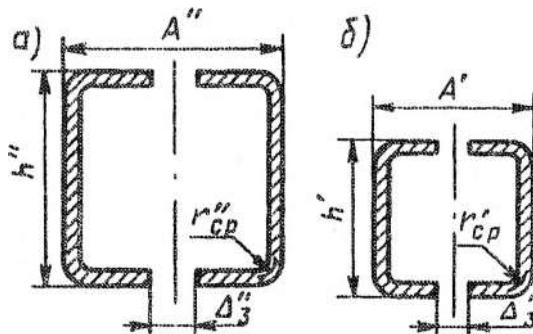


Рис. 1.17. Профили подобных элементов токоведущих систем

Подобие может быть задано и другим способом. Для этого надо один из характерных размеров тела принять за масштаб для измерения других размеров тела:

$$h''/\Delta_3'' = h'/\Delta_3' = i_1; h''/r_{cp}'' = h'/r_{cp}' = i_2; h''/A'' = h'/A' = i_3.$$

Здесь величины i_1 , i_2 , i_3 называются инвариантами подобия. Это безразмерные величины, одинаковые для всех подобных систем, но разные для разных соотношений одной системы.

Подобными друг другу могут быть не только геометрические тела, но и физические явления. Физические явления подобны, если отношение числовых значений физических величин, описывающих явление, в сходственных точках одинаково для всех подобных систем. Понятие подобия физических явлений позволяет изучить явления на моделях, а результаты изучения переносить на натурные образцы.

Теория подобия дает правила моделирования, устанавливает условия, при которых явление в модели подобно явлению в образце. К этим правилам относятся следующие:

а) подобными физическими явлениями могут быть только явления одного и того же рода, которые качественно одинаковы и аналитически описываются одинаковыми по форме и содержанию уравнениями;

б) подобие физических величин возможно в геометрически подобных системах;

в) при анализе подобных явлений можно сопоставлять только однородные величины в сходственных точках и в сходственные моменты времени;

г) подобие физических явлений означает подобие всех величин, характеризующих рассматриваемые явления. Это значит, что в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени любая величина первого явления пропорциональна однородной с ней величине второго явления, например

$$v'' = c_v v'. \quad (1.38)$$

Коэффициент пропорциональности называется константой подобия;

$$\vartheta''/\vartheta' = c_\vartheta; \eta''_d/\eta'_d = c_\eta;$$

$$(\vartheta'' - \vartheta'_0)/(\vartheta''_t - \vartheta'_0) = c_\vartheta; \lambda''/\lambda' = c_\lambda.$$

Индекс у константы подобия указывает, к какой величине она относится. Так как изменения всех физических величин в каждом физическом процессе связаны между собой, то и между константами подобия разных величин в каждой группе подобных явлений существует определенная связь. Эту связь можно найти, если известно уравнение, характеризующее связь между изменением физических величин в данном явлении. Для примера найдем соотношения между константами подобия в двух подобных процессах теплообмена между поверхностью твердого тела и омывающим его потоком жидкости. Например, рассмотрим уравнение теплонередачи на границе тела (1.37): $k_t(\vartheta_t - \vartheta_n) = -\lambda \partial \vartheta / \partial n$

или, принимая $\vartheta_t - \vartheta_n = \Delta \vartheta$, $k_t \Delta \vartheta = -\lambda \partial \vartheta / \partial n$, откуда

$$k_t = -(\lambda / \Delta \vartheta) \partial \vartheta / \partial n. \quad (1.39)$$

Применим к рис. 1.17

$$k'_T = -(\lambda' / \Delta \theta') \partial \theta' / \partial n'; \quad (1.40)$$

$$k''_T = -\left(\lambda'' / \Delta \theta'' \right) \partial \theta'' / \partial n''. \quad (1.41)$$

Составим выражения для констант подобия:

$$k''_T / k'_T = c_k; \lambda'' / \lambda' = c_\lambda; \Delta \theta'' / \Delta \theta' = c_\theta; n'' / n' = c_n;$$

$$\theta'' / \theta' = c_\theta; k''_T = c_k k'_T; \lambda'' = c_\lambda \lambda'; \Delta \theta'' = c_\theta \Delta \theta';$$

$$n'' = c_n n'; \theta'' = c_\theta \theta'.$$

Подставим полученные выражения в (1.41):

$$c_k k'_T = -\left[c_\lambda \lambda' / (c_\theta \Delta \theta') \right] \left[c_\theta \partial \theta' / (c_n \partial n') \right] = -\left[c_\lambda \lambda' / (c_n \Delta \theta') \right] \partial \theta' / \partial n' \text{ или} \\ c_k c_n k'_T / c_\lambda = -(\lambda' / \Delta \theta) \partial \theta' / \partial n'. \quad (1.42)$$

Из сравнения уравнений (1.42) и (1.40) следует, что они могут быть тождественны только в случае $c_k c_n / c_\lambda = 1$. Эта формула устанавливает связь между константами подобия и отражает условие подобия в процессах теплообмена. Соотношения такого вида, составленные из констант подобия физических величин, называются индикаторами подобия.

Явления подобны, если индикатор тождественно равен единице:

$$\left[(k''_T / k'_T) (n'' / n') \right] / (\lambda'' / \lambda') = 1. \quad (1.43)$$

Отсюда

$$k''_T n'' / \lambda'' = k'_T n' / \lambda' = k_T n / \lambda = \text{idem}, \quad (1.44)$$

т. е. для всех подобных систем такое соотношение сохраняет одно и то же числовое значение.

Здесь n — толщина пристеночного ламинарного слоя движения жидкости. В процессах теплообмена такой характерной величиной может быть не только расстояние по нормали n , поэтому для большей общности можно заменить n на h , что справедливо на основании подобия фигур (рис. 1.17), или в более общем виде

заменить l на l — характерный для данной задачи определяющий размер. Тогда найденное условие подобия имеет вид

$$k_1 l / \lambda = \text{idem}. \quad (1.45)$$

Безразмерные комплексы этого вида, составленные из характерных для явления физических величин, называют критериями подобия. Их называют именами выдающихся ученых, работавших в этой области.

Полученный критерий называют критерием Нуссельта:

$$\text{Nu} = k_1 l / \lambda. \quad (1.46)$$

Теоремы подобия. Первая теорема — теорема Ньютона. В подобных явлениях критерии подобия равны.

Вторая теорема — теорема Бэкингема. Решение системы дифференциальных уравнений, описывающих физическое явление, можно представить в виде зависимости между критериями подобия, характерными для данного явления (k_1, k_2, \dots, k_n). Теорема утверждает, что решение этих уравнений может иметь вид

$$\mathcal{A}(k_1, k_2, \dots, k_n) = 0. \quad (1.47)$$

Зависимость такого вида (1.47) называется обобщенным или критериальным уравнением, которое справедливо для всех подобных между собой явлений.

Третья теорема — теорема Кирпичева—Гухмана. В подобных явлениях условия однозначности подобны при равенстве критериев, составленных из условий однозначности.

Критерии подобия процессов конвективного теплообмена. Аналогично рассмотренному выше примеру в теории теплопередачи на основе анализа уравнений, описывающих процессы конвективного переноса теплоты, получена система критериев, характеризующих гидродинамическое и тепловое подобие, т. е. подобие в процессах конвективного теплообмена. Рассмотрим эти критерии, включая и критерий Нуссельта.

Критерий Рейнольдса

$$\text{Re} = v l / \eta_k, \quad (1.48)$$

где $\eta_k = \eta_d / \rho$ — кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$.

Критерий Рейнольдса характеризует меру отношения силы инерции к силе внутреннего трения.

Характер движения потока определяется тем, какие силы — инерции или вязкого трения — действуют более интенсивно. При $Re < 2300$ — поток ламинарный (превышают силы трения); при $Re > 10\ 000$ — поток турбулентный (превосходят силы инерции); при $2300 < Re < 10^4$ — процесс переходный. Критерий Re в задачах, связанных с вынужденным движением жидкости (водяное охлаждение), является определяющим, так как величина скорости всегда задается; при свободном движении жидкости критерий Re — неопределяющий (скорость не задается, а должна быть вычислена).

Критерий Грасгофа

$$Gr = \left(g_t l^3 / \eta_k^2 \right) \beta_t (\theta_t - \theta_0). \quad (1.49)$$

Критерий Gr характеризует соотношение между подъемной силой $F_p = -\rho g_t \beta_t (\theta_t - \theta_0)$, обусловленной различием плотности в отдельных точках неизотермического потока и силой вязкого трения. Этот критерий является определяющим в процессах, связанных с естественной конвекцией.

Критерий Прандтля

$$Pr = \eta_k / \alpha \quad (1.50)$$

характеризует взаимозависимость скорости обмена механической энергией между частицами жидкости вследствие влияния вязкости и скоростью обмена тепловой энергией путем температуропроводности. Этот критерий называют критерием физических свойств вещества. Он является определяющим.

Для таких жидкостей, как вода, масло, глицерин с повышением температуры величина критерия сильно уменьшается. Для газов величина критерия Прандтля практически зависит от числа атомов в молекуле газа и не зависит от температуры. Например, $Pr = 0,67$ для одноатомных газов; $Pr = 0,72$ для двухатомных; $Pr = 0,8$ для трехатомных и $Pr = 1,0$ для четырех- и многоатомных газов.

Критерий Нуссельта Nu характеризует соотношение интенсивности теплоотвода и интенсивности теплопроводности в пограничном слое потока жидкости. Коэффициент k , входящий в структуру критерия — всегда искомая величина. Критерий Nu , включающий искомую величину, — неопределенный критерий и является функцией всех определяющих критериев:

$$Nu = f(Re, Gr, Pr). \quad (1.51)$$

Уравнение (1.51) называется критериальным уравнением конвективного теплообмена. Обычно из двух гидродинамических критериев Re и Gr остается один: при естественной конвекции $Nu = f(Gr, Pr)$, при вынужденной конвекции $Nu = f(Re, Pr)$.

Для вычисления критериев подобия пользуются средними значениями величин в характерных сечениях потока, например:

$$V_{\text{ср}} = \frac{\int V dS_c / S_c}{S} = V_c / S_c,$$

где V_c — секундный объем расхода жидкости (заданная величина), $\text{м}^3/\text{м}$; S_c — площадь поперечного сечения потока.

Величина $\vartheta_{\text{ср}} = (\vartheta_1 + \vartheta_0)/2$ — средняя температура по сечению потока, получившая название определяющей температуры.

Критериальное уравнение естественного теплоотвода. Многочисленные данные экспериментальных исследований теплопровода при свободном движении жидкости от тел различной формы и в различных жидкостях, обработанные академиком М.А. Михеевым, позволяют конкретизировать критериальное уравнение для естественного теплоотвода:

$$Nu = k_1 (Gr Pr)^{k_2}. \quad (1.52)$$

Таблица 1.1

Gr Pr	k_1	k_2	Характер режима движения жидкости (по Михееву)
$1 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8	Ламинарный
$5 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^7$	0,54	1/4	Интенсивный ламинарный и локальнообразный
$2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{13}$	0,135	1/3	Турбулентный

Подставив в формулу (1.52) эти значения, а также проанализировав изменения физических характеристик воздуха в диапазоне температур, при которых в основном работают токоведущие системы аппаратов (определенная температура не выходит за пределы $30-70^\circ\text{C}$), получим, что для $\vartheta_{\text{опт}} = 50^\circ\text{C}$ с ошибкой не более 2,5 % коэффициенты теплообмена для этих диапазонов соответственно могут быть выражены следующими формулами [20]:

$$k_t = 0,31 \left(\alpha / l^5 \right)^{0,125}; \quad (1.53)$$

$$k_t = 1,33 \left(\alpha / l \right)^{0,25}; \quad (1.54)$$

$$k_t = 1,56 \alpha^{0,333} \quad (1.55)$$

Формула (1.53) пригодна для определения k_t горизонтальных и вертикальных проволок и стержней до диаметра 10 мм, формулы (1.54), (1.55) — для труб, сфер и вертикальных плит. Следует учитывать, что при расчете k_t для горизонтальных плит за определяющий размер принимается меньшая сторона плиты, и если теплоотдающая поверхность обращена кверху, то k_t увеличивается на 30 %, если книзу — уменьшается на 30 %. По формуле (1.55) k_t не зависит от определяющего размера l . Такой режим носит название автомодельного.

Теорема подобия физических явлений, требующая равенства одинаковых критериев, в этой области заменяется требованием, чтобы в оригинале и в модели это произведение $Gr Pr \geq 2 \cdot 10^7$.

При расчете по формулам (1.54) и (1.55) следует учитывать, что автомодельный режим для токоведущих систем начинается при высоте вертикальной стенки (определяющий размер) от 170 мм и выше.

При этом должно соблюдаться условие

$$I_m = I_0 \left(S_m / S_0 \right) \sqrt{k_{\text{пэо}} / k_{\text{пэм}}}$$

$k_{\text{пэо}}$, $k_{\text{пэм}}$ — коэффициенты поверхностного эффекта образца и модели.

При размерах моделей токоведущих систем по высоте не менее этой величины исследование тепловых режимов крупногабаритных токоведущих систем можно выполнять на уменьшенных моделях, что имеет очень большое значение для отработки сложных токоведущих систем на особо большие номинальные токи.

Теплоотвод при вынужденном движении жидкости в аппаратах с водяным охлаждением. Теплоотвод от токоведущих систем с водяным охлаждением можно рассчитать путем применения следующей критериальной зависимости теплоотвода при турбулентном движении жидкости в трубах, установленной в теории теплообмена также на основании многочисленных опытных данных [20]:

$$Nu_{\text{ж}} = 0,021 Re_{\text{ж}}^{0,8} Pr_{\text{ж}}^{0,43} \left(Pr_{\text{ж}} / Pr_{\text{ст}} \right)^{0,25}. \quad (1.56)$$

Здесь индексы “ж”, “ст” относятся к средней температуре жидкости и стенки трубы.

За определяющий размер принимается внутренний диаметр трубы, если труба круглая, или эквивалентный диаметр $d_{\text{экв}}$, равный площади попечного сечения трубы, деленной на четверть ее внутреннего периметра, если труба имеет иную форму попечного сечения канала.

Формула применима при $Re > 2,2 \cdot 10^3$. Она дает среднее значение Nu при $l/d > 50$. При меньшей длине трубы вводится поправочный коэффициент, увеличивающий значение Nu (при очень коротких трубах поправочный коэффициент может быть до $\sim 1,6$).

1.4. Нагрев однородных токоведущих элементов

Нагрев проводника одинакового сечения по всей длине. Применительно к твердому проводнику общее дифференциальное уравнение теплопроводности Фурье–Киркгофа (1.32) упрощается вследствие исключения членов уравнения, учитывающих перемещение любой рассматриваемой точки среды в пространстве.

В системе прямоугольных координат уравнение теплопроводности для изотропной среды (теплонпроводность во всех направлениях одинакова) приобретает вид

$$c_p \rho \frac{\partial \theta}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (1.57)$$

и называется дифференциальным уравнением Фурье. При наличии внутренних источников теплоты

$$c_p \rho \frac{\partial \theta}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) + q_{\text{ин}}. \quad (1.58)$$

В случае проводника с током

$$q_{\text{ин}} = J^2 \rho_s = J^2 \rho_{s0} (1 + \alpha_t \theta), \quad (1.59)$$

где J — плотность тока в заданный момент времени в рассматриваемой точке.

Решение задач нестационарной теплопроводности при использовании уравнения (1.58) может быть весьма сложным и не дать желаемого результата, поэтому в практике задачу упрощают, принимая, что в плоскости любого сечения проводника отсутствует перепад температур. Тогда $\partial\theta/\partial y = 0$; $\partial\theta/\partial z = 0$; $\partial^2\theta/\partial y^2 = 0$; $\partial^2\theta/\partial z^2 = 0$. Правомерность такого допущения следует из экспериментальных эпюор

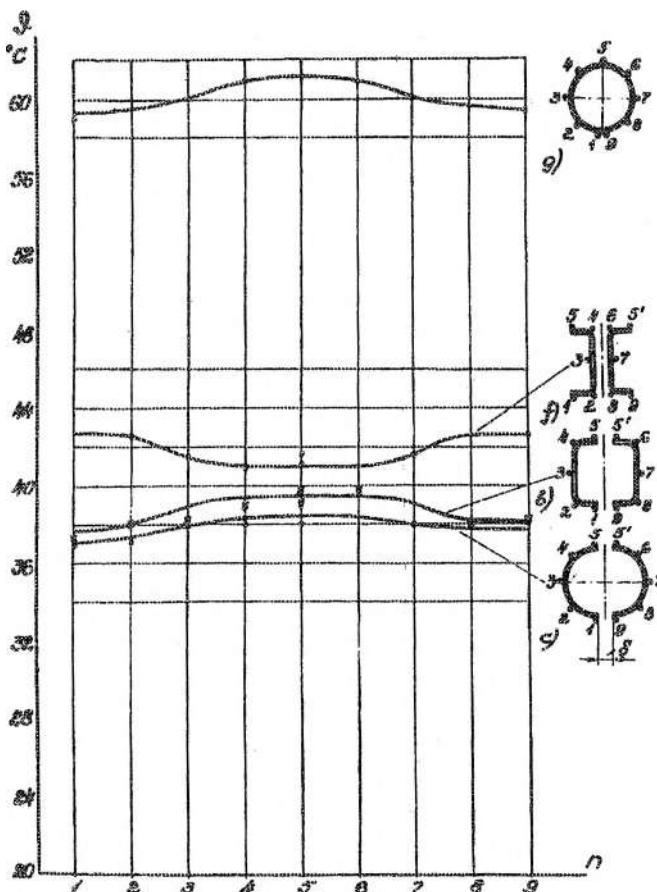


Рис. 1.18. Экспериментальные эпюры распределения температуры по периметрам элементов тонкостеннонпрофильных токоведущих систем в установившемся режиме работы

распределения температуры по поперечному сечению полых проводников различной конфигурации, имеющих относительно большие габариты при малой толщине стенок (рис. 1.18). Даже в этих случаях разность температуры по поперечному сечению проводника не превышает 1,5—2,0 °С. С учетом этого допущения и конкретизации задачи для проводника с площадью сечения S_c и поверхностью теплоотдачи S_n на единицу длины проводника уравнение нестационарного нагрева (1.58) приводится к виду

$$S_c c_t \rho \partial \theta / \partial t = S_c (\lambda \partial^2 \theta / \partial x^2 + J^2 \rho_3) - k_t S_n (\theta - \theta_0)$$

или

$$c_t \rho \partial \theta / \partial t = \lambda \partial^2 \theta / \partial x^2 + J^2 \rho_3 - k_t S_n (\theta - \theta_0) / S_c. \quad (1.60)$$

По (1.60) решается большинство практических задач.

Вместе с тем температура однородного проводника или однородной токоведущей системы с одинаковыми по длине условиями теплоотдачи, как правило, одна и та же. Тогда при отсутствии перепада температур однородные проводники можно принять за тела с бесконечно большой теплопроводностью. В этом случае $\partial \theta / \partial x = 0$, $\partial^2 \theta / \partial x^2 = 0$ и

$$c_t \rho \partial \theta / \partial t = J^2 \rho_3 - k_t S_n (\theta - \theta_0) / S_n \quad (1.61)$$

или, с учетом изменения характеристик материала от температуры,

$$c_0 (1 + \beta_c \theta) \rho \partial \theta / \partial t = J^2 \rho_{30} (1 + \alpha_r \theta) - k_t S_n (\theta - \theta_0) / S_c. \quad (1.62)$$

Температурная зависимость теплоемкости для проводниковых материалов мала по сравнению с температурной зависимостью удельного электрического сопротивления (для меди α_r отличается от β_c в десять раз), т. е. $\alpha_r > \beta_c$. Отсюда удельную теплоемкость в относительно небольшом диапазоне изменения температуры (несколько десятков градусов) можно принять постоянной, т. е. окончательно

$$c_t \rho \partial \theta / \partial t = J^2 \rho_{30} (1 + \alpha_r \theta) - k_t S_n (\theta - \theta_0) / S_c. \quad (1.63)$$

При сквозных токах к.з. процесс нагрева кратковременный, по своему характеру близок к адиабатному, т. е. теплоотдачей в окружающую среду можно пренебречь. В этом случае

$$c_{t0} (1 + \beta_c \theta) \rho \partial \theta / \partial t = J^2 \rho_{30} (1 + \alpha_r \theta). \quad (1.64)$$

Переходный процесс нагрева проводника, имеющего единаковое сечение по всей длине. Если форма, размеры сечения, а также поверхность теплоотдачи одинаковы по всей длине, а для расщепленных проводников и одинаковы по величине зазоры между его элементами, то уравнение (1.63) можно представить в виде

$$\frac{d\theta}{dt} + \left(\frac{1}{c_1 \rho} \right) \left(\frac{k_t S_n}{S_c} - J^2 \rho_{3,0} \alpha_t \right) \theta - \frac{k_t S_n}{c_1 \rho S_c} \left(\frac{J^2 \rho_{3,0} S_c}{k_t S_n} + \theta_0 \right) = 0. \quad (1.65)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\theta(t) = c_1 e^{-\frac{1}{c_1 \rho} \left(\frac{k_t S_n}{S_c} - J^2 \rho_{3,0} \alpha_t \right) t} + c_2. \quad (1.66)$$

Обычно $k_t S_n / S_c > J^2 \rho_{3,0} \alpha_t$, т. е. интенсивность теплоотвода выше интенсивности тепловыделения. При

$$t \rightarrow \infty \quad \theta(t) = c_2 = \theta_y.$$

Для этого случая из (1.65) следует, что

$$\theta_y = \left[J^2 \rho_{3,0} S_c / (k_t S_n + \theta_0) \right] / \left[1 - J^2 \rho_{3,0} S_c \alpha_t / (k_t S_n) \right] \quad (1.67)$$

или, с учетом k_{nn} для случая переменного тока

$$\theta_y = \left[J^2 \rho_{3,0} k_{nn} S_c / (k_t S_n + v_0) \right] / \left[1 - J^2 \rho_{3,0} k_{nn} S_c \alpha_t / (k_t S_n) \right]. \quad (1.68)$$

Постоянную c_1 можно найти из начальных условий. Положим $t = 0, \theta = \theta_n$. Тогда $\theta_n = c_1 + \theta_y$ или $c_1 = \theta_n - \theta_y$. Подставляя значение c_1 в (1.66), получаем

$$\theta(t) = (\theta_n - \theta_y) e^{-\frac{1}{c_1 \rho} \left(\frac{k_t S_n}{S_c} - J^2 \rho_{3,0} \alpha_t \right) t} + \theta_y. \quad (1.69)$$

Если в начале режима $\theta_n = \theta_0 = \text{const}$, то уравнение нагрева (1.69) приобретает вид

$$\theta(t) = (\theta_0 - \theta_y) e^{-\frac{1}{c_1 \rho} \left(\frac{k_t S_n}{S_c} - J^2 \rho_{3,0} \alpha_t \right) t} + \theta_y. \quad (1.70)$$

При небольшом изменении температуры можно принять $\alpha_r = 0$, тогда

$$\theta(t) = (\theta_0 - \theta_y) e^{-\frac{k_t S_n t}{c_t \rho S_c}} + \theta_y. \quad (1.71)$$

Если обозначить $c_t \rho S_c / k_t S_n = \tau_0$, то

$$\theta(t) = (\theta_0 - \theta_y) e^{-t/\tau_0} + \theta_y. \quad (1.72)$$

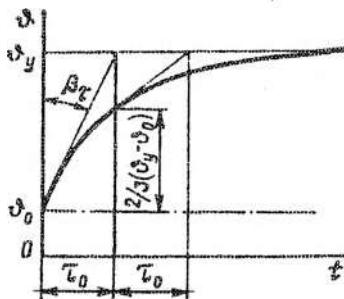


Рис. 1.19. Кривая изменения температуры проводника от момента включения до установившегося режима работы

Постоянная времени определяет собой время, в течение которого система нагревается до $(2/3)(\theta_y - \theta_0)$. С точностью до 1 % можно считать, что система достигает своего установившегося значения за $5 \tau_0$. Если в начале режима

$$\theta_n \neq \theta_0, \text{ то } \theta(t) = (\theta_n - \theta_y) e^{-t/\tau_0} + \theta_y.$$

Отметим, что пользоваться приведенным уравнением можно в ограниченных пределах изменения температуры, иначе за постоянную времени нагрева следует принимать величину

$$\tau_0 = c_t \rho S_c / (k_t S_n - J^2 \rho_{s0} \alpha_r S_c), \quad (1.73)$$

т. е. постоянная времени нагрева зависит от свойств материала (c_t, ρ, α_r), условий охлаждения ($k_t S_n$), от интенсивности нагрева (J, ρ_{s0}, S_c).

На рис. 1.19 представлена соответствующая экспонента нагрева проводника. Отношение $c_t \rho S_c / (k_t S_n) = \tau_0$ называют постоянной времени нагрева проводника или токоведущей системы аппарата; оно характеризует отношение тепловоспринимающей способности к теплоотдающей способности проводника или системы.

$$\lg \beta_r = \tau_0 / (\theta_y - \theta_0)$$

$$\text{или } \tau_0 = (\theta_y - \theta_0) \lg \beta_r.$$

Постоянная времени определя-

Установившаяся температура θ_y , определяет допустимый рабочий ток отдельного проводника или номинальный ток электрического аппарата.

Рассмотрен наиболее характерный для практики случай, когда интенсивность теплоотвода выше интенсивности тепловыделения или эффект охлаждения выше эффекта нагрева. В обратном случае, когда $k_t S_n / S_c < J^2 \rho_{30} \alpha_t$, показатель степени в уравнении (1.66) становится положительным и температура проводника или системы неограниченно повышается по одной из кривых a (рис. 1.20) в зависимости от соотношения величин $k_t S_n / S_c$ и $J^2 \rho_{30} \alpha_t$. В критическом случае $k_t S_n / S_c = J^2 \rho_{30} \alpha_t$ общее уравнение (1.65) приобретает вид

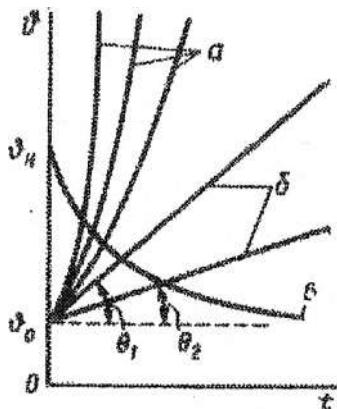


Рис. 1.20. Кривые нарастания температуры проводника: a — при интенсивности теплоотвода меньше интенсивности тепловыделения; b — при равной интенсивности; c — при охлаждении, т. е. при отсутствии тепловыделения

$$d\theta / dt = [k_t S_n / (c_t \rho S_c)] [J^2 \rho_{30} \alpha_t S_c / (k_t S_n) + \theta_0]. \quad (1.74)$$

Решение уравнения (1.74) имеет вид

$$\theta(t) = [k_t S_n / (c_t \rho S_c)] [J^2 \rho_{30} \alpha_t S_c / (k_t S_n) + \theta_0] t + C_1. \quad (1.75)$$

При $t = 0$ $\theta = \theta_y = C_1$.

Это уравнение прямой линии. Температура проводника или системы неограниченно повышается по одной из кривых (рис. 1.20, b) под углом к горизонтали согласно уравнению

$$\theta = \operatorname{arctg} [k_t S_n / (c_t \rho S_c)] [J^2 \rho_{30} \alpha_t S_c / (k_t S_n) + \theta_0].$$

Переходный процесс охлаждения однородного проводника при отключении тока. При $t = 0, \theta = \theta_y, J = 0$ уравнение (1.65) имеет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + k_r S_{ii} \theta / (c_i \rho S_c - k_r S_{ii} \theta_0 / c_i \rho S_c) = 0. \quad (1.76)$$

Решение (1.76) имеет вид

$$\theta(t) = C_1 e^{-k_r S_{ii} t / (c_i \rho S_c)} + C_2. \quad (1.77)$$

При $t = \infty$ температура $\theta = C_2 = \theta_0$; при $t = 0$ имеем $\theta - \theta_{ii} = C_1 + \theta_0$, $C_1 = \theta_{ii} - \theta_0$.

Подставляем в (1.77) значения постоянных C_1 и C_2 (рис. 1.20, а):

$$\theta(t) = (\theta_{ii} - \theta_0) e^{-t/\tau_0} + \theta_0. \quad (1.78)$$

При $\theta_0 = 0$ получим $\theta(t) = \theta_{ii} e^{-t/\tau_0}$.

Установившийся режим нагрева проводников при усложненных условиях теплопередачи. В практике возможны случаи, когда необходимо решать следующие задачи:

1. Определить длительный допустимый ток нагрузки при заданных превышении температуры и геометрических данных поперечного сечения токоведущей системы или проводника.
2. Найти величину превышения температуры при заданных токе нагрузки и геометрических данных поперечного сечения токоведущей системы или проводника.
3. Определить геометрические данные поперечного сечения токоведущей системы или проводника при заданных токе нагрузки и превышении температуры.

Полученные формулы (1.67), (1.68) позволяют решить эти задачи при относительно простых конфигурациях проводников и токоведущих систем с естественным теплоотводом в окружающую среду. Однако в электрических аппаратах не всегда теплота от токоведущих систем отводится непосредственно в окружающую среду. Часто на пути теплового потока возникают дополнительные препятствия в виде плоских конструктивных элементов, непосредственно присоединенных к части поверхности токоведущей системы, слоя или нескольких слоев изоляции, например во вводах аппаратов, наложенных на всю поверхность токоведущей системы, и т. п.

Тепловой режим токоведущей системы в этих случаях определяется с помощью введения понятия теплового сопротивления, которое рассмотрим для теплопередачи через плоские стенки при отсутствии внутренних источников теплоты.

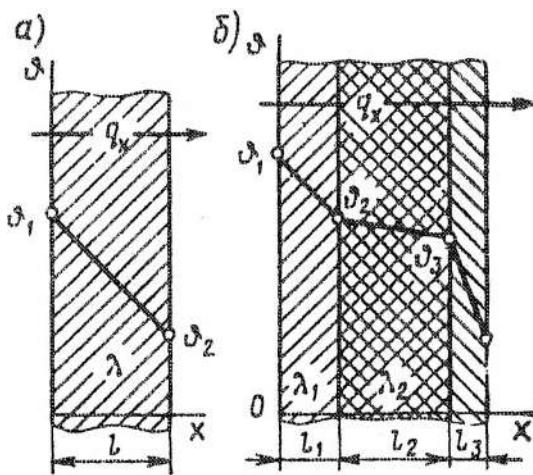


Рис. 1.21. Теплопередача; *а* — через плоскую стенку; *б* — через стенку, составленную из нескольких слоев

На основании закона Фурье удельный тепловой поток пропорционален градиенту температуры (рис. 1.21,*а*).

Теплопередача в данном случае характеризуется соотношениями

$$d\theta/dx = 0; \quad d^2\theta/dy^2 = 0; \quad d^2\theta/dz^2 = 0; \quad q_{\text{вн}} = 0.$$

Следовательно, дифференциальное уравнение теплопроводности (1.57) в этом случае принимает вид

$$d^2\theta/dx^2 = 0. \quad (1.79)$$

Решение (1.79) имеет вид $\theta = C_1x + C_2$. При $x = 0$ температура $\theta = C_2 = \theta_1$; при $x = l$ температура $\theta = \theta_2 = C_1l + \theta_1$, постоянная $C_1 = (\theta_2 - \theta_1)/l$.

Следовательно,

$$\theta = \theta_1 - (\theta_1 - \theta_2)x/l, \quad (1.80)$$

т. е. изменение температуры происходит по закону прямой линии.

При заданных значениях разности температур $\theta_1 - \theta_2$ и удельной теплопроводности λ

$$q_{x1} = -\lambda d\theta/dx = (\lambda/l)(\theta_1 - \theta_2), \quad (1.81)$$

т. е. удельный тепловой поток пропорционален разности температур; здесь λ/l — коэффициент пропорциональности, представляющий собой тепловую проводимость пути потока, имеющего сечение, равное единице.

Соответственно обратная величина

$$l/\lambda = R_{\text{тл}} \quad (1.82)$$

— тепловое сопротивление этого пути.

Если теплопередача осуществляется в направлении x через теплопроводящее тело, имеющее по длине неизменное сечение S_c и теплоизолирующие боковые поверхности, то тепловое сопротивление пути полного потока

$$R_t = R_{\text{тл}}/S_c = l/\lambda S_c. \quad (1.83)$$

Если стенка составлена из N слоев материалов с различной удельной теплопроводностью λ_i , уравнение теплового потока (рис. 1.21,б) для каждого слоя имеет вид

$$q_{xi} = \frac{\lambda_1}{l_1}(\theta_1 - \theta_2) = \frac{\lambda_2}{l_2}(\theta_2 - \theta_3) = \dots = \frac{\lambda_n}{l_n}(\theta_n - \theta_{n+1}) = \text{const}, \quad (1.84)$$

откуда

$$q_{xi} = (\theta_1 - \theta_{n+1}) / \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{\lambda_i} = (\theta_1 - \theta_{n+1}) / R_t. \quad (1.85)$$

Если стенка (рис. 1.21,а), где $x = 0$, подогревается внешним источником, а вторая стенка является теплоотдающей во внешнюю среду, то

$$q_{xi} = (\theta_1 - \theta_2) / R_{\text{тл}} \quad (1.86)$$

и

$$q_{xi} = k_{t2}(\theta_2 - \theta_0). \quad (1.87)$$

Подставим θ_2 из (1.86) и (1.87) и после преобразования получим

$$\theta_1 = q_{xi}(R_{\text{тл}} + 1/k_{t2}) + \theta_0 = q_{xi}R_t, \quad (1.88)$$

где $R_t = R_{\text{тл}} + 1/k_{t2}$ — тепловое сопротивление пути потока от поверхности стенки $x = 0$ к окружающей среде, $(\text{м}^2 \cdot \text{К}) / \text{Вт}$.

1.5. Нагрев полых элементов токоведущих систем с зазорами

Полые формы сечения токопроволов и токоведущих систем на большие токи, преимущественно высоковольтных аппаратов, характеризующиеся малыми значениями коэффициента добавочных потерь, получают все более широкое применение. Тепловой режим этих систем в условиях свободного теплоотвода с поверхности существенно улучшается при введении зазора между параллельными шинами, образующими полый профиль сечения. Методика расчета таких систем получена на основе использования методов теории подобия тепловых процессов путем анализа результатов экспериментального исследования нагрева (рис. 1.22) серии геометрически подобных физических моделей (пяти) токопроводов коробчатого профиля в установленном режиме работы и математической аппроксимации полученных зависимостей.

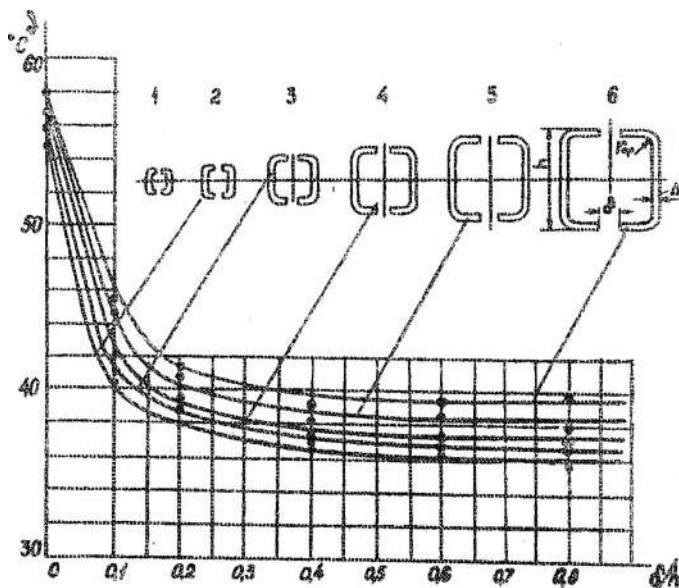


Рис. 1.22. Термические режимы серии горизонтально расположенных моделей подобных коробчатых токоведущих систем при одинаковой плотности тока в зависимости от габаритов и относительной величины зазора

Анализ влияния величины зазора Δ между шинами, образующими коробчатый профиль, на превышение температуры токопровода относительно окружающего воздуха показывает, что степень снижения температуры токопровода при введении зазора определяется не абсолютной величиной зазора Δ , а отношением его величины к высоте сечения h независимо от габаритов сечения токопровода, причем зазор $\Delta/h = 0,2$ является оптимальным. Превышение температуры тонкостенного токопровода уменьшается при этом зазоре приблизительно на 30 % независимо от его габаритных размеров.

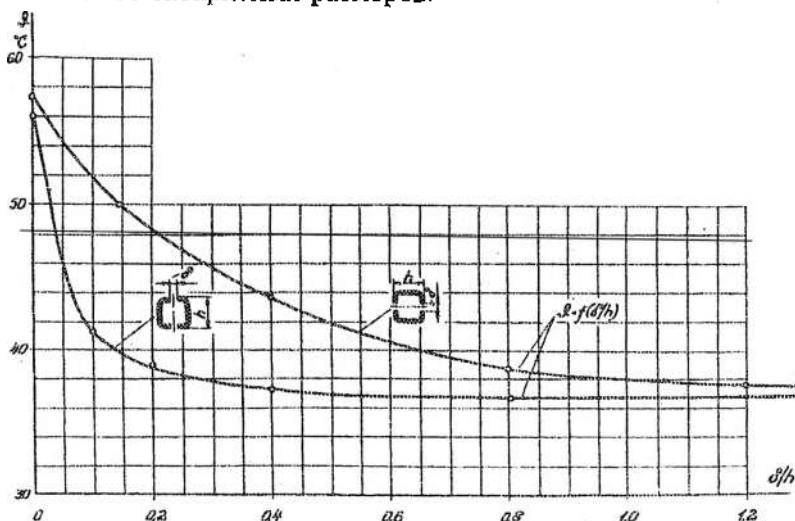


Рис. 1.23. Тепловые режимы коробчатой модели при горизонтальном и вертикальном расположении зазора

Как показывают исследования (рис. 1.23), зазор $\Delta = 0,2h$, оптимальный для системы с вертикальным его расположением, в случае горизонтального расположения по тепловому режиму становится в два раза менее эффективным.

Значение температуры коробчатого токопровода ϑ_t в установившемся режиме при отсутствии зазора и аксиального теплоотвода можно определить по формуле (1.68). Сложность расчета температуры ϑ_t коробчатой системы с зазором сводится к определению величины суммарного коэффициента теплообмена k_{tc} .

от системы, который бы учитывал теплоотвод и с внешней, и с внутренней поверхностью. Методика его расчета основана на количественном разделении и анализе общего теплоотвода Q_o на теплоотвод с наружной поверхности Q_n и теплоотвод с внутренней поверхности Q_Δ через зазор

$$Q_o = Q_n + Q_\Delta. \quad (1.89)$$

Применительно к коробчатым токопроводам (см. рис. 1.22) на рис. 1.24 приведены рассчитанные по формуле Джоуля—Ленца (1.2) кривые тепловыделения в токопроводах на 1 м длины в функции от превышения температуры $Q = f(\theta)$, при одинаковой средней плотности тока $J = 3 \text{ A/mm}^2$ и различных размерах моделей 50 — 200 мм (индексы 2 — 6). На рис. 1.24 также представлены кривые $Q_n = f(\theta)$, рассчитанные по формуле Ньютона (1.30). Кривая, соединяющая точки пересечения кри-

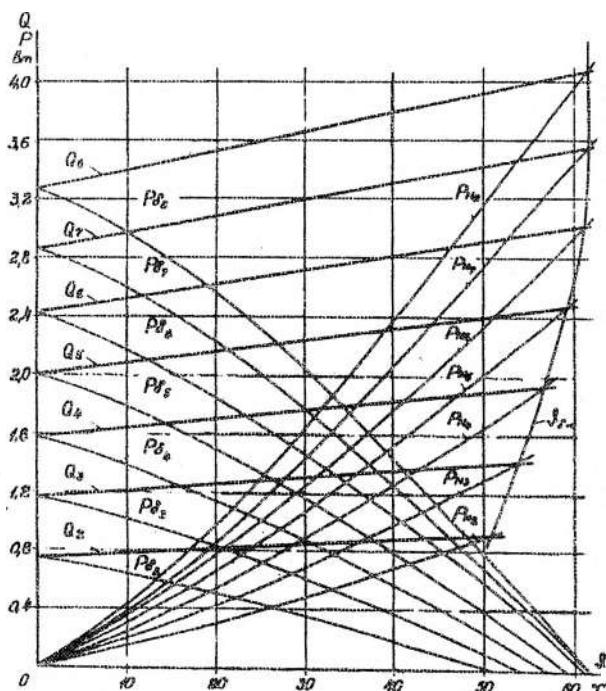


Рис. 1.24. Кривые тепловыделения и теплоотвода с поверхностей серии коробчатых моделей

вых $Q = f(\theta)$ и $Q_n = f(\theta)$, отражает расчетные значения установившихся температур, при которых наступает равенство тепловыделения и теплоотвода $Q = Q_n$ при отсутствии теплоотвода с внутренней поверхности токопровода, т. е. при $\Delta = 0$.

Если рассматриваемые токопроводы дополнительно к естественному теплоотводу с наружной поверхности начать охлаждать еще каким-либо способом, например, путем принудительного движения воды или воздуха вдоль внутренней полости, то установившиеся значения превышений температур начнут снижаться. В зависимости от интенсивности этого внутреннего охлаждения установившиеся превышения температур могут уменьшаться до нуля и даже получать отрицательные значения, когда с наружной поверхности не только не отводится теплота, но через эту поверхность поглощается теплота от более высоко нагретого окружающего воздуха.

Теплоотвод от токопроводов путем введения дополнительного охлаждения соответствует кривым $Q_\Delta = f(\theta)$, построенным на рис. 1.24 для зоны положительных превышений температур. Ординаты этих кривых взяты как разность ординат кривых $Q = f(\theta)$ и $Q_n = f(\theta)$ с одинаковыми индексами. Обозначение этих кривых Q_Δ выбрано исходя из того, что в рассматриваемом случае важны участки этих кривых, которые отражают естественный теплоотвод через вводимые зазоры между параллельными шинами токопроводов.

По фактическим превышениям температур (рис. 1.22) $\theta = f(\Delta/h)$ и соответствующим (рис. 1.24) значениям $Q_\Delta = f(\theta)$ на рис. 1.25 построены кривые теплоотвода через зазор $Q_\Delta = f(\Delta/h)$ для всех вариантов токопроводов (нанесены штриховыми линиями). Анализ штриховых кривых рис. 1.25 позволяет установить:

1) теплоотвод с внутренней поверхности коробчатого токопровода в зависимости от относительной величины зазора $Q_\Delta = f(\Delta/h)$ можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью

$$Q_\Delta = Q_{\Delta y} \left(1 - e^{-10\Delta/h}\right), \quad (1.90)$$

где $Q_{\Delta y}$ — количество теплоты, отводимой с внутренней поверхности коробчатых токоведущих систем в установившемся

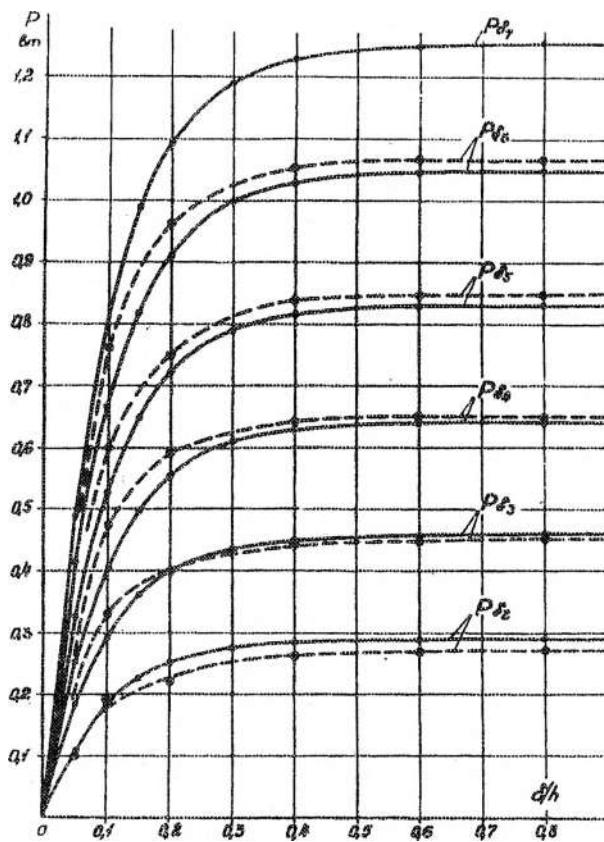


Рис. 1.25. Кривые теплоотвода с внутренних поверхностей серии коробчатых моделей через зазоры

режиме, когда дальнейшее увеличение зазора уже не влияет на температурный режим системы, т. е. при $\Delta = 0,8 h$;

2) теплоотвод с внутренней поверхности коробчатой токоведущей системы через зазор тождествен вынужденному движению теплоносителя, и коэффициент теплообмена для этой поверхности при $\Delta = 0,8 h$ соответствует автомодельной области, где произведение критериев Грасгофа и Прандтля (Gr и Pr) находится в интервале $2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{13}$, т. е. коэффициент

$$k_{t\Delta y} = 1,56 \cdot 10^{0,333}. \quad (1.91)$$

Формула (1.91) справедлива для температур нагрева токопроводов θ , от 20 до 120 °C, представляющих практический интерес.

Так как обе шины, участвующие в теплоотводе с внутренней поверхности, имеют одинаковое превышение температуры и хорошо друг друга экранируют, а величина зазоров относительно мала, то теплоотводом излучением с внутренней поверхности можно пренебречь. Тогда количество теплоты, отводимой с внутренней поверхности на 1 м длины токопровода при $\Delta = 0,8 h$,

$$Q_{\Delta y} = k_{t\Delta y} S_{vn} \theta = 1,56 \theta^{1,333} S_{vn}, \quad (1.92)$$

где S_{vn} — внутренняя поверхность на единицу длины.

При этом общая формула теплоотвода с внутренней поверхности токопровода на 1 м его длины в зависимости от величины зазора

~~$$Q_{\Delta} = Q_{\Delta y} (1 - e^{-10\Delta/h}) = 1,56 \theta^{1,333} S_{vn} (1 - e^{-10\Delta/h}) = k_{t\Delta} S_{vn} \theta,$$~~ (1.93)

где

$$k_{t\Delta} = 1,56 \theta^{0,333} (1 - e^{-10\Delta/h}). \quad (1.94)$$

Рассчитанные по формуле (1.94) зависимости $Q_{\Delta} = f(\Delta/h)$ показаны на рис. 1.25 сплошными линиями. Расхождение данных по расчетным (сплошным) и штриховыми кривыми, построенным с использованием данных эксперимента, не превышает 5 %.

Искомая величина суммарного коэффициента теплообмена полого токопровода с зазором

$$k_{tc} = k_{tk} + k_{ti} + k'_{t\Delta}, \quad (1.95)$$

где k_{tk} и k_{ti} — коэффициенты соответственно теплообмена конвекцией и излучением с наружной поверхности токопровода, а $k'_{t\Delta}$ — коэффициент теплообмена конвекцией с внутренней поверхностью токопровода, приведенный для удобства расчета к наружной поверхности, т. е.

$$k'_{t\Delta} = k_{t\Delta} S_{vn} / S_n. \quad (1.96)$$

В практике полые токопроводы и токоведущие системы аппаратов используются с высотой их сечений от 60 мм и выше. При высоте сечения токопроводов от 60 до 170 мм произведение

Gr Pr находится в диапазоне $3 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^7$. Коэффициент теплообмена в этом диапазоне

$$k_{\text{тк}} = 1,33(\theta/h)^{0,25}. \quad (1.97)$$

В автомодельной области, где $2 \cdot 10^7 < \text{Gr Pr} < 1 \cdot 10^{13}$, т. е. для токопроводов и токоведущих систем с высотой сечения более 170 мм

$$k_{\text{тк}} = 1,56\theta^{0,333}. \quad (1.98)$$

Коэффициент теплообмена излучением с наружной поверхности токопроводов для определяющих температур нагрева токопроводов до 80°C определяется по формуле (1.29).

Таким образом, суммарный коэффициент теплообмена токопровода с полой формой сечения:

а) в диапазоне $3 \cdot 10^5 < \text{Gr Pr} < 2 \cdot 10^7$

$$k_{\text{тс}} = 1,33(\theta/h)^{0,25} + 2,04T_0^3\epsilon_q \cdot 10^{-7}(2,08T/T_0 - 1) + \\ + 1,56\theta^{0,333}(1 - e^{-10\Delta/h})S_{\text{шн}}/S_{\text{н}}; \quad (1.99)$$

б) в диапазоне $2 \cdot 10^7 < \text{Gr Pr} < 1 \cdot 10^{13}$

$$k_{\text{тс}} = 1,56\theta^{0,333} + 2,04T_0^3\epsilon_q \cdot 10^{-7}(2,08T/T_0 - 1) + \\ + 1,56\theta^{0,333}(1 - e^{-10\Delta/h})S_{\text{шн}}/S_{\text{н}}. \quad (1.100)$$

Для оптимальной величины зазора $\Delta = 0,2 h$ формула упрощается

$$k_{\text{тс опт}} = \theta^{0,333}(1,56 + 1,35 S_{\text{шн}}/S_{\text{н}}) + \\ + 2,04T_0^3\epsilon_q \cdot 10^{-7}(2,08T/T_0 - 1) \quad (1.101)$$

Подставляя соответствующее значение $k_{\text{тс}}$ вместо $k_{\text{т}}$ в формулу (1.68), получаем температуру нагрева полого горизонтального коробчатого токопровода с зазором.

Расчетные данные нагрева моделей коробчатых токопроводов в установившемся режиме работы при различных зазорах хорошо совпадают с экспериментальными (см. рис. 1.22).

Изложенную расчетную методику можно использовать для практических расчетов температуры нагрева в установившемся режиме работы не только полых коробчатых горизонтально рас-

положенных токоведущих систем аппаратов и токопроводов, но имеющих другие полые формы поперечного сечения. Это подтверждается экспериментальными данными превышения температуры в установившемся режиме работы различных вариантов полых токопроводов, эпюры которых приведены на рис. 1.26; они отличаются между собой по условиям эксперимента только формой сечения при всех прочих равных условиях, включая зазоры $\Delta = 0,2 h$.

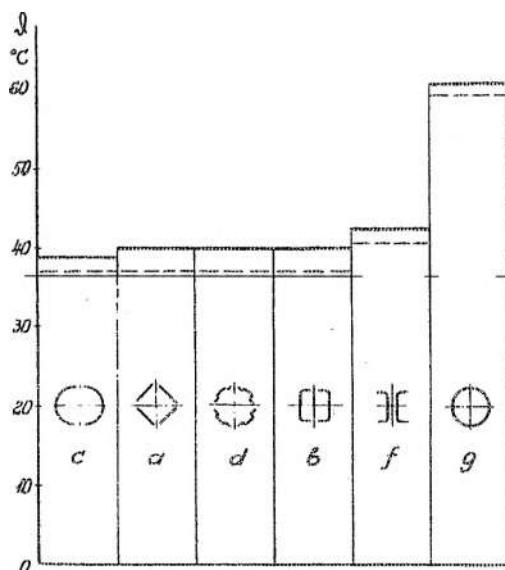


Рис. 1.26. Эпюры установившихся тепловых режимов моделей токопроводов, отличающихся между собой лишь формой поперечного сечения. Максимальное (—) и минимальное (---) превышение температуры по сечению

Токопроводы форм *b*, *a*, *d* имеют одинаковое превышение температуры θ . Так как все данные, вводимые по этой методике в расчет, у них одинаковы (при нескольких зазорах за расчетную величину Δ принимается их проекция на горизонтальную плоскость), то и расчет по этой методике любого полого токопровода дает тот же результат. Токопровод формы *c* имеет меньшую ве-

личину θ , что учитывается в расчете меньшим, чем у отмеченных выше форм, значением $k_{\text{пп}}$. Форму f нельзя считать полой, хотя при расчете по предложенной методике и в этом случае получим верный результат. Повышенное значение θ учитывается в расчете существенно более высоким значением $k_{\text{пп}}$, чем у остальных форм.

Наиболее высокое превышение температуры наблюдается у токопроводов в виде замкнутой круглой трубы (поз. g на рис. 1.26). Напротив, наименьшее превышение температуры наблюдается у токопровода (поз. c на рис. 1.26) в виде двух полу труб того же суммарного сечения. Это сопоставление убедительно показывает высокую эффективность введения зазора для организации теплоотвода с внутренней поверхности токопроводов с любой полой формой сечения.

Результаты исследований (рис. 1.26) позволяют сделать вывод о том, что в практике аппаратостроения могут успешно использоваться различные формы сечения токоведущих элементов с зазорами.

В токопроводах и ТВС аппаратов на номинальные токи более 6000 — 8000 А может оказаться целесообразным применить расщепление контактирующих частей ТВС, например неподвижных и подвижных контактов на большое количество элементов. В этих случаях потребуется использование эффективных программ расчета на ЭВМ $k_{\text{пп}}$ таких расщепленных ТВС и выбора оптимального варианта из числа возможных.

1.6. Определение коэффициента добавочных потерь и распределения тока в сложных токоведущих системах электрических аппаратов переменного тока

В тех случаях, когда ТВС имеет сложную конфигурацию, применяются численные методы расчета распределения тока и, соответственно, $k_{\text{пп}}$. Потери энергии в проводнике единичной длины при переменном токе могут быть определены по формуле

$$\Delta W_t = iS_s |J(\bar{y})|^2 \rho_s dS_c,$$

где $J(\bar{y})$ — плотность тока на элементарной площадке $d\bar{S}_c$ сечения, являющаяся комплексной величиной; \bar{y} — вектор,

определяющий ее координаты в сечении, ρ_s — удельное сопротивление; t — интервал времени.

Определив потери на переменном токе, можно найти коэффициент добавочных потерь как отношение потерь в данном проводнике на переменном токе к потерям в этом же проводнике при постоянном токе. Таким образом, основной задачей, возникающей при расчете потерь в проводнике, является определение зависимости $J = J(\bar{y})$.

Рассмотрим в качестве примера следующую весьма распространенную в практике задачу. Пусть требуется найти распределение тока по сечению шины, на концах которой приложено заданное напряжение $\Delta U = U_0 - U_1$ (рис. 1.27, а). Разобьем шину на элементарные нити тока настолько малого сечения, чтобы плотность тока J_k , $k = 1, 2, \dots, n$ в каждой k -й нити можно было считать постоянной. Элементарная тонкая нить является последовательно соединенным индуктивным M_{kk} и активным сопротивлением $R_{\vartheta k}$. Эти нити индуктивно связаны друг с другом. Ток в k -х нитях, наведенный токами в j -х нитях, определяется коэффициентами взаимной индукции. Таким образом, шина, изображенная на рис. 1.27, а, может быть представлена эквивалентной схемой замещения (рис. 1.27, б). Составляя для этой схемы уравнения Кирхгофа, получим систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} R_{\vartheta 1} I_1 + i\omega \sum_{j=1}^n M_{1j} I_j &= \Delta U_1; \\ R_{\vartheta k} I_k + i\omega \sum_{j=1}^n M_{kj} I_j &= \Delta U_k; \\ R_{\vartheta n} I_n + i\omega \sum_{j=1}^n M_{nj} I_j &= \Delta U_n. \end{aligned} \quad (1.102)$$

Здесь $I_k = J_k \Delta S_c$ — ток, проходящий через сечение элементарной k -й нити; J_k — плотность тока; ΔS_c — площадь попечерного сечения нити; i — мнимая единица; ω — угловая частота. Коэффициенты взаимной индукции M_{kj} определяются согласно [11] по формуле

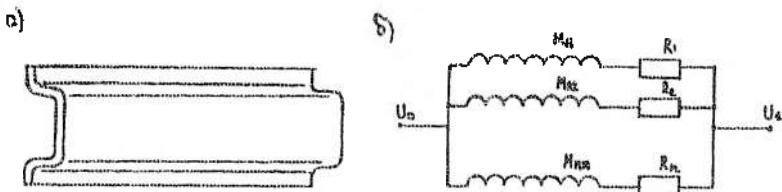


Рис. 1.27. К расчету распределения тока в проводнике: *a* — элемент токоведущей системы; *б* — эквивалентная схема замещения элемента токоведущей системы

$$M_{kj} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left(\ln \frac{2l}{g_{kj}} - 1 \right),$$

где μ_0 — магнитная проницаемость; l — длина шины; g_{kj} — среднегеометрическое расстояние поперечных сечений k -й и j -й нитей, при $k = j$ (расстояние k -го сечения от самого себя).

Разности потенциалов ΔU_k равны по условию данной конкретной задачи одной и той же величине $U_0 - U_1$. Однако, чтобы иметь возможность дальнейших обобщений, будем предполагать, что в общем случае ΔU_k зависит от номера нити тока, т. е. от индекса k .

Учитывая, что $R_{0k} = \rho_0 l / \Delta S_c$ при $S_c \rightarrow 0$, получим интегральное уравнение относительно плотности тока $J(\vec{y})$:

$$\rho_0 J(\vec{x}) + \frac{i\omega}{l} \int dS M(\vec{x}, \vec{y}) J(\vec{y}) = \frac{1}{l} \Delta U(\vec{x}), \quad (1.103)$$

где $M(\vec{x}, \vec{y}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\ln \frac{2l}{g(\vec{x}, \vec{y})} - 1 \right)$; $g(\vec{x}, \vec{y}) = |\vec{x} - \vec{y}|$ — расстояние между точками в поперечном сечении; $J_k = J(\vec{x}_k)$, где \vec{x}_k — вектор, определяющий положение k -й нити в поперечном сечении шины.

При численном решении интегральное уравнение (1.103) аппроксимируется системой линейных уравнений, и мы возвращаемся к системе (1.102). Интегральное уравнение (1.103) можно понимать как систему бесконечно большого числа ли-

Рассмотрим в качестве примера следующую весьма распространенную в практике задачу. Пусть требуется найти распределение тока по сечению шины, на концах которой приложено заданное напряжение $\Delta U = U_0 - U_1$ (рис. 1.27, а). Разобьем шину на элементарные нити тока настолько малого сечения, чтобы плотность тока J_k , $k = 1, 2, \dots, n$ в каждой k -й нити можно было считать постоянной. Элементарная тонкая нить является последовательно соединенным индуктивным M_{kk} и активным сопротивлением R_{kk} . Эти нити индуктивно связаны друг с другом. Ток в k -х нитях, наведенный токами в j -х нитях, определяется коэффициентами взаимной индукции. Таким образом, шина, изображенная на рис. 1.27, а, может быть представлена эквивалентной схемой замещения (рис. 1.27, б). Составляя для этой схемы уравнения Кирхгофа, получим систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} R_{\text{з1}} I_1 + i\omega \sum_{j=1}^n M_{1j} I_j &= \Delta U_1; \\ R_{\text{зк}} I_k + i\omega \sum_{j=1}^n M_{kj} I_j &= \Delta U_k; \\ R_{\text{зп}} I_n + i\omega \sum_{j=1}^n M_{nj} I_j &= \Delta U_n. \end{aligned} \quad (1.102)$$

Здесь $I_k = J_k \Delta S_c$ — ток, проходящий через сечение элементарной k -й нити; J_k — плотность тока; ΔS_c — площадь центрального сечения нити; i — мнимая единица; ω — угловая частота. Коэффициенты взаимной индукции M_{kj} определяются согласно [11] по формуле

чем во втором.

Уравнения (1.102), (1.104) можно обобщить на тот случай, когда отдельные участки ТВС не являются параллельными, а расположены под произвольным углом в пространстве. Кроме того, с помощью этих обобщенных уравнений можно рассчитать вихревые и экранирующие токи в металлических конст-

рукциях, окружающих ТВС (в балках, стойках, опорах, экранах и т. п.) в тех случаях, когда токи в этих конструкциях протекают вдоль продольного направления. Необходимость расчета распределения тока в непараллельных токоведущих элементах возникает, например, при проектировании электропечных устройств, при снятии характеристик ТВС на испытательных стендах. Расчет экранирующих и вихревых токов необходим при разработке электромагнитных экранов.

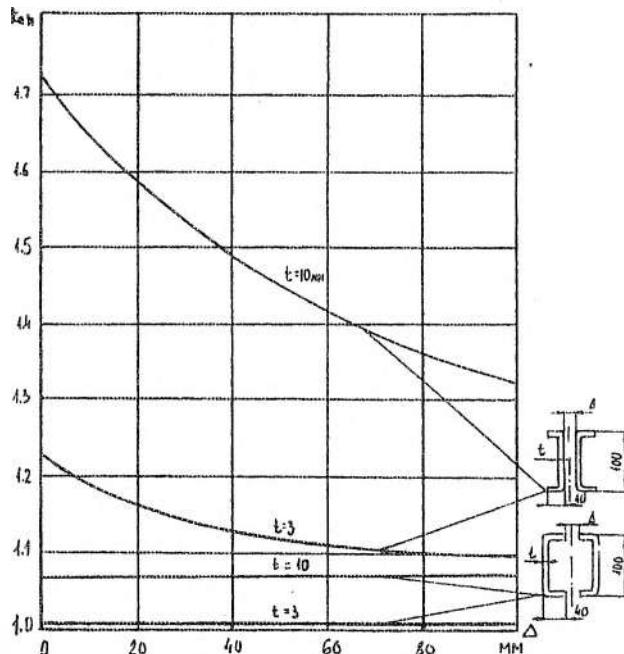


Рис. 1.28. Влияние величины зазора на изменение $k_{пэ}$ коробчатой модели полками внутрь и наружу

Рассмотрим, например, схему соединения элементов ТВС, показанную на рис. 1.29. Имеем четыре прямолинейные шины произвольного сечения. Первая, вторая и третья шины подключены к генератору с напряжением U_0 (потенциал левого зажима генератора равен U_0 , а правого — нулю). Четвертая, изолированная от генератора шина может быть опорой, ограждением и т. п. В этойшине наводятся вихревые токи, направлен-

ные, как предполагается, вдоль шины. В этой задаче кроме токов неизвестными величинами являются потенциалы U_1 , U_2 на концах нагруженных шин и разность потенциалов $U_3 - U_4$ в изолированной шине.

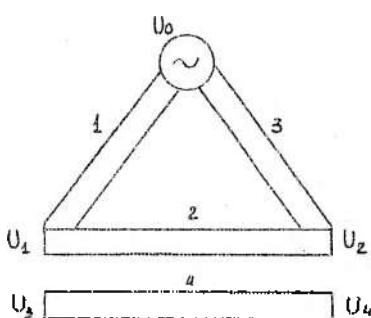


Рис.1.29. Пример непараллельного включения проводников в установке

Для расчета распределения токов, так же как в предыдущей задаче, разобьем прямолинейные участки шин на тонкие нити и составим эквивалентную схему замещения, что даст систему вида (1.102) с тем отличием, что для первой шинки в правой части получим для второй $U_1 - U_2$, для третьей $U_2 - 0 = U_2$, для четвертой $U_3 - U_4$. Коэффициенты взаимной индуктивности M_{ij} вычисляются для непараллельных элементов по формулам, приведенным в [11].

Для получения замкнутой системы уравнений к системе вида (1.102) необходимо добавить три уравнения

$$I_1 = I_2, \quad I_2 = I_3, \quad I_4 = 0, \quad (1.105)$$

где I_1 , I_2 , I_3 , I_4 — полные токи в соответствующих индексу шинак.

Применение уравнений вида (1.102), (1.105) не ограничивается только задачами расчета теплонапряжения в элементах электрических аппаратов. Эти уравнения могут быть использованы, например, при расчете электродинамических усилий между токоведущими элементами электрического аппарата.

1.7. Нагрев проводников при коротких замыканиях

Из (1.64) следует, что при переменном токе

$$J^2 dt = \frac{c_0 p(1 + \beta_c \theta)}{k_{\text{д,п}} \rho_0 (1 + \alpha_T \theta)} dt,$$

т. е. тепловыделение в проводнике за время короткого замыкания t_k

$$\int_0^{t_k} J^2 dt = \frac{c_0 \rho}{k_{\text{дн}} \rho_{\text{в0}}} \int_{\theta_n}^{\theta_k} \frac{(1 + \beta_c \theta)}{(1 + \alpha_r \theta)} d\theta = A_k - A_n, \quad (1.106)$$

где θ_n, θ_k — начальная и конечная температуры нагрева проводника при токе к.з. Интеграл $\int_0^{t_k} J^2 dt$ отражает количество тепла, выделяющегося в проводнике за время t_k при изменяющейся во времени плотности тока. Для упрощения расчета принято считать, что одинаковое термическое действие на проводник достигается от воздействия установившегося тока короткого замыкания с плотностью J_{∞}^2 за несколько большее время, называемое фиктивным, t_{ϕ} , т. е.

$$\int_0^{t_k} J^2 dt = J_{\infty}^2 t_{\phi}. \quad (1.107)$$

Фиктивное время t_{ϕ} отражает соответствующее действие апериодической и периодической составляющих, т. е.

$$t_{\phi} = t_{\infty} + t_{\text{а-ф}}. \quad (1.108)$$

Фиктивное время для периодической составляющей определяется по кривым рис. 1.30 в зависимости от отношения максимального значения тока к.з. в начальный момент возникновения к установившемуся значению тока к.з.

$$\beta'' = \frac{I_p}{I_{\infty}},$$

где I_p, I_{∞} — ударный и установившийся токи к.з. Время t_k определяется как сумма

$$t_k = t_p + t_b, \quad (1.109)$$

где t_p — время срабатывания релейной защиты; t_b — собственное время отключения выключателя.

Кривые приведены для действительных времен тока к.з. до $t_k = 5$ с, в течение которого изменение периодической состав-

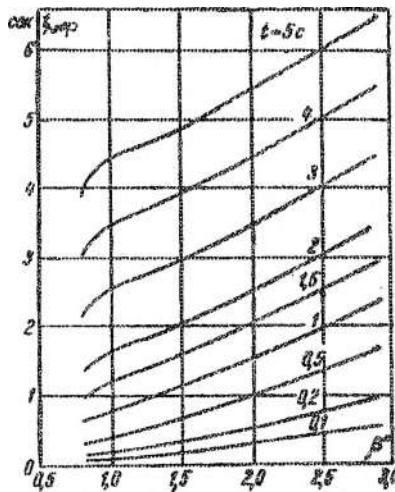


Рис. 1.30. Фиктивное время
периодической составляющей
тока к.з.

ляющей практически всегда заканчивается. При действительном времени $t_k > 5$ с время $t_{-\phi}$ определяется равенством

$$t_{-\phi} \equiv t_{-\phi 5} + t_k - 5. \quad (1.110)$$

Кривые рис. 1.30 построены как средние для генераторов различных типов, с учетом, что они имеют автоматические регуляторы напряжения. При наличии регуляторов фиктивное время меньше, чем без них, но ток больше. В расчетах принимается этот случай, как более тяжелый.

Фиктивное время для апериодической составляющей тока к.з.

$$t_{-\phi} = T(\beta')^2 \left(1 - e^{-\frac{2t_k}{T}}\right), \quad (1.111)$$

где $T = L/R$ — постоянная времени затухания апериодической составляющей. Учитывая, что в практике апериодическая составляющая затухает в течение 0,2 — 0,3 с, ее термическое воздействие при $t_k > 1$ можно не учитывать.

Решение уравнения (1.106) относительно ϑ можно упростить, принимая во внимание, что $\beta_c \ll \alpha_t \leq 1$.

Тогда

$$\frac{1 + \alpha_t \theta}{1 + \beta_c \theta} \approx (1 + \alpha_t \theta)(1 - \beta_c \theta) \approx 1 + (\alpha_t - \beta_c) \theta, \quad (1.112)$$

и далее получим

$$\begin{aligned} J_{\infty}^2 t_{\phi} &= \frac{c_0 \rho}{k_{\text{д}} n \rho_0 \theta_{\text{н}}} \int_{\theta_{\text{н}}}^{\theta_{\text{к}}} \frac{d\theta}{1 + (\alpha_t - \beta_c) \theta} = \\ &= \frac{\alpha_t}{\alpha_t - \beta_c} \ln \frac{1 + (\alpha_t - \beta_c) \theta_{\text{к}}}{1 + (\alpha_t - \beta_c) \theta_{\text{н}}}. \end{aligned} \quad (1.113)$$

Отсюда

$$\theta_{\text{к}} = \frac{1}{\alpha_t - \beta_c} \left\{ [1 + (\alpha_t - \beta_c) \theta_{\text{н}}] e^{\frac{(\alpha_t - \beta_c) k_{\text{д}} n \rho_0 \theta_{\text{н}} J_{\infty}^2 t_{\phi}}{c_0 \rho}} - 1 \right\}. \quad (1.114)$$

Пользуясь этой формулой, можно рассчитывать температуру проводника при к.з. в зависимости от плотности тока в нем, или, что удобнее, от произведения $J_{\infty}^2 t_{\phi}$.

Результаты таких расчетов приведены на рис. 1.31, причем в расчете принято, что $\theta_{\text{н}} = 0$. При более высоких начальных температурах кривые начинаются выше и растут круче. Например, при $\theta_{\text{н}} = 100^{\circ}\text{C}$ температура медного проводника будет определяться пунктирной кривой (рис. 1.31). Имея кривые, построенные для случая $\theta_{\text{н}} = 0$, можно построить кривую для любой начальной температуры θ_1 . Для этого необходимо определить значение произведения $J_{\infty}^2 t_{\phi}$, соответствующее данной температуре, и прибавить эту величину к заданной величине $J_{\infty}^2 t_{\phi}$. Температура, определенная по кривой для суммы $J_{\infty}^2 t_{\phi} + (J_{\infty}^2 t_{\phi})$, и будет темп-

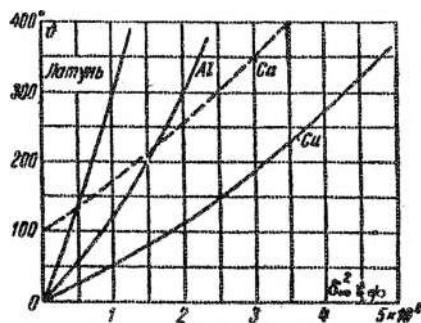


Рис. 1.31. Нагревание проводника при кратковременном действии тока к.з.

ратурой нагрева, соответствующей принятой начальной температуре.

Если известны предельный ток термической стойкости $I_{\text{пт}}$ и время его действия $t_{\text{пт}}$, то необходимое сечение проводника можно определить из соотношения

$$I_{\text{пт}}^2 t_{\text{пт}} = S_c^2 J_{\text{пт}}^2 t_{\text{пт}} = S_c^2 (A_k - A_h). \quad (1.115)$$

Отсюда

$$S_c^2 = I_{\text{пт}} \sqrt{\frac{t_{\text{пт}}}{A_k - A_h}}. \quad (1.116)$$

1.8. Нагрев однородных элементов токоведущих систем в ограниченном пространстве

Рассмотрим теплоотвод от токоведущей системы в ограниченном пространстве, так как в электрических аппаратах часто происходит теплопередача через жидкостные или газовые промежутки (воды, дугогасительные камеры и т. п.). Значение этого теплоотвода возрастает в связи с наметившимися в последнее время новыми направлениями в создании высоковольтных аппаратов, особенно на генераторное напряжение, отличающихся коаксиальным расположением токоведущих систем и дугогасительных устройств в среде сжатого воздуха или элегаза внутри металлических резервуаров. Сжатый газ является эффективным теплоносителем от токоведущей системы к стенкам резервуара.

Характер естественной циркуляции в прослойках происходит здесь согласно схемам рис. 1.32. В горизонтальных щелях режим движения определяется взаимным расположением нагретых и холодных поверхностей и расстоянием между ними. Если нагретая поверхность расположена сверху (рис. 1.32, а), то циркуляция отсутствует, если снизу (рис. 1.32, б), то восходящие и нисходящие потоки чередуются. В вертикальных каналах и щелях в зависимости от их ширины циркуляция может происходить или без взаимных помех для восходящих и нисходящих потоков в широких щелях, или со взаимными помехами в узких щелях (рис. 1.32, в). Здесь возникают внутренние циркуляцион-

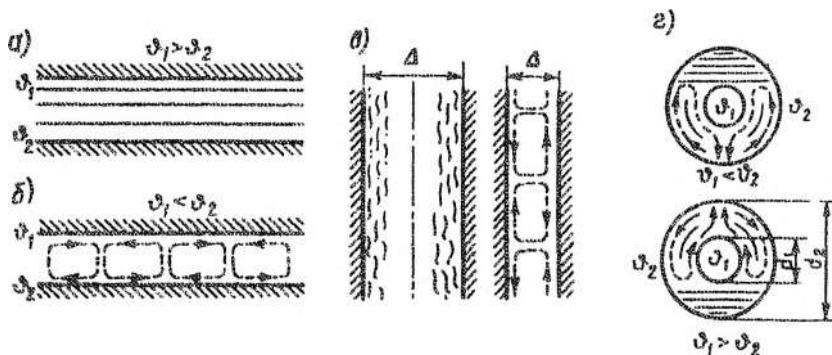


Рис. 1.32. Техлообмен в прослойках при естественном движении жидкости или газа для тел с различной геометрией

ные контуры, высота которых зависит от вида жидкости, ширины щели и интенсивности процесса.

В горизонтальных шаровых и цилиндрических прослойках циркуляция развивается лишь в зоне, находящейся выше нижней кромки нагретой поверхности (рис. 1.32, г). Если нагрета внешняя поверхность, то циркуляция развивается ниже верхней кромки холодной поверхности.

В случае применения внутри оболочки (рис. 1.32, г) токопроводов или ТВС полой формы с зазорами циркуляция развивается во всем внутреннем объеме. Застойная зона прослойки, в которой теплопередача осуществляется теплопроводностью, исчезает; передача тепла конвекцией усиливается, а температура нагрева токопровода или ТВС аппарата, при прочих равных условиях, дополнительно уменьшается.

Расчет теплопередачи через щель, заполненную непроточной средой жидкости или газа, ведут по обычным формулам теплопроводности с использованием условного эквивалентного коэффициента теплопроводности прослойки, учитывающего влияние конвекции

$$\lambda_3 = \lambda \varepsilon_k, \quad (1.117)$$

где λ_3 — эквивалентная теплопроводность; λ — теплопроводность теплопередающей среды; ε_k — коэффициент, учитывающий влияние конвекции, который является функцией ($Gr Pr$).

Для круглого проводника диаметром d_1 конвективный теплообмен внутренней полости оболочки диаметром d_2 на единицу длины

$$Q = [2\pi\lambda_3/\ln(d_2/d_1)](\theta_1\theta_2), \quad (1.118)$$

где θ_1 и θ_2 — температуры токопровода и оболочки.

В этом случае

$$Gr = (d_2 - d_1)^3 \beta_{tr} g_T (\theta_1 - \theta_2) / (8\eta^2 k);$$

$$Pr = \eta_k / \kappa = \rho c_p \eta / \lambda. \quad (1.119)$$

В более общем виде применительно к токопроводу любой формы, поверхность которого ограничена плавными кривыми,

$$Q_k = (\lambda_3 / \Delta_k) [(\Pi_u - \Pi_t) / \ln(\Pi_u / \Pi_t)] (\theta_t - \theta_u). \quad (1.120)$$

Здесь Π_u и Π_t — параметры внутренней поверхности цилиндра и токопровода соответственно; Δ_k — средняя толщина прослойки, равная толщине прослойки при эквивалентной окружности $\Pi_{te} = 2\pi r_e$, диаметр которой $d_{te} = \Pi_{te}/\pi$.

Теплообмен в сжатом газе. В связи с тем, что в большинстве случаев внешними оболочками токопроводов являются трубы, а токоведущими частями — круглые стержни или полые круглые и коробчатые проводники, теплоотвод рассмотрим применительно к этим геометрическим формам. При этом заполняющими газами в них являются сжатый воздух или элегаз. Полученные соотношения позволяют вести расчет практически для любых газов и жидкостей. Хотя современные математические методы и позволяют теоретически точно определить ϵ_k (1.117) для различных прослоек, однако удобнее пользоваться его значениями, представленными в критериальном виде по экспериментальным данным, приведенным на рис. 1.33 в виде точек, по которым построены кривые [20] (в том числе A — цилиндрическая жидкостная прослойка, \times — плоская вертикальная газовая):

при $10^3 < Gr Pr < 10^6$

$$\epsilon = 0,165(Gr Pr)^{0,3} \quad (1.121)$$

при $10^6 < Gr Pr < 10^{10}$

$$\epsilon = 0,4(Gr Pr)^{0,2}. \quad (1.122)$$

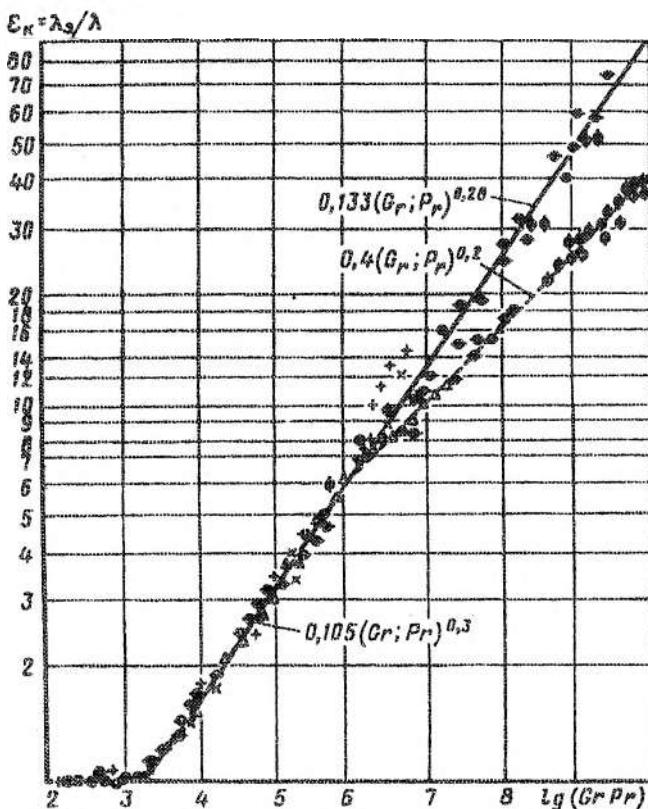


Рис. 1.33. Влияние конвекции в прослойках

Однако при значениях $Gr Pr > 10^6$ выражение (1.122) неоднозначно, так как точки, полученные при исследовании плоских горизонтальных газовых прослоек (+), находятся значительно выше предложенной в [3] пунктирной прямой, а при значениях $Gr Pr > 10^8$ даны только точки, полученные при исследовании шаровых газовых прослоек (Φ) и цилиндрических (Θ), причем некоторые из этих точек также лежат значительно выше этой пунктирной прямой.

В связи с этим на рис. 1.33 нанесены также данные экспериментов, проведенных при исследовании цилиндрических газовых прослоек, заполненных сжатым воздухом и элегазом (\bullet).

На основе этих данных на рис. 1.33 для значений $\text{Gr Pr} > 10^6$ построена также зависимость, описываемая выражением [3]

$$\epsilon_k = 0,133(\text{Gr Pr})^{0,28}, \quad (1.123),$$

которая рекомендуется для применения в расчетах теплоизменения через газовые и жидкостные прослойки.

Влияние давления в прослойке. [3]. Плотность газа при изотермическом сжатии пропорциональна давлению

$$\rho = \rho_0 p / p_0 \quad (1.124)$$

и, следовательно,

$$\eta_k = \eta_\infty / \rho = (\eta_\infty / \rho_0) p_0 / p; \quad (1.125)$$

$$\text{Gr Pr} = \left[\Delta_k^3 \beta_r c_p \rho_0^3 g_r / (\lambda \eta_\infty) \right] (p / \rho_0)^2 (\theta_r - \theta_0), \quad (1.126)$$

где $\Delta_k = (d_2 - d_1)/2$ — определяющий размер, равный ширине прослойки; ρ_0 — плотность газа при атмосферном давлении; p_0 и p — атмосферное и расчетное давление газа, Па.

Подставив (1.126) в (1.123) и (1.121) с учетом (1.117) и (1.118), найдем выражения для конвективного теплообмена во внутренней полости между токопроводом и оболочкой:

для диапазона $10^3 < \text{Gr Pr} < 10^6$

$$Q_k = 0,105 \left(\frac{\beta_r \rho_0^2 c_p g_r \lambda^{2,33}}{\eta_\infty} \right)^{0,3} \times \\ \times \frac{(\Pi_0 - \Pi_r)^{-0,1} \Delta_k}{\ln(\Pi_0 / \Pi_r)} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,6} (\theta_r - \theta_0)^{1,3}; \quad (1.127)$$

для диапазона $10^6 < \text{Gr Pr} < 10^{10}$

$$Q_k = 0,133 \left(\frac{\beta_r \rho_0^2 c_p g_r \lambda^{2,58}}{\eta_\infty} \right)^{0,28} \times \\ \times \frac{(\Pi_0 - \Pi_r)^{-0,16} \Delta_k}{\ln(\Pi_0 / \Pi_r)} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,56} (\theta_r - \theta_0)^{1,28}. \quad (1.128)$$

Аналогично можно вывести соотношения и для жидкостных прослоек, однако вследствие несжимаемости жидкостей в них будет отсутствовать зависимость теплообмена от давления, а именно:

для диапазона $10^3 < \text{Gr Pr} < 10^6$

$$Q_k = 0,105 \left(\frac{\beta_r \rho_0^2 c_p g_r \lambda^{2,33}}{\eta_{\mu}} \right)^{0,3} \times \frac{(\Pi_0 - \Pi_r) \Delta_k^{-0,1}}{\ln(\Pi_0/\Pi_r)} (\theta_r - \theta_0)^{1,3}; \quad (1.129)$$

для диапазона $10^6 < \text{Gr Pr} < 10^{10}$

$$Q_k \approx 0,133 \left(\frac{\beta_r \rho_0^2 c_p g_r \lambda^{2,58}}{\eta_{\mu}} \right)^{0,28} \times \frac{(\Pi_0 - \Pi_r) \Delta_k^{-0,16}}{\ln(\Pi_0/\Pi_r)} (\theta_r - \theta_0)^{1,28}. \quad (1.130)$$

Соотношения (1.127) — (1.130) универсальны и описывают конвективный теплообмен во внутренней полости газо- и жидкостно наполненных горизонтальных токопроводов. В частности, для газонаполненного токопровода с круглой трубчатой оболочкой и коаксиально расположенным в ней круглым токоведущим проводником выражение (1.128) приобретает вид

$$Q_k = 0,467 \left(\frac{\beta_r \rho_0^2 c_p g_r \lambda^{2,58}}{\eta_{\mu}} \right)^{0,28} \times \\ \times \frac{(d_0 - d_r)^{0,84}}{\ln(d_2/d_1)} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,56} (\theta_r - \theta_0)^{1,28}, \quad (1.131)$$

а для квадратного коробчатого проводника

$$Q_k = 0,113 \left(\frac{\beta_r \rho_0^2 c_p g_r \lambda^{2,56}}{\eta_{\mu}} \right)^{0,28} \times \\ \times \frac{(\pi d_0 - 4h)[d_0 - h/2]^{-0,16}}{\ln[\pi d_0/(4h)]} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,56} (\theta_r - \theta_0)^{1,28}, \quad (1.132)$$

где d_0 — внутренний диаметр оболочки токопровода, м;
 d_r — наружный диаметр круглого токоведущего проводника, м; h — сторона квадратного коробчатого проводника, м.

Комплексы $A_1 = (\beta_t \rho_0^2 c_p g_t \lambda^{2,33} / \eta_d)^{0,3}$ и $A_2 = (\beta_t \rho_0^2 c_p g_t \lambda^{2,56} / \eta_d)^{0,28}$, входящие в выражения (1.127) — (1.130), являются некоторой функцией расчетной определяющей температуры в прослойке $\theta_\Phi = 0,5(\theta_t + \theta_0)$.

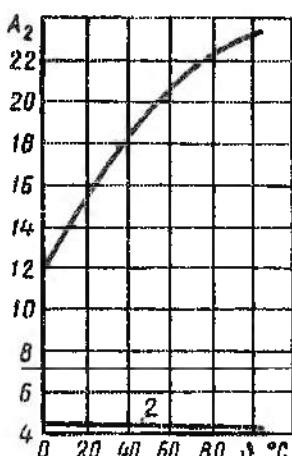


Рис. 1.34. Влияние физических характеристик среды и температуры на условия теплообмена конвекцией: 1 — для масла, 2 — для воздуха

несколько корректирующих расчетов приближений к истинным значениям Q_k . Как для газовых, так и для жидкостных прослоек при практических расчетах можно пренебречь зависимостью указанных комплексов от давления (при $p < 10$ МПа). Лучистый теплообмен между токоведущим проводником и оболочкой токопровода определяется соотношением

$$Q_u = \frac{k_B \Pi_t 10^{-8}}{\frac{1}{\epsilon_{u,t}} + (\Pi_t / \Pi_0)(\frac{1}{\epsilon_{u,o}} - 1)} (T_t^4 - T_o^4) = k(T_t^4) - (T_o^4), \quad (1.133)$$

где T_t и T_o — средние температуры поверхностей токоведущего проводника и оболочки, К; $\epsilon_{u,t}$ и $\epsilon_{u,o}$ — соответственно степени черноты этих поверхностей.

Однако для практических расчетов следует иметь в виду, что в случае применения газов в качестве заполняющей среды температурная зависимость указанных комплексов настолько мала, что ее можно пренебречь, принимая при расчете параметры газов для приблизительно ожидаемой температуры. Например, величина комплекса A_2 для воздуха в диапазоне температур от нуля до 100 °С изменяется от 4,51 до 4,15, что составляет всего 9 %. Для жидкостей указанные комплексы с повышением температуры существенно увеличиваются. Для примера на рис. 1.34 показаны зависимости комплекса $A_2 = (\beta_t \rho_0^2 c_p g_t \lambda^{2,56} / \eta_d)^{0,28}$ от температуры для трансформаторного масла (1) и воздуха (2).

Таким образом, при пользовании выражениями (1.127) — (1.130) для жидкостных прослоек необходимо производить

Практически излучение следует учитывать только при теплообмене в газонаполненном токопроводе, так как капельные жидкости, применительно к обычным тепловым расчетам, непрозрачны для теплового излучения. Уравнение теплового баланса внутренней полости токопровода имеет вид

$$Q_n = Q_k + Q_u, \quad (1.134)$$

где Q_u — тепловая энергия, выделяющаяся в единице длины токоведущего проводника, равна:

$$Q_u = I^2 R_{u-0} = I^2 R_{g-0} (1 + \alpha_t \theta_t). \quad (1.135)$$

Обозначив в выражениях (1.127) и (1.130) газовые комплексы соответственно A_1 и A_2 , геометрические комплексы B_1 и B_2 , относительное давление $p' = p/p_0$ и подставив (1.127) или (1.128), (1.133) и (1.135) в (1.134), получим:

для диапазона $10^3 < Gr Pr < 10^6$

$$I^2 R_{g-0} (1 + \alpha_t \theta_t) = 0,105 A_1 B_1 (p')^{0,6} (\theta_t - \theta_0)^{1,3} + k (T_t^4 - T_0^4); \quad (1.136)$$

для диапазона $10^6 < Gr Pr < 10^{10}$

$$I^2 R_{g-0} (1 + \alpha_t \theta_t) = 0,133 A_2 B_2 (p')^{0,56} (\theta_t - \theta_0)^{1,28} + k (T_t^4 - T_0^4). \quad (1.137)$$

Здесь

$$B_1 = \frac{\Pi_0 - \Pi_t}{\ln(\Pi_0/\Pi_t)} \Delta_k^{-0,1}, \quad B_2 = \frac{\Pi_0 - \Pi_t}{\ln(\Pi_0/\Pi_t)} \Delta_k^{-0,16};$$

$$k = \frac{k_b \Pi_t 10^{-8}}{(1/\varepsilon_{qt}) + (\Pi_t/\Pi_0)(1/\varepsilon_{q0} - 1)}.$$

Из выражений (1.134) и (1.137) методом последовательного приближения можно найти перепад температур между токоведущим проводником и оболочкой токопровода. Для некоторых случаев выражения (1.134) и (1.136) существенно упрощаются, если пренебречь лучистым теплообменом между проводником и оболочкой. Выражение (1.133) показывает, что допустимость этого приближения возможна в следующих случаях: мал периметр токоведущего проводника; мала излучающая способность токоведущего проводника и оболочки (ε_{qt} и $\varepsilon_{q0} < 0,1$); мала ожидаемая разность температур между проводником и оболочкой $\theta_t - \theta_0 < 10$ К.

В этом случае выражения (1.136) и (1.137) принимают вид:

$$I^2 R_{3-} = 0,105 A_1 B_1 (p')^{0,6} (\theta_t - \theta_0)^{1,3}; \quad (1.138)$$

$$I^2 R_{2-} = 0,133 A_2 B_2 (p')^{0,56} (\theta_t - \theta_0)^{1,28}, \quad (1.139)$$

откуда для диапазона $10^3 < \text{Gr Pr} < 10^6$

$$\theta_t - \theta_0 = 5,7 [R_{3-}/(A_1 B_1)]^{0,77} I^{1,54}/(p')^{0,46} \quad (1.140)$$

и для диапазона $10^6 < \text{Gr Pr} < 10^{10}$

$$\theta_t - \theta_0 = 4,85 [R_{3-}/(A_2 B_2)]^{0,78} I^{1,57}/(p')^{0,436}. \quad (1.141)$$

Выражения (1.136) и (1.137) дают возможность получить критерии для оптимального выбора геометрических данных токопроводов и вида среды, заполняющей внутреннюю полость, для обеспечения наибольшей пропускной способности по току.

§ 1.9. Нагрев катушек электрических аппаратов

Типичная конструктивная схема катушки приведена на рис. 1.35. В связи с различными условиями охлаждения торцевых и боковых поверхностей катушки коэффициенты теплообмена на этих поверхностях различные. По опытным данным отношение k_{11}/k_{12} может принимать следующие значения:

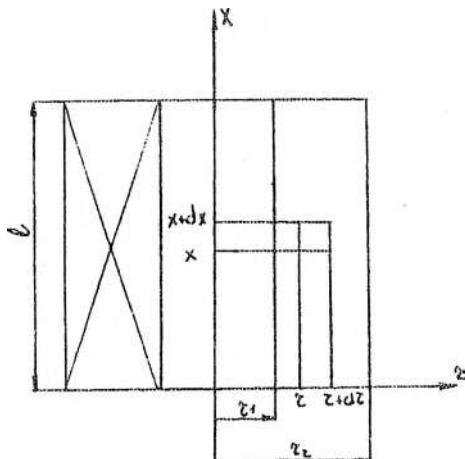


Рис. 1.35. Катушка электрического аппарата

0,9 — бескаркасная бандажированная катушка постоянного тока, установленная на сердечник;

1,7 — катушка постоянного тока, намотанная на металлическую гильзу, установленная на сердечник;

2,7 — катушка постоянного тока, намотанная непосредственно на сердечник;

0 — катушка переменного тока, установленная на шихтованный сердечник, и катушка, имеющая изоляционный каркас из материала, плохо приводящего тепло.

Катушка представляет собой неоднородное тело. Поэтому теплопроводность определяется материалами проводника, изоляции, пропиточных компаундов, способом намотки. Под теплопроводностью λ_r и λ_x в направлениях осей r и x подразумевается эквивалентная теплопроводность замещающего однородного тела с теми же геометрическими размерами, что и катушка, и одинаковыми с ней свойствами в отношении теплопроводности. Для катушки, намотанной прямоугольным проводом сечением $a \times b$ с изоляцией толщиной Δ , эквивалентная теплопроводность определяется выражением

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{из}} \left(\frac{(a + 2\Delta)b}{2\Delta(b + 2\Delta)} + \frac{2\Delta}{b + 2\Delta} \right), \quad (1.142)$$

а для катушки, намотанной круглым проводом диаметром d и пропитанной компаундом, —

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{из}} \left(\frac{d}{2\Delta} + \frac{2\Delta}{b + 2\Delta} \right), \quad (1.143)$$

где $\lambda_{\text{из}}$ — теплопроводность изоляции в первом случае и пропиточного материала во втором.

При намотке катушек между слоями проводников могут быть проложены дополнительные слои изоляции. В этом случае теплопроводность в направлении оси r меньше, чем в направлении оси x . Если положить $\lambda_r = \lambda_0$, то $\lambda_x = m\lambda_r = m\lambda_0$, где m — коэффициент, учитывающий, во сколько раз λ_x отличается от λ_r . Коэффициент m зависит от конструкции и технологии изготовления катушки и может быть меньше, равен или больше единицы.

При расчетах учитывают изменения теплопроводности от температуры. Теплопроводность катушки вычисляется по формуле (1.27), где λ_0 определяется выражением (1.142) или (1.143).

Для расчета стационарной температуры в любой точке тела катушки следует составить уравнение теплового баланса для элементарного кольцевого объема $2\pi r dr dx$ (рис. 1.35), где r — текущий радиус; dr — ширина кольца; dx — его высота. В направлении возрастания координаты r через единицу площади цилиндрической поверхности $2\pi r dx$ в единицу времени поступает тепловой поток плотностью q_r . Плотность потока, проходящего через поверхность $2\pi(r+dr)dx$, в этом случае равна $q_r + (\partial q_r / \partial r)dr$. Аналогично плотность потока, проходящего через торцевые поверхности $2\pi r dr$ выделенного объема с координатой x , составит q_x , а с координатой $x+dx$ будет $q_x + (\partial q_x / \partial x)dx$. Для выделенного элементарного кольцевого объема количество тепла, поступающего в объем, плюс тепло Q , выделяющееся в этом объеме, равно количеству тепла, уходящего из объема. Поэтому

$$q_r 2\pi r dx + q_x 2\pi r dr + Q = \left(q_r + \frac{\partial q_r}{\partial r} dr \right) 2\pi(r+dr)dx + \\ + \left(q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \right) 2\pi r dr .$$

Если катушка содержит N витков, то в поперечном сечении выделенного элементарного объема содержится $dr dx N / (l(r_2 - r_1))$ витков. Активное сопротивление одного витка

$$R_{13} = \rho_{30}(1 + \alpha_T \theta) 2\pi r / (\pi d^2 / 4)$$

где d — диаметр проводника.

Выделяемая в единицу времени энергия в элементарном объеме составляет

$$Q = \frac{I^2 \rho_{30} (1 + \alpha_T \theta) 2\pi r}{(\pi d^2 / 4)} \frac{dr dx N}{l(r_2 - r_1)} .$$

Подставляя Q в уравнение теплового баланса для элементарного кольцевого объема, пренебрегая малыми второго порядка и поделив все выражение на элементарный объем $2\pi r dr dx$, можно получить

$$\frac{q_r}{r} + \frac{\partial q_r}{\partial r} + \frac{\partial q_x}{\partial x} = Q_0 (1 + \alpha_T \theta) , \quad (1.144)$$

где $Q_0 = I^2 p_{30} N 4 / (\pi d^2 (r_2 - r_1) l)$. В соответствии с законом Фурье тепловые потоки в направлениях r и x определяются через температуру:

$$q_r = -\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial r}; \quad q_x = -m\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x}. \quad (1.145)$$

Система уравнений (1.144) и (1.145) должна решаться с условиями, задаваемыми на границах области интегрирования, т. е. на всех теплоотдающих поверхностях. Используя законы Фурье и Ньютона, граничные условия могут быть записаны в форме

$$\begin{aligned} -\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=r_1} &= k_{T1}(\theta_{окр} - \theta) \Big|_{r=r_1}; \\ -\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=r_2} &= k_{T2}(\theta - \theta_{окр}) \Big|_{r=r_2}; \\ -m\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=0} &= k_{T3}(\theta_{окр} - \theta) \Big|_{x=0}; \\ -m\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=l} &= k_{T4}(\theta - \theta_{окр}) \Big|_{x=l}. \end{aligned} \quad (1.146)$$

В (1.146) коэффициенты теплоотвода могут иметь различные значения. Это объясняется различными условиями охлаждения каждой из охлаждаемых поверхностей. Кроме того, эти коэффициенты зависят от температуры охлаждаемой поверхности. В [7] приводится зависимость $k_T = k_{T0}(1 + \gamma\theta)$ для катушек электрических аппаратов с диапазоном температур 25–130 °C. Предельные значения $k_T(25)$ и $k_T(130)$ отличаются друг от друга примерно в 1,3 раза.

Система уравнений (1.144) — (1.145) нелинейная, неоднородная с переменными коэффициентами. Точного аналитического решения она не имеет и может быть решена приближенно численными методами или аналитически с упрощающими допущениями.

Если допустить, что длина катушки l достаточно большая, такая, что теплоотводом с торцевых поверхностей можно пренебречь, или торцевые щеки катушки изготовлены из материалов, плохо проводящих тепло, то тепловой поток в направлении оси x можно принять отсутствующим и, следовательно, $\partial\theta/\partial x = 0$. Если допустить также, что теплопроводность не зависит от температуры ($\lambda = \text{const}$)

и температурный коэффициент сопротивления равен нулю ($\alpha_t = 0$), то уравнения (1.144), (1.145) могут быть записаны в виде одного уравнения

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} + \frac{Q_0}{\lambda} = 0. \quad (1.147)$$

В результате решения (1.147) получаем

$$\theta = -Q_0 r^2 / (4\lambda) + c_1 \ln r + c_2, \quad (1.148)$$

где c_1 и c_2 — постоянные интегрирования. Они могут быть найдены с использованием граничных условий на поверхностях с $r = r_1$ и $r = r_2$:

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{d\theta}{dr} &= k_{T1} (\theta_{окр1} - \theta(r_1)), \\ -\lambda \frac{d\theta}{dr} &= k_{T2} (\theta(r_2) - \theta_{окр}). \end{aligned} \quad (1.149)$$

В последних двух равенствах температуры окружающей среды при $r \leq r_1$ и $r \geq r_2$ для получения более общих результатов приняты различными, но могут быть и одинаковыми. Кроме того, нагрев полого токоведущего стержня с внутренней полостью $r = r_1$ и наружным радиусом $r = r_2$ описывается также уравнением (1.147) с различными температурами окружающей среды во внутренней полости и вне стержня и с объемной плотностью внутренних источников тепла $Q = J^2 \rho_{э0}$.

Подставляя (1.148) в (1.149), получаем систему двух уравнений с двумя неизвестными c_1 и c_2 . Решение этой системы относительно c_1 и c_2 :

$$c_1 = (Bk_{T2} + Ek_{T1})/F; \quad c_2 = (AE - DB)/F,$$

$$\text{где } F = Ak_{T2} + Dk_{T1}; \quad A = \lambda/r_1 - k_{T1} \ln r_1; \quad (1.150)$$

$$D = \lambda/r_2 + k_{T2} \ln r_2; \quad B = -k_{T1} Q_0 r_1^2 / (4\lambda) - k_{T1} \theta_{окр1} + Q_0 r_1 / 2;$$

$$E = k_{T2} Q_0 r_2^2 / (4\lambda) + k_{T2} \theta_{окр2} + Q_0 r_2 / 2.$$

Если теплоотвод одной из охлаждаемых поверхностей пре-небрежительно мал, то коэффициент теплоотвода этой поверхности принимается равным нулю. В этом случае максимальная температура в сечении катушки или токоведущего стержня в соответствии с (1.148) будет на поверхности с нулевым коэффициентом теплоотвода. Если тепло отводится с обеих поверхностей, то радиус окружности (изотермы) с максимальной температурой может быть найден по формуле

$$r_m = \sqrt{c_1 2\lambda / Q_0}, \quad (1.151)$$

а максимальная температура — по формуле

$$\theta_m = c_1 \left(\ln \sqrt{c_1 2\lambda / Q_0} - 0,5 \right) + c_2.$$

Пример 1. Рассчитать радиальное распределение температуры в теле катушки (рис. 1.35) для следующих данных: $r_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ м; $r_2 = 5 \cdot 10^{-2}$ м;

$$l = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}; \quad k_{T1} = 20 \frac{\text{Br}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}; \quad k_{T2} = 10 \frac{\text{Br}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}; \quad k_{T3} = k_{T4} = 0;$$

$$\theta_{\text{окр}1} = 10^\circ\text{C}; \quad \theta_{\text{окр}2} = 20^\circ\text{C}; \quad \rho_{30} = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}; \quad \lambda = 0,50 \text{ Br} / (\text{м} \cdot \text{К});$$

$$I = 0,06 \text{ A}; N = 45\,000 \text{ витков}; d = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \alpha_T = 0; \partial q / \partial x = 0.$$

1. Определяется Q_0 по (1.144):

$$Q_0 = \frac{I^2 \rho_{30} N^4}{\pi d^2 (r_2 - r_1)} = \frac{0,06^2 \cdot 1,7 \cdot 10^{-8} \cdot 45000^4}{3,14 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3} \cdot (5 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2})} = \\ = 48701,4 \frac{\text{Br}}{\text{м}^3}.$$

2. Рассчитываются постоянные c_1 и c_2 в соответствии с (1.150):

$$A = \lambda / r_1 - k_{T1} \ln r_1 = 0,5 / 2 \cdot 10^{-2} - 20 \cdot \ln 2 \cdot 10^{-2} = 103,24;$$

$$D = \lambda / r_2 - k_{T2} \ln r_2 = 0,5 / 5 \cdot 10^{-2} + 10 \cdot \ln 5 \cdot 10^{-2} = -19,96;$$

$$B = -k_{T1} Q_0 r_1^2 / (4\lambda) - k_{T1} \theta_{\text{окр}1} + Q_0 r_1 / 2 = -20 \cdot 48701,4 \times$$

$$\times 0,02^2 / (4 \cdot 0,5) - 20 \cdot 10 + 48701,4 \cdot 0,02 / 2 = 92,2;$$

$$E = k_{T2} Q_0 r_2^2 / (4\lambda) + k_{T2} \theta_{\text{окр}2} + Q_0 r_2 / 2 = 10 \cdot 48701,4 \times$$

$$\times 0,05^2 / (4 \cdot 0,5) + 10 \cdot 20 + 48701,4 \cdot 0,05 / 2 = 2026,3;$$

$$F = Ak_{T2} + Dk_{T1} = 103,24 \cdot 10 + (-19,96) / 20 = 633,2;$$

$$c_1 = (Bk_{T2} + Ek_{T1})/F = (92,2 \cdot 20 + 2026,3 \cdot 10)/633,2 = 65,45^{\circ}\text{C};$$

$$c_2 = (AE - DB)/F = (103,24 \cdot 2026,3 - (-19,96) \cdot 92,2)/633,2 = 333,28^{\circ}\text{C}.$$

3. Рассчитывается радиус изотермы с максимальной температурой в соответствии с (1.150):

$$r_m = \sqrt{c_1 2 \lambda / Q_0} = \sqrt{65,45 \cdot 2 \cdot 0,5 / 48701,4} = 3,67 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

4. Определяется максимальная температура в теле катушки:

$$\theta_m = c_1 \left(\ln \sqrt{c_1 2 \lambda / Q_0} - 0,5 \right) + c_2 = 65,45 \left(\ln \sqrt{65,45 \cdot 2 \cdot 0,5 / 48701,4} - 0,5 \right) + 333,28 = 84,15^{\circ}\text{C}.$$

5. Рассчитывается зависимость $\theta(r)$ в соответствии с (1.148) для $r_1 \leq r \leq r_2$:

$$\theta = -Q_0 r / (4\lambda) + c_1 \ln r + c_2 = -48701,4 r^2 / (4 \cdot 0,5) + 64,45 \ln r + 333,28.$$

Результаты расчета:

$r, \text{ см}$	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
$\theta, {}^{\circ}\text{C}$	67,5	76,6	81,9	84,0	83,6	81,0	76,3

Если при расчете температуры катушки необходимо учитывать изменение сопротивления обмоточного провода при нагреве, то в (1.144), (1.145) $\alpha_t \neq 0$. В этом случае (1.144), (1.145) при сохранении прежних допущений $\lambda = \text{const}$ и $\partial q_x / \partial x = 0$ (торцы катушки теплоизолированы, или длина катушки (стержня) l достаточно большая $l \gg r_2 - r_1$) сводятся к решению уравнения

$$\frac{d^2 \theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} + f\theta = -\frac{Q_0}{\lambda}, \quad (1.152)$$

где $f = Q_0 \alpha_t / \lambda$.

Решение (1.152) имеет вид

$$\theta = B_1 J_0 \left(\sqrt{f} \cdot r \right) + B_2 Y_0 \left(\sqrt{f} \cdot r \right) - 1/\alpha_t, \quad (1.153)$$

где J_0 , Y_0 — функция Бесселя первого и второго рода нулевого порядка аргумента $\sqrt{f} \cdot r$; B_1, B_2 — постоянные интегрирования.

Постоянные B_1 и B_2 находят исходя из тех же условий (1.149) на границах интервала $r_1 - r_2$, что и постоянные c_1 и c_2 .

Подставив (1.153) при $r = r_1$ в первое уравнение (1.149), а при $r = r_2$ во второе, получают систему двух уравнений относительно постоянных B_1 и B_2 . Решив ее, находим

$$B_1 = (ED - FB)/G; \quad B_2 = (AF - CE)/G, \quad (1.154)$$

где $G = AD - CB$; $A = -\sqrt{f} \cdot J_1(\sqrt{f} \cdot r_2) + (k_{r2}/\lambda)J_0(\sqrt{f} \cdot r_2)$;

$$D = -\sqrt{f} \cdot Y_1(\sqrt{f} \cdot r_1) - (k_{r1}/\lambda)Y_0(\sqrt{f} \cdot r_1);$$

$$C = -\sqrt{f} \cdot J_1(\sqrt{f} \cdot r_1) - (k_{r1}/\lambda)J_0(\sqrt{f} \cdot r_1);$$

$$B = -\sqrt{f} \cdot Y_1(\sqrt{f} \cdot r_2) + (k_{r2}/\lambda)Y_0(\sqrt{f} \cdot r_2);$$

$$E = k_{r2}(1/\alpha_r + \theta_{\text{обр}2})/\lambda; \quad F = -k_{r1}(1/\alpha_r + \theta_{\text{обр}1})/\lambda;$$

J_i , Y_i — функции Бесселя первого и второго рода первого порядка. Значения функций Бесселя определяются по таблицам математических справочников.

§ 1.10. Тепловые трубы как средство совершенствования теплового режима электрических аппаратов

В начале главы отмечалось, что задачей тепловых расчетов, конструирования и исследований на нагрев электрических аппаратов является, в частности, достижение одинаковых и близких к допустимым температур их нагрева вдоль ТВС, включая зоны контактирования. Показаны пути решения этой задачи при естественном теплоотводе. Однако, учитывая большое многообразие конструктивно-компоненточных видов аппаратов, следует отметить, что рассмотренными средствами в принципе не всегда удается эффективно решать эту задачу. В качестве примера можно обратить внимание на вакуумные выключатели, в дугогасительных камерах которых

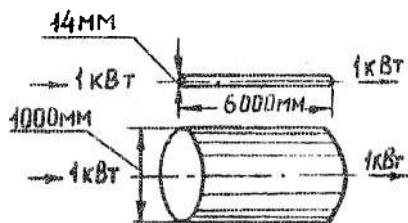


Рис. 1.36. Схема, иллюстрирующая весовые преимущества тепловых труб при передаче равного количества тепловой энергии на расстояние 600 мм по сравнению со сплошным медным теплопроводом при перепаде температуры $T = T_1 - T_2 = 2^{\circ}\text{C}$

Такими устройствами могут стать нагревательные трубы Джекоба Перкинса, получившие широкое применение в самых различных областях техники и называемые просто тепловыми трубами.

Тепловые трубы представляют собой весьма простое в техническом отношении устройство, позволяющее передавать практически любые количества тепловой энергии на необходимые в технике электротехники расстояния с эффективностью более 90 %. Устройство не содержит движущихся элементов, бесшумно в работе, характеризуется большой надежностью и продолжительным ресурсом работы без обслуживания. Рис. 1.36 характеризует эффективность применения тепловых труб. Простейшие конструктивные решения тепловых труб показаны на рис. 1.37. Любая тепловая труба заполнена определенным количеством жидкости и имеет

тепло от ТВС отводится теплопроводностью от размыкаемых контактов к контактным выводам. Равномерное распределение температуры вдоль ТВС здесь не достигается.

В этих условиях необходимы дополнительные устройства, эффективно отводящие тепло от контактов к контактным выводам при минимальном температурном перепаде, в любом положении относительно поверхности земли, независимо от наличия гравитационного поля.

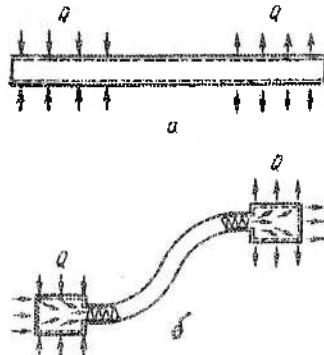


Рис. 1.37. Простейшие конструктивные схемы тепловых труб, теплоподвода и теплоотвода в них: а — прямая цилиндрическая; б — гибкая

заглушенные торцы. Если нижний конец трубы поместить в зону с повышенной температурой, а верхний охлаждать, то по мере разогрева трубы жидкость в нижней части начнет интенсивно испаряться, забирая подводимое тепло. Пар будет двигаться вверх, в сторону более холодного конца и там конденсироваться, отдавая подводимое тепло. Таким образом, тепловая труба имеет зоны испарения, конденсации и переноса.

В системе жидкость—пар в состоянии кипения жидкость находится при несколько более высокой температуре, чем насыщенный пар над нею. Разность температур принято называть температурным напором. Для воды, например, при атмосферном давлении температурный напор составляет $0,6^{\circ}\text{C}$ и плавно убывает при повышении давления до критического.

Некоторые количественные соотношения, описывающие процесс теплоизменения при кипении, получены в процессе тщательных исследований на основе теории подобия. Например, критерий подобия физических процессов, протекающих в любой испарительной системе тепловых труб, $K_{\text{пп}}$, соответствует следующему эмпирическому соотношению:

$$K_{\text{пп}} \approx 142 Pr^{0,6} K_{\text{кж}}^{-0,68} Ar^{0,37}. \quad (1.155)$$

Здесь $Pr = \frac{\eta_{\text{дж}} c_{\text{ж}} \delta}{\lambda_{\text{ж}}}$ — критерий Прандтля — отражает термодинамическое состояние системы; $\eta_{\text{дж}}$ — коэффициент динамической вязкости жидкости при температуре насыщения;

$K_{\text{кж}} = \frac{AT_{\text{ж}}c_{\text{гж}}\sigma_{\text{пп}}\rho_{\text{ж}}}{q_{\text{пп}}\rho_{\text{пп}}^2 l}$ — критерий испарительной системы; A — постоянная; $T_{\text{ж}}$ — критическая температура жидкости; $c_{\text{гж}}$ — теплоемкость горячей жидкости в состоянии интенсивного испарения; $\sigma_{\text{пп}}$ — поверхностное натяжение; $\rho_{\text{пп}}, \rho_{\text{ж}}$ — плотность пара и жидкости; $q_{\text{пп}}$ — теплота парообразования; l — характерный размер, определяющий процесс отрыва пузырьков пара в момент отрыва, пропорциональный их диаметру,

$l = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{пп}}}{\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{пп}}}}$; $Ar_{\text{ж}} = \frac{gl^3}{\eta_{\text{кж}}^2} \left(1 - \frac{\rho_{\text{пп}}}{\rho_{\text{ж}}}\right)$ — критерий Архимеда, определяет величину подъемной силы при кипении жидкости.

Вычисляя коэффициент теплообмена, можно пользоваться критерием Нуссельта $Nu_k = \frac{k_t l}{\lambda_k}$.

Экспериментально установлено соотношение, позволяющее вычислить k_t при предельном тепловом потоке

$$Nu_k = 0,0825 Pr_k^{-0,5} K_{ви} K_{гk}^{0,33}. \quad (1.156)$$

Данные соотношения приведены для общей характеристики протекающих процессов в испарительных системах тепловых труб.

Практическое использование тепловых труб в электрических аппаратах требует тщательной технологической отработки применяемых вариантов тепловых труб.

Глава 2

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

2.1. Характеристика стойкости электрических аппаратов при сквозных токах короткого замыкания

Сквозным называется ток короткого замыкания, проходящий по токоведущей системе аппарата к точке короткого замыкания в электрической цепи за пределами аппарата.

При прохождении тока к.з. по токоведущему контуру возникают значительные электродинамические силы, стремящиеся деформировать этот контур. При прохождении тока по соседним токоведущим контурам также возникают силы взаимодействия контуров между собой. Однако такое взаимодействие происходит лишь в случаях, когда соседние контуры связаны общим магнитным потоком.

Электродинамические силы могут достигать десятков тысяч ньютон в сильноточных аппаратах. Следовательно, электродинамические силы, возникающие в токоведущих частях аппаратов и подсоединяемых к ним токопроводах, определяют необходимую механическую прочность, которой должны обладать эти части и поддерживающие их элементы.

Электродинамическая сила зависит от наибольшего значения тока, от длины, конфигурации и взаимного расположения деталей, образующих токоведущий контур, а также от магнитных

свойства окружающей среды. Токоведущие части могут располагаться в диамагнитной или парамагнитной среде, т. е. в среде с постоянной магнитной проницаемостью, не зависящей от напряженности магнитного поля (воздух, жидкые и твердые изоляционные материалы), или в ферромагнитной среде, т.е. в среде, магнитная проницаемость которой зависит от напряженности магнитного поля.

Электродинамические силы определяются или с помощью закона Ампера, или по изменению запаса магнитной энергии токоведущего контура. Стойкость аппарата при сквозных токах к.з. характеризуется его способностью противостоять механическим воздействиям, возникающим при прохождении через аппарат таких токов.

Режим работы аппаратов в условиях к.з. является очень тяжелым, характеризующимся сложным изменением тока во времени при наличии никовых, ударных значений тока к.з.; малой длительностью прохождения, большой плотностью тока, в десятки раз превышающей плотность тока при работе в длительном, нормальном режиме работы; резком возрастанием температуры токоведущих элементов аппаратов.

Электродинамические силы, соответствующие ударному току, являются наиболее опасными для многих конструктивных элементов аппарата и в первую очередь для опорных изоляторов, вводов, перемычек и др. Однако так как температура токоведущих элементов в режиме к.з. резко возрастает, то соответственно, как показано в гл. 1, снижается и их механическая прочность. Явления остаточной деформации токоведущих элементов, сваривания контактов и их оплавления могут наступить именно в установившемся режиме к.з., когда действующие электродинамические силы уменьшаются.

Таким образом, действие электродинамических сил в режиме к.з. должно учитываться в течение всего времени короткого замыкания.

2.2. Определение электродинамических сил в проводнике

На элемент проводника dl_1 с током i_1 (рис. 2.1), находящийся в однородном магнитном поле с индукцией B , действует механическая сила $dF = idl \times B$ или

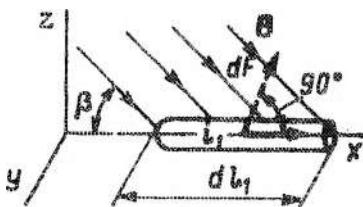


Рис. 2.1. Элемент проводника с током в магнитном поле

перпендикулярно плоскости xz в проводнике dI_1 и вектором B .

Для расчета силы необходимо знать индукцию B , созданную в проводнике dI_1 близлежащим проводником (рис. 2.2). Для этого воспользуемся законом Био—Савара—Лапласа, позволяющим определить величину элементарной составляющей напряженности магнитного поля dH в произвольной точке M , в данном случае принадлежащей элементу проводника dI_1 :

$$dH = (i_2 dI_2 \sin \alpha) / (4\pi r^2), \quad (2.2)$$

где α — угол между направлением тока i_2 в элементе dI_2 проводника I_2 и лучом r .

Зная μ_0 , определим B по формуле $B = \mu_0 H$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная проницаемость вакуума, и с достаточной точностью для диэлектрических и парамагнитных сред, к которым принадлежат проводники, Гн/м:

$$dB = [\mu_0 / (4\pi)] i_2 dI_2 (\sin \alpha) / r^2.$$

Индукция в точке M , создаваемая током, проходящим по всему проводнику, равна

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{l_2} \frac{i_2 dI_2 \sin \alpha}{r^2}. \quad (2.3)$$

Формулы (2.2) и (2.3) справедливы для массивных проводников круглого и трубчатого сечений, когда можно считать, что токи проходят по осям проводников. Это

где B — магнитная индукция, Тл; dI_1 — длина элемента проводника l_1 , м; β — угол между направлением тока i_1 в элементе проводника dI_1 и вектором индукции B . Этот угол определяется по поворотом dI_1 до B по кратчайшему расстоянию. Сила направлена перпендикулярно плоскости xz в проводнике dI_1 и вектором B .

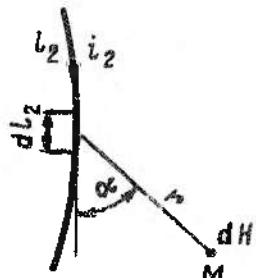


Рис. 2.2. К определению электродинамического взаимодействия двух проводников с токами

действительно, если периметры проводников намного меньше расстояния между их осями и коэффициент добавочных потерь $k_{\text{пп}}$ немного более единицы.

Силу взаимодействия проводников с токами i_1 и i_2 , действующую на весь проводник I_1 , определим, подставив (2.3) в (2.1). Тогда интегрируя по dl_1 , получим

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \frac{dl_1 dl_2 \sin \alpha \sin \beta}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 k_k, \quad (2.4)$$

где величина интеграла, зависящая только от геометрических размеров проводников и их взаимного расположения, называется коэффициентом контура k_k .

Если проводники расположены в одной плоскости, то магнитные силовые линии, создаваемые током в одном проводнике, перпендикулярны оси другого проводника, т. е. $\beta = 90^\circ$ и $\sin \beta = 1$. Тогда

$$k_k = \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \frac{dl_1 dl_2 \sin \alpha}{r^2}. \quad (2.5)$$

По формуле (2.4) определяется суммарная величина электродинамической силы взаимодействия данных проводников или контуров с токами, т. е. равнодействующая электродинамическая сила. Точка приложения этой силы зависит от характера распределения (равномерного или неравномерного) электродинамических сил по длине проводников, обусловленного их конфигурацией и взаимным расположением.

Направление вектора индукции определяется по правилу буравчика, а направление электродинамической силы — по правилу левой руки (вектор индукции входит в ладонь, четыре пальца направлены вдоль тока, большой отогнутый палец показывает направление силы).

Направления сил в наиболее простых случаях взаимного расположения проводников, а также сила взаимодействия между проводником с током и ферромагнитной деталью, представлены на рис. 2.3, а—в. Очевидно, что в случае проводников, расположенных

женных под углом друг к другу, направления сил одинаковы независимо от того, являются ли проводники звенями одной цепи (как показано на рис. 2.3,б) или звенями других расположенных рядом цепей. Так как магнитный поток проводника с током (рис. 2.3,в) стремится замкнуться по ферромагнитной детали, имеющей малое магнитное сопротивление, то поле между проводником с током и ферромагнитной деталью ослаблено, а сила всегда направлена в сторону ослабленного магнитного поля. На этом принципе в конструкциях многих токоведущих систем электрических аппаратов основано применение и устройство магнитных замков, способствующих повышению электродинамической и термической стойкости контактных соединений электрических аппаратов. Магнитные замки в разъединителях видны на рис. 1.4. Стальные шластины или детали иной конфигурации, находясь при прохождении тока по токоведущей системе аппарата в неоднородном магнитном поле, взаимодействуют с токоведущими элементами системы и между собой. Сила этого взаимодействия передается на контакт. В результате в контактных соединениях, снабженных магнитными замками, создаются добавочные к действию контактных пру-

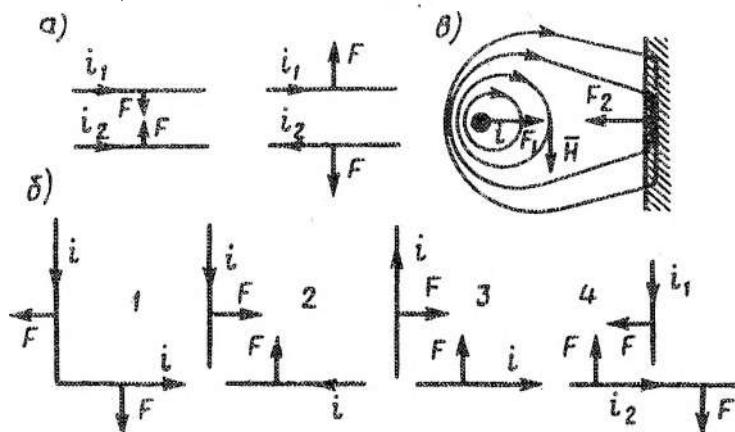


Рис. 2.3. Направление электродинамических сил взаимодействия проводников с током: а — проводники расположены параллельно друг другу; б — проводники или их элементы расположены под прямым углом друг к другу; в — проводник расположен параллельно магнитной стенке

жин контактные нажатия именно в момент прохождения сквозных токов К.З., которые, как известно, во многие десятки раз превышают номинальные токи аппаратов, способствуя тем самым обеспечению надежной работы этих соединений в наиболее тяжелых для них режимах работы.

Различные по конструктивным особенностям магнитные замки создают различное добавочное контактное нажатие. Особенно эффективны магнитные замки клещевого типа (см. рис. 1.4, а).

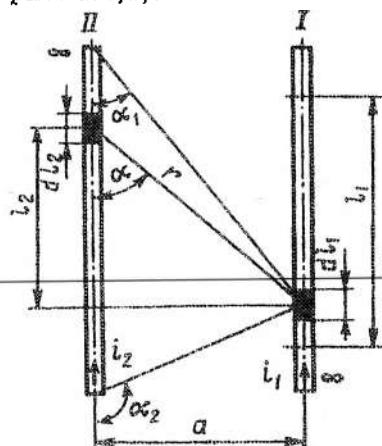


Рис. 2.4. К определению электродинамического взаимодействия параллельных проводников бесконечной длины с токами

Электродинамические силы взаимодействия между параллельными проводниками бесконечной длины. На рис. 2.4 представлены два параллельных проводника, по которым проводят токи i_1 и i_2 . Определим электродинамическую силу, действующую на участок l_1 проводника I .

Элементарный участок dl_2 с током i_2 создает на участке dl_1 с током i_1 магнитную индукцию

$$dB = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] (i_2 dl_2 / r^2) \sin \alpha.$$

Из рис. 2.4 следует, что $l_2 = \arctg \alpha$ и $r = a / \sin \alpha$. Тогда $dl_2 = -[a / (\sin^2 \alpha)] d\alpha$, а следовательно,

$$\begin{aligned} dB &= \left[-\mu_0 / (4\pi) \right] \left(i_2 a / \sin^2 \alpha \right) \left(\sin^2 \alpha / a^2 \right) \sin \alpha d\alpha = \\ &= \left[-\mu_0 i_2 / (4\pi) \right] \left[(\sin \alpha) / a \right] d\alpha \end{aligned} \quad (2.6)$$

и

$$B = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_2}{a} \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_2}{a} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (2.7)$$

При достаточно длинном проводнике II можно принять, что α изменяется от $\alpha_1 = 0$ до $\alpha_1 = \pi$. Тогда

$$B = [\mu_0/(4\pi)](i_2/a)(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2) = [\mu_0/(2\pi)](i_2/a). \quad (2.8)$$

Электродинамическая сила, действующая на участок l_1 проводника I ,

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} i_1 i_2 \int_0^{l_1} dl_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{l_1}{a} i_1 i_2 = \frac{\mu_0}{2\pi} i_1 i_2 k_k, \quad (2.9)$$

где $k_k = l_1/a$.

Таким образом, электродинамическая сила взаимодействия между параллельными проводниками пропорциональна длине участка, для которого определяется сила взаимодействия, произведению значений токов и обратно пропорциональна расстоянию между проводниками. Ее равнодействующая приложена к середине участка, для которого определяется эта сила.

Взаимодействие параллельных проводников конечной длины.

Необходимо определить силу (рис. 2.5, а), действующую на первый проводник длиной l_1 с током i_1 . По формуле (2.7) получаем, что проводник l_2 с током i_2 создает на участке dx проводника l_1 индукцию $B = [\mu_0/(4\pi)](i_2/a)(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$. Но

$$\cos\alpha_2 = -x/\sqrt{x^2 + a^2}; \quad \cos\alpha_1 = (l_2 - x)/\sqrt{(l_2 - x)^2 + a^2}.$$

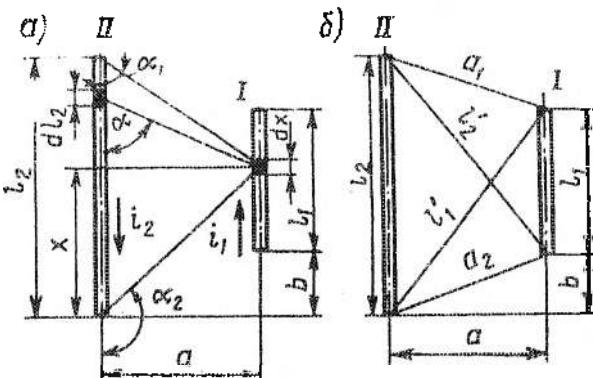


Рис. 2.5. К определению электродинамического взаимодействия параллельных проводников конечной длины с токами

На элемент проводника dx с током i_1 , находящийся в однородном магнитном поле с индукцией B , действует сила $dF = Bi_1 dx \sin \beta$. Так как проводники расположены в одной плоскости, то магнитные силовые линии, создаваемые током в одном проводнике, перпендикулярны оси другого проводника, т.е. $\beta = 90^\circ$ и $\sin \beta = 1$. Таким образом, $dF = Bi_1 dx$ и

$$\int x dx / \sqrt{a^2 + x^2} = \sqrt{a^2 + x^2}.$$

Вследствие этого

$$\begin{aligned} F &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1 i_2}{a} \int_b^{b+l_1} \left(\frac{l_2 - x}{(l_2 - x)^2 + a^2} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right) dx = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1 i_2}{a} \left| \sqrt{x^2 + a^2} - \sqrt{(l_2 - x)^2 + a^2} \right|_b^{b+l_1} = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1 i_2}{a} \left| \sqrt{(l_1 + b)^2 + a^2} - \sqrt{(l_2 - x)^2 + a^2} - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{a^2 + b^2} + \sqrt{(l_2 - b)^2 + a^2} \right| = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 k_k. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Анализируя величину k_k по рис. 2.5,б, получаем, что слагаемые

$$\sqrt{(l_1 + b)^2 + a^2} = l_1; \quad \sqrt{(l_2 - b)^2 + a^2} = l_2;$$

$$\sqrt{(l_2 - b - l_1)^2 + a^2} = a_1; \quad \sqrt{a^2 + b^2} = a_2$$

числителя, т.е. выражения, стоящие под корнем, представляют собой или диагонали $l'_1 l'_2$, или боковые стороны четырехугольника a_1 и a_2 , построенного на проводниках I и II.

Соответственно

$$k_k = [(l'_1 + l'_2) - (a_1 + a_2)]/a. \quad (2.11)$$

Коэффициент контура определяется геометрическими размерами, характеризующими взаимное расположение взаимодействующих проводников.

ствующих проводников. Чтобы его найти, надо из суммы диагоналей четырехугольника, построенного на взаимодействующих проводниках, вычесть сумму боковых сторон и полученную разность разделить на расстояние между проводниками.

В частном случае, когда $I_1 = I_2 = I$ и $b = 0$.

$$k_k = \left(2\sqrt{l^2 + a^2} - 2a \right) / a. \quad (2.12)$$

Определение точки приложения равнодействующей силы для параллельных проводников. При симметричном расположении взаимодействующих параллельных проводников направление приложения равнодействующей совпадает с осью симметрии. При несимметричном расположении параллельных проводников электродинамические силы распределяются вдоль проводников неравномерно. В этом случае точку приложения равнодействующей можно определить следующим образом. Проводник I (рис. 2.6, а), подвергающийся воздействию, разбивается на несколько участков $1-4$. Для каждого участка определяется суммарная величина силы. При этом полагают, что на каждом из рассматриваемых участков проводника I сила приложена посередине.

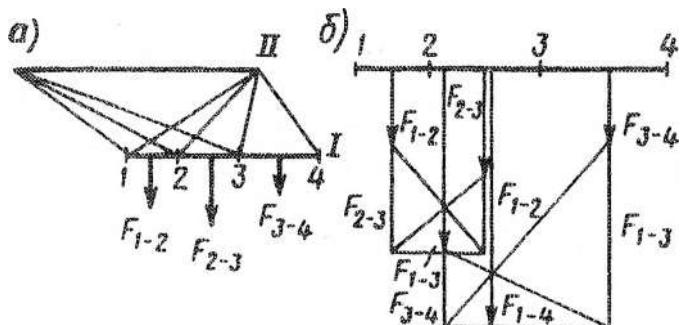


Рис. 2.6. Определение величины и точки приложения равнодействующей электродинамической силы

Затем точку приложения равнодействующей можно получить способом сложения параллельных сил, представленным на рис. 2.6, б. Сначала складываются силы \bar{F}_{1-2} и \bar{F}_{2-3} . Для этого к концу вектора силы \bar{F}_{1-2} добавляем вектор силы \bar{F}_{2-3} , а к концу

вектора силы \bar{F}_{2-3} добавляем вектор силы \bar{F}_{1-2} . Соединяя прямыми линиями накрест концы векторов сил \bar{F}_{1-2} и \bar{F}_{2-3} с концами суммарных векторов соответственно. Точка пересечения прямых линий определяет направление действия равнодействующей силы, через которую и проводим вектор этой суммарной силы $\bar{F}_{1-2} + \bar{F}_{2-3}$. Поступая аналогично, складываем полученную суммарную силу участков 1, 2 с силой \bar{F}_{3-4} участка 3, получим величину и направление равнодействующей всех трех сил, действующих на проводник I.

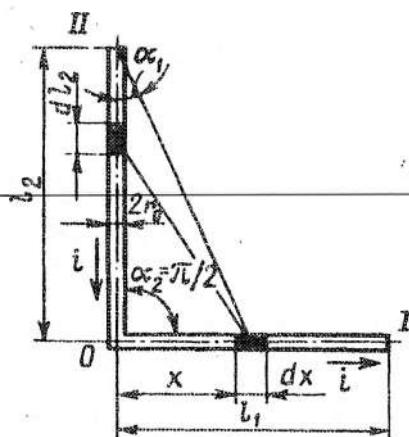


Рис. 2.7. К определению электродинамического взаимодействия участков проводника с током, расположенных под углом 90°

Взаимодействие проводников, расположенных под прямым углом. Определим силу взаимодействия между участками проводника с поперечным сечением в виде круга (рис. 2.7), расположенными под углом 90° , но которым проходит ток i . При бесконечно длинном вертикальном участке II $l_2 = \infty$ индукция на длине dx горизонтального участка I, согласно (2.6),

$$dB = [\mu_0/(4\pi)](i/x)\sin\alpha d\alpha.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} B &= -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i}{x} \int_{\pi/2}^0 \sin\alpha d\alpha = \\ &= \frac{\mu_0 i}{4\pi x}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Результирующая электродинамическая сила, действующая на участок проводника I равный $l_1 - r_0 = l'_1$,

$$F_{II/I} = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \int_{r_0}^{l_1} \frac{dx}{x} = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \ln \frac{l_1}{r_0}, \quad (2.14)$$

где r_0 — радиус круглого проводника.

При $r_0 = 0$ сила взаимодействия равна бесконечности, так как при повороте тока под прямым углом расстояние между горизонтальным и вертикальным участками равно нулю. В действительности ток из одного проводника переходит в другой всегда по некоторой кривой, и сила взаимодействия здесь имеет конечное значение.

Момент от силы, действующей на элемент dx , равен

$$dM = dF_x = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] \left(i^2 x / x \right) dx = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] i^2 dx.$$

Отсюда момент, действующий на весь проводник I :

$$M = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \int_{r_0}^{l_1} \frac{dx}{x} = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 (l_1 - r_0). \quad (2.15)$$

Если вертикальный отрезок имеет конечную длину, то индукция на участке dx от элементарного участка dl_2 с током i составит

$$dB = \left[-\mu_0 / (4\pi) \right] (i/x) \sin \alpha d\alpha.$$

Индукция на участке dx от всего проводника l_2 с током i

$$B = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i}{x} \int_{\pi/2}^{\alpha_1} \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i}{x} \cos \alpha_1.$$

Так как

$$\cos \alpha_1 = l_2 / \sqrt{l_2^2 + x^2} \cdot dx,$$

то сила, действующая на проводник,

$$dF = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] \left(i^2 / x \right) \left(l_2 / \sqrt{l_2^2 + x^2} \cdot dx \right).$$

Полная сила взаимодействия рассматриваемых проводников, действующая на весь проводник I :

$$F_{II/I} = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \int_{r_0}^{l_1} \frac{l_2}{x \sqrt{l_2^2 + x^2}} dx = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \frac{l_2}{l_2} \ln \frac{l_2 + \sqrt{l_2^2 + x^2}}{x} \Big|_{r_0}^{l_1} =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \ln \frac{l_1}{r_0} \frac{(l_2 + \sqrt{l_2^2 + r_0^2})}{(l_2 + \sqrt{l_2^2 + l_1^2})}. \quad (2.16)$$

Взаимодействие проводников, расположенных под прямым углом, но не пересекающихся друг с другом. Определим силу взаимодействия проводника II с проводником I (рис. 2.8, a). Индукция, создаваемая проводником I , с током i_1 на участке dx проводника I , согласно (2.7),

$$B = [\mu_0/(4\pi)](i^2/x)(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2);$$

$$\cos\alpha_1 = (l_2 + a)/\sqrt{(l_2 + a)^2 + x^2} \quad \text{и} \quad \cos\alpha_2 = a/\sqrt{x^2 + a^2}.$$

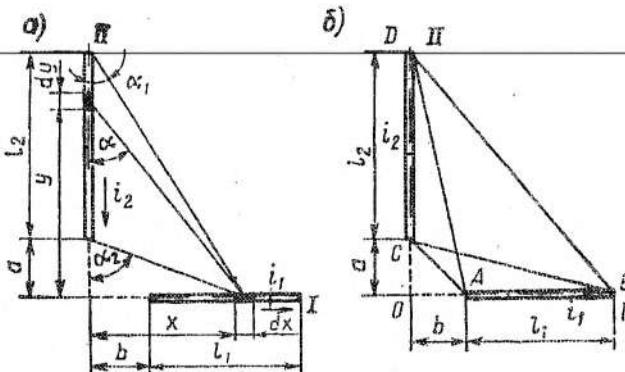


Рис. 2.8. К определению электродинамического взаимодействия двух непересекающихся проводников с токами, расположенных под углом 90°

Тогда сила

$$F_{II/I} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \int_b^{l_1+b} \left\{ \frac{l_2 + a}{x \sqrt{(l_2 + a)^2 + x^2}} - \frac{a}{x \sqrt{x^2 + a^2}} \right\} dx =$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \left| \ln \frac{l_2 + a + \sqrt{(l_2 + a)^2 + x^2}}{x} - \ln \frac{a + \sqrt{x^2 + a^2}}{x} \right|_b^{l_1+b} = \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \left| \ln \frac{a + \sqrt{x^2 + a^2}}{l_2 + a + \sqrt{(l_2 + a)^2 + x^2}} \right|_b^{l_1+b} = \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \left(\ln \frac{(a + \sqrt{(l_1 + b)^2 + a^2})}{l_2 + a + \sqrt{(l_2 + a)^2 + (l_1 + b)^2}} - \right. \\
&\quad \left. - \ln \frac{a + \sqrt{b^2 + a^2}}{l^2 + a + \sqrt{(l_2 + a)^2 + b^2}} \right) = \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \ln \frac{\left(a + \sqrt{(l_1 + b)^2 + a^2} \right) \left(l_2 + a + \sqrt{(l_2 + a)^2 + b^2} \right)}{\left(l_2 + a + \sqrt{(l_2 + a)^2 + (l_1 + b)^2} \right) \left(a + \sqrt{a^2 + b^2} \right)} = \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 k_{k_{II/I}}. \tag{2.17}
\end{aligned}$$

Анализ четырехугольника, образованного проводниками I и II при соединении их концов прямыми линиями, показывает, что коэффициент контура k_k при воздействии проводника II на проводник I можно определить из соотношения (рис. 2.8,б)

$$k_{k_{II/I}} \approx \ln [(BC + OC) \times (AD + OD) / (AC + OC) \times (BD + OD)].$$

Электродинамическая сила взаимодействия соответственно проводников I и II, определяемая для проводника II:

$$F_{II} = \left[\mu_0 i_1 i_2 / (4\pi) \right] \ln \left[(CB + OB)(AD + OA) / (AC + OA) \times \right. \\ \left. \times (DB + OB) \right]. \quad (2.18)$$

Рассмотренные случаи взаимного расположения проводников параллельно друг другу и под прямым углом имеют широкое распространение в электрических аппаратах.

Взаимодействие проводников, расположенных под произвольным углом друг к другу. Так как этот случай взаимного расположения проводников весьма редко встречается в электрических аппаратах, рассмотрим лишь конечные формулы. Как и в прежних случаях, электродинамическая сила взаимодействия проводников *I* и *II* с токами i_1 и i_2

$$F = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] i_1 i_2 k_k,$$

где k_k — коэффициент контура для определения силы, действующей на проводник *I* (рис. 2.9),

$$k_{k,I/I} = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \ln \frac{(CB \pm A'B)(AD \pm AB')}{(AC \pm A'A)(BD + B'B)} + \\ + \frac{1}{\sin \alpha} \ln \frac{(CB \pm CD')(AD \pm DC')}{(AC \pm CC')(BD + DD')} . \quad (2.19)$$

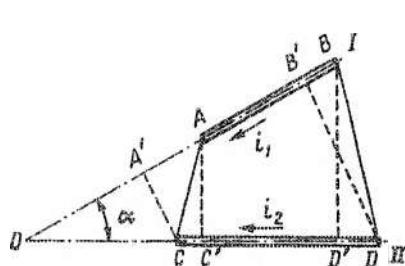


Рис. 2.9. К определению электродинамического взаимодействия двух проводников с токами, расположенных под произвольным непрямым углом

Формула (2.19) содержит два слагаемых, из которых первое определяется логарифмом произведения диагоналей четырехугольника в сочетании с их проекциями на проводник *I*, для которого определяется сила взаимодействия, отнесенного к произведению сторон также в сочетании с их проекциями на этот же проводник. Причем знак "+" ставится в том случае, если угол, образованный диагональю (или стороной) и ее про-

екцией, направлен к точке пересечения осевых линий проводников открытой стороной, и знак “−”, если этот угол обращен вершиной к точке пересечения.

Второе слагаемое определяется аналогичными соотношениями диагоналей и сторон, но в сочетании с их проекциями на воздействующий проводник II . По рис. 2.9

$$k_{kII/I} = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \ln \frac{(CB + A'B)(AD - AB')}{(AC + A'A)(BD + B'B)} + \\ + \frac{1}{\sin \alpha} \ln \frac{(CB + CD')(AD + DC')}{(AC - CC')(BD + DD')} . \quad (2.20)$$

Определение электромагнитных сил при наличии в контуре ферромагнитных частей. Как уже установлено, проводник с током всегда стремится притянуться к ферромагнитной детали. Определить эту силу можно, если заменить действие ферромагнитной детали таким же симметрично расположенным проводником (применить его зеркальное изображение). Следовательно, электродинамическую силу взаимодействия между проводником и ферромагнитной деталью можно определить как силу взаимодействия между двумя параллельными проводниками или проводниками, расположенными под некоторым углом, если ферромагнитная деталь расположена под соответствующим углом к проводнику, с одинаковыми токами одного направления. Таким образом, в общем виде электродинамическая сила взаимодействия $F = [\mu_0/(4\pi)] k_k$, и ее фактическое значение определяется в каждом случае соответствующим значением k_k . Например, в случае ферромагнитной детали конечной длины l_1 , расположенной параллельно проводнику с током i длиной l_2 ,

$$F = [\mu_0/(4\pi)] i^2 [(l'_1 + l'_2) - (a_1 + a_2)]/(2a) , \quad (2.21)$$

где a — расстояние от оси проводника до стенки ферромагнитной детали; l'_1, l'_2, a_1, a_2 — соответственно диагонали и стороны четырехугольника, образованного проводником и его зеркальным отображением в ферромагнитной детали.

2.3. Графо-аналитический метод построения эпюры распределения электродинамических сил по длине проводника

Для определения механических напряжений, возникающих в токоведущей системе, и нагрузок, передающихся на элементы конструкции электрического аппарата, к которым она крепится, часто необходимо знать не только суммарное усилие, но и распределение его вдоль рассматриваемого участка токоведущей системы. С этой целью применяют графо-аналитический метод, получивший достаточно широкое распространение в практике [26]. Метод основан на определении индукции в отдельных точках проводника, создаваемой другим проводником с током, с которым взаимодействует первый проводник, а также на определении силы, действующей на единицу его длины в выбранных точках по формуле

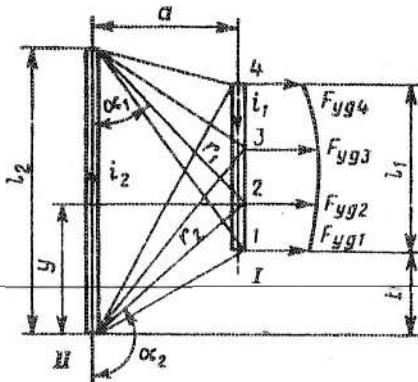


Рис. 2.10. Построение эпюры электродинамического взаимодействия двух параллельных проводников с

токами

$$F_y = Bi. \quad (2.22)$$

Для этого оба взаимодействующих проводника строят в масштабе (рис. 2.10). Затем проводник I , для которого определяется воздействие, делят на несколько участков и вычисляют значения индукции в каждой граничной для участков точке, например в точке 2 :

$$B_2 = \frac{\mu_0 i_2}{4\pi a} \left[\frac{l_2 - y}{\sqrt{(l_2 + y)^2 + a^2}} + \frac{y}{\sqrt{y^2 + a^2}} \right]. \quad (2.23)$$

Далее по формуле (2.22) вычисляют силы в выбранных точках. Общую нагрузку определяют путем планиметрирования полученной эпюры распределения сил. Точка приложения

равнодействующей электродинамической силы находится в центре тяжести этой фигуры.

Изложенное выше справедливо и для случая взаимодействия различных участков одного проводника. В случае расположения проводников в различных плоскостях под прямым углом друг к другу задача решается аналогично. Для определения электродинамических сил, действующих на отдельные элементы проводника I (рис. 2.11, a), проводник делят, например, на четыре части. В точках $1, 2, 3, 4$ и 5 определяют индукцию, созданную током i_2 . Согласно (2.7)

$$B = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] \left[i_2 / (AC) \right] (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) =$$

$$= \left[\mu_0 / (4\pi) \right] \left[i_2 l_2 / (AC \cdot BC) \right];$$

$$AC = \sqrt{a^2 + h^2} \text{; и } BC = \sqrt{l_2^2 + a^2 + h^2},$$

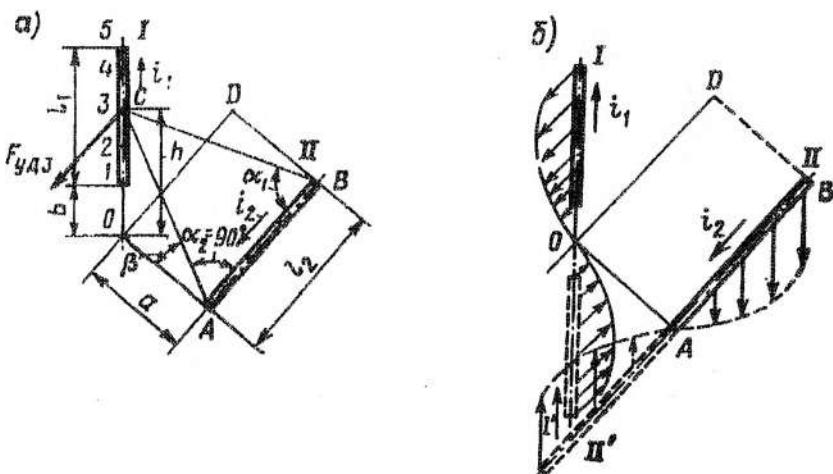


Рис. 2.11. Построение эпюры электродинамического взаимодействия двух взаимно перпендикулярных проводников с токами, расположенных в разных плоскостях

т. е.

$$B = [\mu_0/(4\pi)] i_2 l_2 / \left(\sqrt{a^2 + h^2} \sqrt{l_2^2 + a^2 + h^2} \right).$$

Вектор индукции \bar{B} перпендикулярен плоскости ABC и составляет угол β с осью проводника I . Сила, действующая в точке Z на единицу длины проводника I ,

$$\begin{aligned} F_{\text{уд}} &= [\mu_0/(4\pi)] B i_1 \sin \beta = \\ &= [\mu_0/(4\pi)] i_1 i_2 l_2 h / \left[(a^2 + h^2) \sqrt{l_2^2 + a^2 + h^2} \right], \end{aligned}$$

где

$$\sin \beta = h / (AC) = h / \sqrt{a^2 + h^2}.$$

Аналогично определяют значения сил и в других выбранных точках проводника I и строят эпюру распределения сил вдоль проводника I . Результаты вычислений и измерений размеров, полученных построением в масштабе, удобно сводить в таблицу. Характерным для случая взаимного расположения проводников по рис. 2.11, а является действие сил в направлении, параллельном взаимодействующему проводнику.

Если на линии OD пересечения двух взаимно перпендикулярных плоскостей, в которых находятся проводники I и II , по оси проводника I расположить симметричный ему проводник I' с тем же током i_1 и направлением, то эпюра распределения сил вдоль него от воздействия проводника II с током i_2 будет такая же, как и в проводнике I , но с обратным направлением действия этих сил (рис. 2.11, б). Если проводники I и I' продлить друг к другу до их слияния в единый проводник, то эпюра сил поменяет знак в точке O . Если проводник II продлить далее точки A и построить на нем эпюру распределения электродинамических сил от взаимодействия с проводником I (с током i_1), то можно сделать следующий вывод.

Электродинамические силы, действующие на взаимно перпендикулярные прямолинейные проводники с токами, стремятся развернуть эти проводники во взаимно параллельных плоскостях, в которых они находятся таким образом, чтобы при повороте про-

водников до общей плоскости токи в проводниках имели бы одинаковое направление.

Очевидно, что если электродинамические силы деформируют проводники с отходом их от взаимно перпендикулярного положения или же в конструкции электрического аппарата с помощью гибких связей создана возможность такого взаимного поворота или поворота одного проводника относительно другого, то при отходе проводников от взаимно перпендикулярного положения возникают составляющие электродинамических сил, стремящиеся сблизить проводники. Величина этих составляющих достигает максимума при параллельном положении проводников, когда соответственно составляющие электродинамических сил, стремящиеся развернуть эти проводники, становятся равными нулю.

Расположение прямолинейных проводников в параллельных плоскостях под любым углом друг к другу следует рассматривать как частный промежуточный случай перехода от взаимно перпендикулярного к взаимно параллельному расположению. Определение электродинамических сил, действующих в тех или иных случаях взаимного расположения проводников в электрических аппаратах, необходимо для обеспечения прочности проводников и других сопряженных элементов и, главным образом, для практического полезного использования этих сил. Например, в дугогасительных камерах воздушных выключателей серии ВВВ используется взаимодействие двух параллельных проводников, соединяющих с двух сторон конфузоры дугогасительной камеры, с возникающей при размыкании электрической дугой, что позволяет существенно ускорить переброс дуги с главных контактов на дугогасительные и улучшить стабилизацию дуги в соплах при ее гашении.

Графо-аналитический метод позволяет определять электродинамические силы между проводниками, не находящимися в одной плоскости, при расположении их под произвольным углом друг к другу. Этот метод может использоваться и при определении электродинамических сил между проводниками, имеющими кривизну, путем замены криволинейных участков прямолинейными, сводя задачу к определению электродинамических сил взаимодействия между прямолинейными проводниками.

2.4. Влияние на электродинамические силы размеров и формы сечения элементов токоведущих систем аппаратов

Предположение, что токи проходят по осям проводников, а форма сечения проводников и размеры этого сечения не влияют на электродинамические силы, справедливо лишь при относительно малых размерах сечений проводников и намного больших по сравнению с ними расстояниях между проводниками.

Рассмотрим случаи, когда сечения проводников соизмеримы с расстояниями между ними, а их форма, размеры, направление и род тока, протекающего в них, могут оказывать

существенное влияние на возникающие электродинамические силы.

Электродинамические силы взаимодействия между параллельными проводниками круглого сечения. Определим

значение электродинамических сил, действующих на бесконечно тонкий круглый проводник I с током i_1 вследствие прохождения тока i_2 по круглому проводнику II , имеющему

Рис. 2.12. К определению влияния размеров параллельных проводников круглого сечения с токами на электродинамическое взаимодействие между ними

конечные размеры (рис. 2.12). Примем, что проводники бесконечно длинные и ток i_2 равномерно распределен по сечению проводника II . Тогда по элементу $d\varphi$ трубки тока сечением $2\pi x dx$ проходит ток

$$\left[i_2 / (\pi r_0^2) \right] 2\pi x dx x d\varphi / (2\pi x) = i_2 x dx d\varphi / (\pi r_0^2).$$

Сила, действующая на единицу длины проводника I от элемента $d\varphi$, согласно (2.9)

$$d^2 F_{yd} = [\mu_0 / (2\pi)] i_1 i_2 x dx d\varphi / (\pi r_0^2 r). \quad (2.24)$$

Составляющие этой силы по осям x и y равны:

$$d^2 F_x = [\mu_0 / (2\pi)] \left[i_1 i_2 / (\pi r_0^2) \right] x dx \cos \alpha d\varphi; \quad (2.25)$$

$$d^2F_y = \left[\mu_0 / (2\pi) \right] \left[i_1 i_2 / (\pi r_0^2) \right] x dx \sin \alpha d\phi . \quad (2.26)$$

После подстановки значений

$$\cos \alpha = (a + x \cdot \cos \varphi) / r ; \quad \sin \alpha = (x \cdot \sin \varphi) / r ;$$

$$r = \sqrt{a^2 + x^2 + 2ax \cos \varphi}$$

в (2.25) и (2.26) и интегрирования получим

$$F_x = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{2i_1 i_2}{\pi r_0^2} \left[\arctg \left(\frac{a-x}{a+x} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right) + \frac{\varphi}{2} \right] \int_0^{r_0} x dx = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i_1 i_2}{a} ; \quad (2.27)$$

Следовательно, электродинамическая сила, действующая на проводник I , направлена только по оси x , т. е. по оси, соединяющей центры обоих проводников. Величина ее такая же, как и при взаимодействии двух бесконечно тонких проводников. Однако установленное отсутствие влияния диаметров круглых проводников на возникающие между ними электродинамические силы справедливо только при постоянном токе. Проявление эффекта близости при переменном токе с учетом направления токов в проводниках может существенно изменить полученное значение электродинамической силы (см. ниже).

Электродинамические силы взаимодействия между проводниками прямоугольного сечения. Рассмотрим взаимодействие прямоугольных проводников при небольших расстояниях между ними. Сначала определим силу взаимодействия между двумя бесконечно тонкими проводниками, намного меньшими их длины. Можно считать, что проводники бесконечно длинные (рис. 2.13).

По элементу d_y проводника II проходит ток $i_2 d_y / h$. Индук-

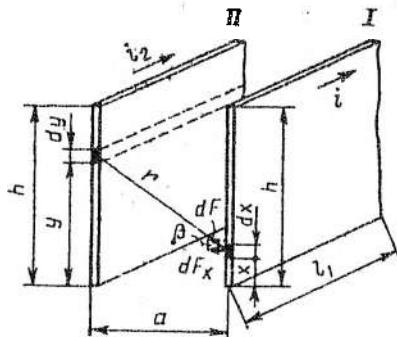


Рис. 2.13. К определению влияния высоты параллельных тонкостенных плоских проводников с токами на электродинамическое взаимодействие между ними

ция, создаваемая этим током на участке dx , равна $dB = [\mu_0/2\pi]i_2 dy (hr)$. Индукция, создаваемая всем бесконечно длинным проводником H с током i_2 на участке dx , такова:

$$B = \frac{\mu_0 i_2}{2\pi h} \int_0^h \frac{dy}{r} = \frac{\mu_0 i_2}{2\pi h} \int_0^h \frac{dy}{\sqrt{d^2 + (y-x)^2}}.$$

Так как рассматриваются симметрично расположенные проводники, вертикальная составляющая равна нулю. Горизонтальная составляющая, действующая на единицу длины проводника dx ,

$$dFx = dF \cos\beta = B(i_1/h) \cos\beta dx_1,$$

где

$$\cos\beta = a/\sqrt{a^2 + (y-x)^2}.$$

Результирующая сила, действующая на участок проводника I длиной l_1 :

$$F = \frac{\mu_0 i_2 i_1}{2\pi h} \int_0^h dx \int_0^h \frac{dy}{a^2 + (y-x)^2}.$$

После интегрирования этого уравнения получаем

$$F = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi} \frac{al_1}{h^2} \left(2h \operatorname{arctg} \frac{h}{a} - \ln \frac{a^2 + h^2}{a^2} \right) \quad (2.29)$$

или

$$F = [\mu_0/(2\pi)] i_1 i_2 k_{\kappa} k_{\Phi},$$

где коэффициент контура $k_{\kappa} = l_1/a$ и коэффициент формы для рассмотренного случая тонких прямоугольных проводников

$$k_{\Phi} = (a^2/h^2) [2h/a \operatorname{arctg}(h/a) - \ln(a^2 + h^2)/a^2]. \quad (2.30)$$

В случае, когда толщина и высота сечения проводников соизмеримы, для определения k_{Φ} пользуются кривыми, построенными по весьма громоздким аналитическим выражениям (рис. 2.14). При просвете между проводниками, равном периметру или несколько большем его, можно принять $k_{\Phi} = 1$. В случае $h/h > 1$ сила может быть значительно больше, чем при $h/h < 1$.

Электродинамические силы, действующие внутри проводника круглого сечения с током. Если представить проводник круглого сечения разделенным на бесконечно большое число отдельных токовых нитей, то, очевидно, между ними будут действовать электродинамические силы, образуя сжимающие (стягивающие) усилия в материале проводника. Рассмотрим эти силы. Примем, что ток распределен равномерно по сечению проводника. Тогда ток, проходящий по части общего сечения проводника радиусом r_0 (рис. 2.15, а), ограниченного радиусом r , равен $i_r = irr^2/\pi r_0^2 = ir^2/r_0^2$.

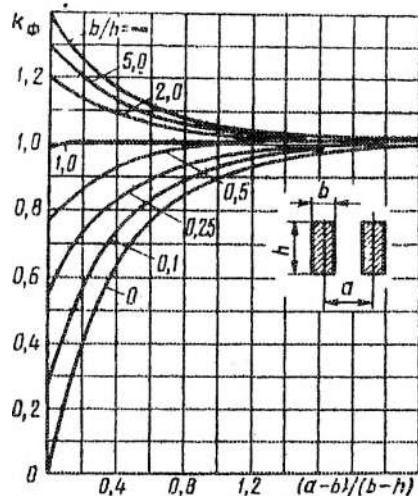


Рис. 2.14. Кривые для определения коэффициента формы при взаимодействии двух параллельных прямоугольных проводников с токами

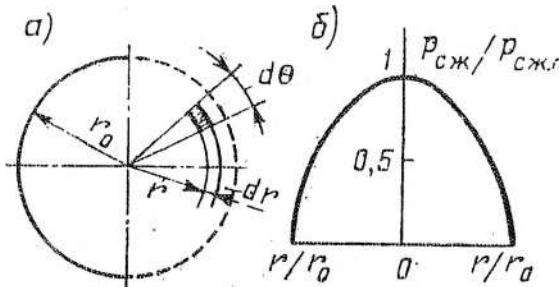


Рис. 2.15. К определению стягивающих электродинамических сил внутри круглого проводника с током

Если длина проводника бесконечно большая, то согласно закону полного тока напряженность поля внутри проводника на расстоянии r от оси

$$H = ir/(2\pi r) = ir/(2\pi r_0^2). \quad (2.31)$$

Предполагается, что обратный проводник удален настолько, что не влияет на поле внутри рассматриваемого проводника. Индукция на силовой линии радиусом r

$$B_r = [\mu_0/(2\pi)] ir/r_0^2. \quad (2.32)$$

Рассмотрим элемент сечения $rdrdQ$. В нем ток

$$di = r dr dQ i / (\pi r_0^2). \quad (2.33)$$

Тогда элементарная сила, действующая на единицу его аксиальной длины,

$$dF = B_r di = \frac{\mu_0 i r}{2\pi r_0^2} \frac{ir dr dQ i}{\pi r_0^2} = \frac{\mu_0 i^2 r^2 dr dQ}{2\pi^2 r_0^4}. \quad (2.34)$$

Эта сила направлена к центру сечения и действует на поверхность rdQ . Следовательно, цилиндр с внутренним радиусом r и толщиной стенки dr создает элементарное радиальное давление

$$dp_{c\bar{x}} = \mu_0 i^2 r dr / (2\pi r_0^2 \pi r_0^2). \quad (2.35)$$

Полное давление, создаваемое на цилиндрической поверхности радиусом r всей частью сечения, расположенной снаружи ее,

$$p_{c\bar{x}} = \frac{\mu_0 i^2}{2\pi^2 r_0^4} \int_r^{r_0} r dr = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi^2 r_0^4} (r_0^2 - r^2). \quad (2.36)$$

Полная разность давлений на поверхности и на оси проводника, стремящаяся сжать его сечение,

$$p_{c\bar{x} II} = \mu_0 i^2 / (4\pi^2 r_0^2). \quad (2.37)$$

На рис. 2.15,б показано изменение $p_{c\bar{x}}$ по радиусу. Как следует из (2.36) и (2.37), давление не зависит от направления тока.

Электродинамические силы, действующие в проводниках круглого полого сечения с током, расщепленных на параллельные элементы. Этот случай электродинамических сил, возникающих при взаимодействии всех параллельных элементов с токами, идентичен рассмотренному выше. Вместе с тем он имеет большое практическое значение, так как в токоведущих системах электрических аппаратов и токопроводах на большие токи получило распространение

ранение расположение параллельных и одинаковых элементов по образующей окружности или близко к ней.

Сжимающие электродинамические силы взаимодействия параллельных элементов служат повышению контрольного напряжения, что очень важно при сквозных токах к. з. для обеспечения надежной работы контактных соединений аппаратов. Если рассматривать расщепленный на N параллельных элементов полый цилиндрический проводник с внутренним радиусом $r_{\text{вн}}$ и толщиной стенки $\Delta_{\text{ст}}$, то напряженность поля на внешней поверхности проводника

$$H = i / \left[2\pi(r_{\text{вн}} + \Delta_{\text{ст}}) \right]. \quad (2.38)$$

Индукция равна соответственно

$$B = [\mu_0 / 2\pi] i / (r_{\text{вн}} + \Delta_{\text{ст}}). \quad (2.39)$$

Ток в элементе i/N и центростремительная электродинамическая сила, действующая на единицу длины каждого элемента,

$$F = [\mu_0 / 2\pi] i^2 / N(r_{\text{вн}} + \Delta_{\text{ст}}). \quad (2.40)$$

Пользуясь формулой (2.40), можно определить, например, электродинамическую силу, действующую на каждый токоведущий элемент розеточного контакта при взаимодействии с токами, проходящими по остальным идентичным параллельным элементам розеточного контакта.

Электродинамические силы в месте изменения сечения проводника. При изменении поперечного сечения проводника происходит искривление линии тока. Так как сила нормальна к линиям тока, то она наклонена в сторону большего сечения (рис. 2.16). Эту силу можно разложить на две составляющие: поперечную и продольную. Действие поперечной сжимающей составляющей электродинамической силы $F_{\text{ср}}$ рассмотрено выше применительно к круглому проводнику. Продольная составляющая $F_{\text{пр}}$, называемая электродинамической силой сужения, стремится разорвать проводник в месте изменения сечения и направлена от меньшего сечения к большему.

Эту силу для проводников круглого сечения можно определить с помощью закона Ампера. Примем, что на прямолинейных

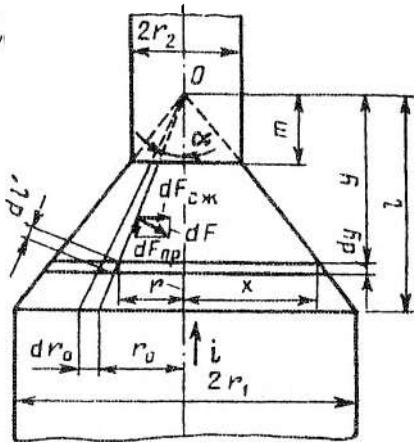


Рис. 2.16. К определению продольной электродинамической силы в месте изменения сечения проводника с током

участках проводника ток распределен равномерно. Тогда ток, проходящий по части сечения радиусом x , ограниченного радиусом r ,

$$I_r = ir^2 / (\pi x^2) = ir^2 / x^2$$

$$\text{или } i_r = ir_0^2 / r_1^2.$$

Индукция по окружности радиусом r

$$B_r = \mu_0 H_r = \mu_0 i_r / (2\pi r) =$$

$$= \mu_0 r_0^2 / (2\pi r_1^2 r). \quad (2.41)$$

Ток di , проходящий по элементарному кольцевому слою, dr_0

$$di = \left[i / \left(\pi r_1^2 \right) \right] 2\pi r_0 dr_0 = 2ir_0 dr_0 / r_1^2.$$

Рассмотрим линию тока на окружности радиусом r . Электродинамическая сила, действующая на элемент линии тока $dl^1 = dy/\cos \alpha$:

$$d^2 F = B_2 dl' di = \mu_0 i^2 / \pi \left[r_0^3 / (rr_1^4) \right] dy dr_0 / \cos \alpha. \quad (2.42)$$

Составляющая этой силы, направленная вдоль оси проводника,

$$d^2 F_{\text{нр}} = d^2 F \sin \alpha = \mu_0 i^2 / \pi \left[r_0^2 / (rr_1^4) \right] \tan \alpha dy dr_0. \quad (2.43)$$

Так как $\tan \alpha = r/y$, то $d^2 F_{\text{нр}} = (\mu_0 i^2 / \pi) (r_0^3 / r_1^4) dy dr_0 / y$.

Интегрируя это выражение, найдем полную силу, действующую по оси проводника:

$$F_{\text{нр}} = \frac{\mu_0 i^2}{\pi r_1^4} \int_0^{r_1} r_0^3 dr_0 \int_m^l \frac{dy}{y} = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \ln \frac{l}{m}. \quad (2.44)$$

Учитывая, что $I/m = r_1/r_2$,

$$F_{\text{пп}} = [\mu_0 i^2 / 4\pi] \ln(r_1/r_2). \quad (2.45)$$

В общем виде применительно к проводникам не только круглого, но и некруглого сечения выражение (2.45) приобретает вид

$$F_{\text{пп}} = [\mu_0 i^2 / 4\pi] \ln \sqrt{S_{c1}/S_{c2}}, \quad (2.46)$$

где S_{c1} и S_{c2} — большое и малое поперечные сечения проводника.

Из формул (2.45) и (2.46) следует, что продольная электродинамическая сила сужения зависит от соотношения величин большого и малого сечений проводника и не зависит от длины и формы перехода от одного сечения к другому, а также от направления тока.

Если на рассматриваемом участке проводника имеется несколько переходов от одного сечения к другому, то суммарная электродинамическая сила при заданном токе определяется только соотношением наибольшего и наименьшего сечений проводника. Наиболее резкое изменение поперечного сечения проводника происходит в одноточечном контакте. При прохождении тока к. з. в таком контакте возникают значительные электродинамические силы сужения, которые стремятся разомкнуть контакт. Эту силу можно подсчитать по формуле (2.46). Площадь соприкосновения в месте контакта $S_{c2} = F_k / \sigma_{cm}$, где F_k — сила контактного нажатия, Н; σ_{cm} — сопротивление материала контактов смятию, $\text{Н}/\text{м}^2$.

Для многоточечного контакта с n площадками при равномерном распределении нажатия и тока $S_{c2} = F_k / n\sigma_{cm}$. Тогда

$$F_{\text{пп}} = [\mu_0 / 4\pi] (I_m/n)^2 \ln \sqrt{n\sigma_{cm} S_{ck} / F_k}, \quad (2.47)$$

где I_m — амплитудное значение тока; S_{ck} — поперечное сечение контакта.

Однако, рассматривая электродинамические силы в контактах, следует иметь в виду, что эти силы не всегда определяются достаточно точно по соотношению (2.47). Площадь соприкосновения в месте контакта в процессе прохождения тока к. з. не остается постоянной, а уменьшается при увеличении

электродинамических сил. Кроме того, на величину контактного перешейка существенное влияние оказывает электромагнитное давление в зазоре между контактирующими проводниками. Давление $p = \mu_0 H^2 / 2 = \mu_0 I^2 / 8\pi^2 x^2$, т. е. оно обратно пропорционально квадрату расстояния от оси проводника и имеет наибольшее значение при радиусе x , равном радиусу контактной площадки, и наименьшее при радиусе x , равном радиусу контакта.

Кроме продольных сил на контактный перешеек действуют радиальные силы, обусловленные рассмотренным выше сжимающим эффектом. Согласно положениям теории упругости материалов, возможные радиальные деформации перешейка вызывают появление дополнительных осевых сил, которые увеличивают силы, определяемые соотношением (2.47). В результате сложная деформация перешейка во взаимно перпендикулярных направлениях в сочетании со значительными тепловыми нагрузками может привести к его разрушению. В этом месте могут возникнуть пары металла, находящиеся при высоком давлении, способные отбросить контакты друг от друга. Таким образом, возникающие в зоне контакта силы находятся в сложном взаимодействии, и получаемые расчетные значения электродинамических сил в контакте следует рассматривать как приближенные.

Влияние формы сечения на электродинамические силы при переменном токе. Поверхностный эффект и эффект близости вызывают неравномерное распределение тока в проводнике. Поверхностный эффект изменяет распределение тока по сечению проводника круглой, квадратной или прямоугольной формы, но не нарушает его симметрии относительно геометрической оси и, таким образом, не влияет на электродинамические силы между проводниками.

В проводниках сложной несимметричной формы поверхностиный эффект может приводить к значительному увеличению электродинамических сил между элементами сечения проводника. Например, в швеллерообразном тонкостенном проводнике вследствие вытеснения тока на края полок (см. поз. h на рис. 1.26) между полками возникают существенно большие электродинамические силы, чем при постоянном токе равной величины. Эффект близости нарушает симметричное распреде-

ление тока по сечению проводника даже правильной формы и, следовательно, всегда влияет на электродинамические силы. Сила взаимодействия между параллельными проводниками бесконечной длины на участке проводника l_1 , для которого определяется эта сила, согласно (2.9)

$$F = [\mu_0 / (2\pi)] l_1 i_1 i_2 / a. \quad (2.48)$$

В параллельных проводниках любой формы эта сила зависит от направления тока в них. Если токи разных направлений, то вытеснение тока в каждом проводнике происходит в сторону соседнего проводника и сила взаимодействия увеличивается; если одного направления — вытеснение тока происходит на внешние части сечений проводников и сила взаимодействия уменьшается.

В каждом конкретном случае взаимодействия параллельных проводников любой формы сечения правильное значение электродинамической силы можно получить, если за расстояние a между проводниками принимать среднее геометрическое расстояние между эпюрами токов, построенных на их сечениях.

2.5. Определение электродинамических сил по изменению электромагнитной энергии

Для определения электродинамических сил в сложных контурах целесообразно пользоваться принципом изменения магнитной энергии, так как определение этих сил с помощью закона Ампера приводит к очень сложным выражениям, пользоваться которыми очень неудобно. Положение проводников в контуре относительно друг друга или одного контура относительно другого определяется необходимым числом координат (расстояние, угол поворота и т. п.). Для удобства их называют обобщенной геометрической координатой r_{ab} .

Механическая работа, затрачиваемая на перемещение проводника, равна изменению магнитной энергии контура $dA = dW_m$, но $dA = F dr_{ab}$. Электродинамическая сила

$$F = \left[\partial W_m / (\partial r_{ab}) \right]_{i=\text{const}}. \quad (2.49)$$

Эта формула показывает, что изменение магнитной энергии нужно находить при изменении лишь той координаты, которую стремится изменить определяемая электродинамическая сила взаимодействия (например, при определении силы, разрывающей виток с током, обобщенной координатой является радиус витка; при определении силы взаимодействия между двумя витками с током — расстояние между витками). Магнитная энергия, запасенная контуром, $W_m = i\psi/2$, где ψ — потокосцепление.

Производная W_m по потокосцеплению $dW_m/d\psi = i/2$.

Для одиночного контура с током $F = (i/2)d\psi/(dr_{06})$, но $\Psi = \Phi\omega = Li$, где Φ — магнитный поток, Вб, ω — число витков в контуре с током, L — индуктивность контура, Гн.

Тогда

$$F = (i^2/2)\partial L/(\partial r_{06}). \quad (2.50)$$

Формулы типа (2.50), в которых фигурирует индуктивность, имеют общий характер, и возможность применения этих формул для вычисления усилий при условии, что известна зависимость индуктивности, собственной и взаимной, от параметров ТВС, является основным достоинством энергетического метода.

Разрывающие силы в круглом витке с током. Индуктивность кругового витка со средним радиусом r_0 при $r_0 \geq r$ (рис. 2.17) $L = \mu_0 r_0 [\ln(8r_0/r) - 1,75]$. Тогда электродинамическая сила, действующая на весь виток,

$$F = (i^2/2)\partial L/(\partial r_0) = (i^2/2)\mu_0 [\ln(8r_0/r) - 0,75], \quad (2.51)$$

где

$$\partial L/(\partial r_0) = \mu_0 [\ln(8r_0/r) - 0,75].$$

Сила, приходящаяся на единицу длины витка и направленная по радиусу, $F_l = F/(2\pi r_0)$. Определим силу F_x , стремящуюся

разорвать виток, как сумму горизонтальных составляющих силы F_x на четверти длины окружности:

$$F_x = \int_0^{\pi/2} F_1 \cos \varphi d\varphi = \frac{F}{2\pi}.$$

Подставив сюда значение из (2.51), получим

$$F_x = \left[\mu_0 i^2 / (4\pi) \right] \times \\ \times \left[\ln(8r_0/r) - 0,75 \right]. \quad (2.52)$$

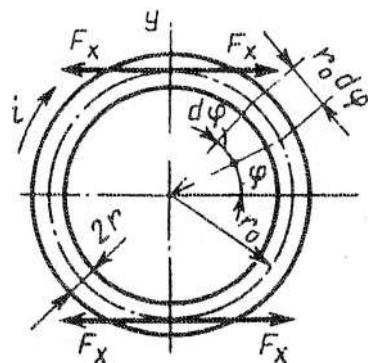


Рис. 2.17. К определению разрывающих сил в круглом витке с током

2.6. Электродинамические силы при переменном токе

Электродинамическая сила при переменном токе изменяется во времени по определенному закону. Для расчетов аппаратов на электродинамическую стойкость важно знать максимальное значение этой силы. Рассмотрим однофазную систему переменного тока (рис. 2.18). Ток изменяется по закону $i = I_m \sin \omega t$, где I_m — амплитудное значение.

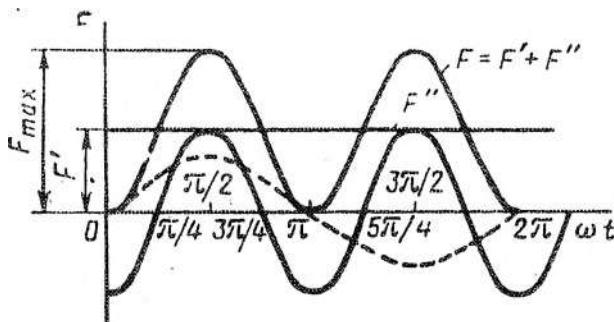


Рис. 2.18. Электродинамические силы в однофазной системе переменного тока

Мгновенное значение электродинамической силы между отдельными частями проводника

$$F_t = \left[(\mu_0 / 4\pi) k_k \right] I_m^2 = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2 \cdot \sin^2 \omega t. \quad (2.53)$$

Обозначим $[\mu_0 / (4\pi)] k_k = c$. Так как $\sin^2 \omega t = (1 - \cos 2\omega t)/2$, то

$$F_t = cI_m^2/2 - \left(cI_m^2/2 \right) \cos 2\omega t = F' - F' \cos 2\omega t. \quad (2.54)$$

Из формулы (2.54) следует, что в однофазной цепи электродинамическая сила состоит из двух составляющих: постоянной, не изменяющейся во времени $F' = cI_m^2/2$, и переменной, изменяющейся во времени $F'' = F' \cos 2\omega t$, с удвоенной частотой по сравнению с частотой переменного тока. Амплитуда переменной составляющей F'' равна по значению постоянной составляющей F' .

Результирующая сила F пульсирует с двойной частотой по сравнению с частотой тока, изменяясь от нуля до максимального значения, не изменяя знака. Максимальное значение этой силы

$$F_m = 2F' = cI_m^2 = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2. \quad (2.55)$$

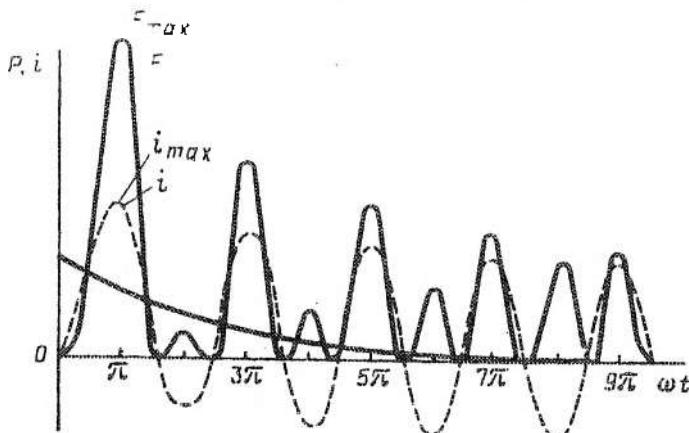


Рис. 2.19. Электродинамические силы в однофазной системе переменного тока при коротком замыкании

При коротком замыкании (рис. 2.19) ударный ток $i_{\max} = k_{\text{уд}} \sqrt{2} \cdot I_{\text{пп}} = 2,55 I_{\text{пп}}$, где $k_{\text{уд}} = 1,8$ — нормированное значение ударного коэффициента; $I_{\text{пп}}$ — действующее значение периодической составляющей за первый период к. з. Поэтому электродинамическая сила в момент прохождения тока через максимум

$$F_{\max} = [\mu_0 / (4\pi)] k_k (2,55)^2 I_{\text{пп}}^2 = 6,48 [\mu_0 / (4\pi)] \cdot k_k I_{\text{пп}}^2. \quad (2.56)$$

Характер изменения электродинамической силы во времени весьма своеобразен: одна полуволна постоянно уменьшается, а другая — увеличивается. Когда амплитуда периодической составляющей достигает установившегося значения, обе полуволны становятся одинаковыми.

Электродинамические силы при трехфазном токе. В симметричной трехфазной системе ток каждой фазы I , II , III сдвинут относительно токов в других фазах на $\pm 120^\circ$. Рассмотрим систему параллельных проводников (рис. 2.20). Токи в фазах изменяются по закону

$$i_1 = I_m \sin \omega t; \quad i_2 = I_m \sin(\omega t - 120^\circ); \quad i_3 = I_m \sin(\omega t - 240^\circ).$$

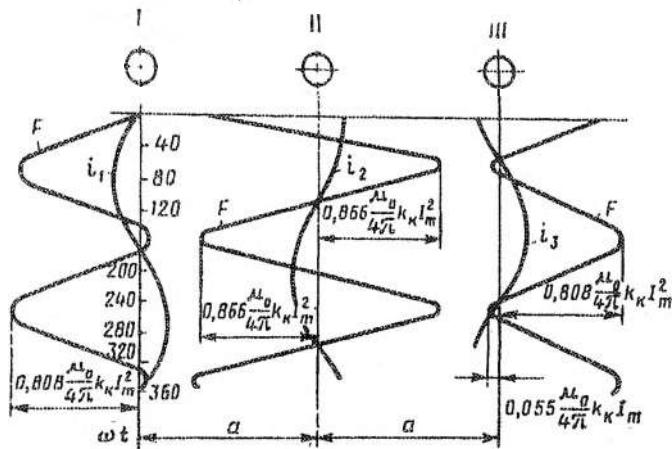


Рис. 2.20. Электродинамические силы в трехфазной системе переменного тока

Примем условие, что токи всех фаз проходят в одном направлении. Сила взаимодействия трех фаз, действующая на любой из крайних проводников, определяется как сумма сил взаимодействия этого проводника с проводниками других фаз, причем сила взаимодействия проводника *I* с проводником *III* в два раза меньше, чем с проводником *II* из-за удвоенного расстояния между ними:

$$\begin{aligned} F_{II+III/I} &= F_{II/I} + F_{III/I} = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k i_1 (i_2 + 0.5 i_3) = \\ &= \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2 \cdot \sin \omega t [\sin(\omega t - 120^\circ) + 0.5 \sin(\omega t - 240^\circ)] = \\ &= -0.866 \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2 \cdot \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + 30^\circ). \end{aligned} \quad (2.57)$$

Эта сила имеет максимальное значение при углах $\omega t = 75^\circ$ и $\omega t = -15^\circ$. Первое значение дает абсолютную величину силы, а второе — относительный (меньший) максимум. Подставляя в (2.57) значение $\omega t = 75^\circ$, получаем максимальное значение силы

$$F_{II+III/I} = -0.808 \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2. \quad (2.58)$$

Подставляя сюда значение $\omega t = -15^\circ$, получаем минимальное значение силы

$$F_{II+III/I} = 0.055 \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2. \quad (2.59)$$

Сила, действующая на проводник *II*,

$$\begin{aligned} F_{I+III/II} &= F_{I/II} + F_{III/II} = \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k i_2 (i_1 - i_3) = \\ &= \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2 \cdot \sin(\omega t - 120^\circ) [\sin \omega t - \sin(\omega t - 240^\circ)] = \\ &= 0.866 \left[\mu_0 / (4\pi) \right] I_m^2 \cos(2\omega t - 150^\circ). \end{aligned} \quad (2.60)$$

Максимальное значение силы при $\omega t = 75^\circ$

$$F_{I+III/II} = 0.866 \left[\mu_0 / (4\pi) \right] k_k I_m^2. \quad (2.61)$$

Таким образом, сила, действующая на средний проводник, больше сил, действующих на крайние проводники. Сумма сил, действующих в трехфазной системе при симметричном расположении проводников, в любой момент времени равна нулю. Сравнивая максимальную силу при трехфазном и однофазном токе,

видим, что в трехфазных цепях максимальная электродинамическая сила составляет 0,866 от силы в однофазной цепи при том же токе.

Представляет практический интерес сопоставление электродинамических сил взаимодействия между проводниками при трехфазном и двухфазном коротких замыканиях (при одном и том же значении $k_{\text{у}}$). При двухфазном коротком замыкании, когда можно принебречь затуханием апериодической составляющей ($k_{\text{у}} = 2$), электродинамическая сила

$$F_{(2)} = [\mu_0/(4\pi)]k_{\text{у}} \left(\sqrt{2}k_{\text{уд}}\right)^2 I_{\text{пп}}^2 = 8[\mu_0/(4\pi)]k_{\text{у}} I_{\text{пп}(2)}^2. \quad (2.62)$$

При трехфазном коротком замыкании на средний проводник действует сила $F_{(3)} = 6,92[\mu_0/(4\pi)]k_{\text{у}} \left(I_{\text{пп}(3)}\right)^2$.

Учитывая, что $I_{\text{пп}(2)}/I_{\text{пп}(3)} = 0,87$,

$$F_{(3)}/F_{(2)} = 1,15, \quad (2.63)$$

т. е. электродинамическая сила при трехфазном коротком замыкании на 15 % больше, чем при двухфазном.

Глава 3

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В КОММУТИРУЮЩИХ КОНТАКТАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

3.1. Основные свойства и конструктивные особенности коммутирующих контактов

Электрическим контактом называется токопроводящее место соприкосновения элементов электрической цепи. Коммутация тока в электрических цепях осуществляется электрическими коммутационными аппаратами посредством контактных элементов — коммутирующих контактов. Совокупность коммутирующих контактов и токоведущих частей в дугогасительном устройстве (ДУ) образует контактную систему, являющуюся весьма ответственным узлом электрического аппарата. В замкнутом положении контакты электрических аппаратов сжаты с определенным усилием (контактным нажатием), создаваемым контактными пружинами.

Кроме коммутирующих контактов, осуществляющих размыкание и замыкание электрической цепи, в электрическом аппарате имеются неразмыкаемые контактные соединения токоведущих частей (шины, проводники, гибкие соединения), связь между которыми осуществляется болтовыми и винтовыми соединениями, пайкой, сваркой и другими способами. В некоторых конструкциях аппаратов имеются скользящие (токосъемные) контак-

ты, сохраняющие контактирование при взаимном перемещении контактных элементов.

Виды контактных систем. В зависимости от коммутируемого тока контакты электрических аппаратов подразделяют на слаботочные и сильноточные. Слаботочные используются в реле защиты и автоматики и коммутируют токи от долей ампера до нескольких ампер при напряжении в десятки вольт. Сильноточные контакты коммутируют токи от десятков до сотен тысяч ампер при напряжении до сотен тысяч вольт.

По характеру соприкосновения контактирующих поверхностей различают точечные, линейные и поверхностные контакты (рис. 3.1). Точечная форма контактов (рис. 3.1, а) облегчает их

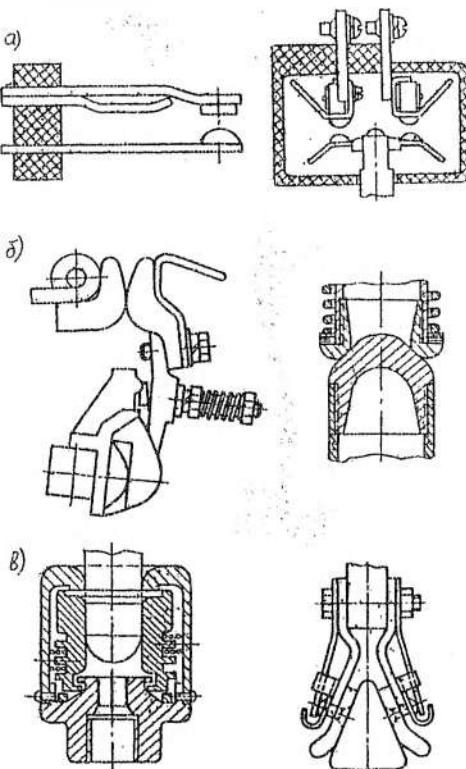


Рис. 3.1. Виды контактных систем

самоочистку от оксидных пленок и загрязнения. Однако использование их в сильноточных аппаратах нецелесообразно, поскольку в точке контактирования вследствие значительного выделения тепла может произойти их сваривание. Линейные контакты применяются в конструкциях аппаратов на значительно большие токи (рис. 3.1, б). В этом случае также создаются хорошие условия для самоочистки контактирующих поверхностей от всевозможных пленок в процессе работы. Поверхностные контакты (рис. 3.1, в) имеют значительно большую поверхность соприкосновения, благодаря чему они широко используются в сильноточных коммутационных аппаратах. Однако они требуют значительных контактных нажатий для разрушения поверхностных пленок.

В сильноточных коммутационных аппаратах предусматривают главные 1, 2 и дугогасительные 3, 4 контакты (рис. 3.2). Главные контакты предназначены для пропускания в замкнутом положении тока главной цепи, и на них не предусматривается образование дуги. Дугогасительные контакты соединены параллельно главным и служат для электродугового отключения цепи. Контактная система аппарата проектируется таким образом, чтобы в процессе отключения вначале размыкались главные контакты (без дуги), а затем — дугогасительные с образованием дуги. В процессе включения замыкание главных и дугогасительных контактов происходит в обратной последовательности. В некоторых конструкциях аппаратов помимо дугогасительных и главных предусматриваются промежуточные контакты.

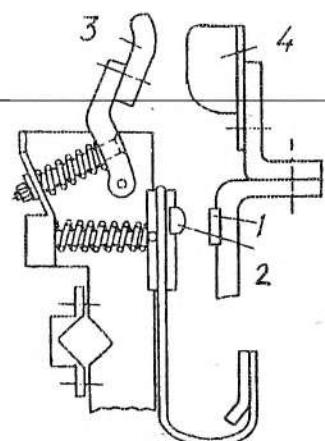


Рис. 3.2. Главные (1, 2) и дугогасительные (3, 4) контакты

Для коммутационных аппаратов на высшие классы напряжения перспективно использование контактной системы с пористыми электродами (рис. 3.3), в которых гашение дуги осуществляется (в отличие от традиционных способов дугогаше-

ния — двухстороннего и одностороннего продольного дутья) посредством вдува газа через пористые (газопроницаемые) электроды в область оснований электрической дуги. При этом принципе существенно снижается расход газа (в 5–6 раз по сравнению с односторонним продольным дутьем), повышаются эффективность дугогасительного устройства и ресурс контактов. Это объясняется тем, что вдуваемый газ подается непосредственно в область оснований дуги, отводя от поверхности электродов тепловые потоки и способствуя этим гашению дуги и снижению эрозии электродов.

Выбор параметров и конструктивных форм контактных систем зависит от коммутируемого тока, напряжения сети, принципа дугогашения и особенностей процессов, происходящих на контактах в различных дугогасящих средах, используемых в современных коммутационных аппаратах (воздух, масло, вакуум, элегаз).

В коммутационных аппаратах используются различные конструктивные исполнения контактных систем — торцевые, розеточные, роликовые и др.

Герконы. Для обеспечения надежной работы контакты иногда помещают в защитную среду или вакуум. Такие герметичные контакты получили название герконов. Геркон (рис. 3.4, а) состоит из герметичной оболочки 1, заполненной инертным газом (аргон, водород и т. п.), либо вакуумированной до 0,13–0,0013 Па, в которой находятся контактные элементы 2 из магнитного материала. В месте контактирования контактные элементы покрыты тонким слоем благородного металла (золото, палладий и некоторые другие). Управление герконом осуществляется магнитным полем, создаваемым электромагнитной катушкой 3 (либо постоянными магнитами). Магнитный поток Φ замыкается через контактные элементы и воздушный

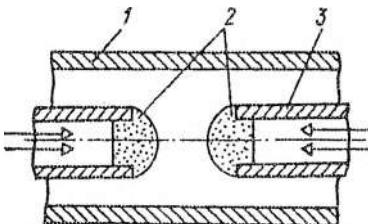


Рис. 3.3. Контактная система с газопроницаемыми электродами
1 — дугогасительная камера;
2 — газопроницаемые электроды;
3 — токо- и газоподводящие трубы

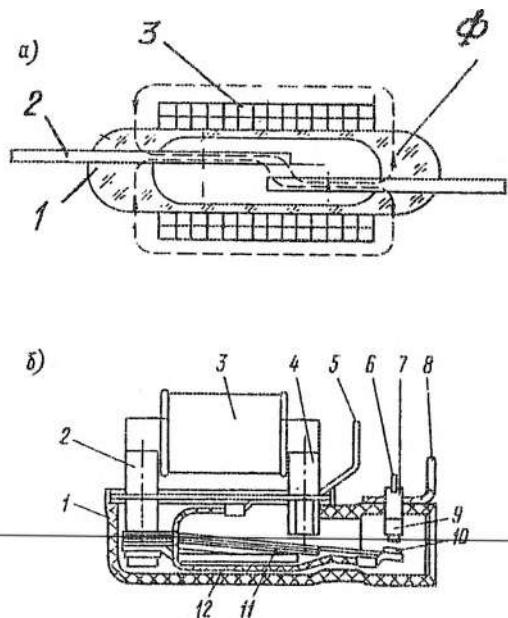


Рис. 3.4. Герметичные контакты:
а — геркон; б — герсикон

зазор (межконтактный промежуток), включая контакты. Отключение происходит за счет упругих свойств контактных элементов. Герконы обладают весьма высоким ресурсом (10^7 — 10^9 коммутационных циклов).

Дальнейшее развитие герконы получили в конструкциях с более высокой коммутационной способностью — герметичных силовых контактах (герсиконах), представляющих собой герметичную оболочку 1 (рис. 3.4,б), в которую встроены полюсы 2 и 4 электромагнитной системы. Полюс 2 жестко закреплен с концом ферромагнитной пластины (пружины) якоря 11, несущей подвижный контакт 10. Второй конец пружины образует рабочий зазор в цепи магнитопровода. Магнитодвижущая сила создается катушкой 3, размещенной вне герсикона. Подвод тока к подвижному контакту осуществляется гибкой связью 12. Неподвижный контакт 9 крепится на конце регулировочного винта 7, позволяющего регулировать зазор, провал и

контактное нажатие без нарушения герметичности аппарата. Для подключения токоведущего контура к цепи служат выводы 5 и 8. Вакуумирование и заполнение оболочки защитным газом осуществляется через штуцер 6. Используя дугогасящие среды, обладающие высокой электрической прочностью и дугогасящей способностью (вакуум, элегаз и его смеси с другими газами) и новые дугостойкие контактные материалы, можно существенно повысить коммутационную способность и ресурс герсионов.

Жидкометаллические контакты. Наряду с традиционными (твердометаллическими) контактными системами широкое применение получили жидкокоммутационные устройства, выполняющие функции как коммутирующих, так и токосъемных контактов.

Применение жидкого металла (ртуть, галлий, индий и др.) позволяет создать сильноточные коммутационные аппараты на токи 200 кА и выше (рис. 3.5). Во включенном положении жидкий металл удерживается в межэлектродном канале 3 нажатием на сильфон 6, замыкая главные контакты 1 и 2. В процессе отключения снижается нажатие с сильфона 6, жидкий металл, перемещаясь вниз под действием газового или магнитного дутья через отверстие в перегородке 4, "размыкает" контакты 1 и 2. Возникающая при этом дуга гасится за счет ее обдувания, растяжения и охлаждения об изоляционные стенки 5 канала 3.

Использование жидкого металла в коммутационных аппаратах позволяет эффективно решать ряд сложных научно-технических проблем. При удачном выборе способа перемещения жидкого металла коммутационный аппарат будет иметь значительно меньшие габариты и массу, чем традиционные аппараты с твердометаллическими контактами. При этом нет необходимости в больших контактных нажатиях и использовании дефицитных контактных материалов для снижения переходного сопротивления.

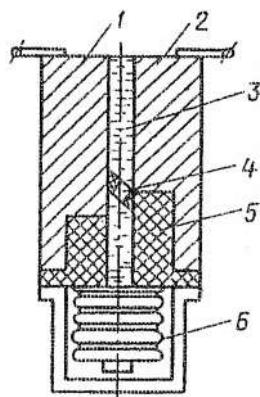


Рис. 3.5. Жидкометаллическое коммутирующее устройство

Кроме того, снимаются такие важные (присущие традиционным контактным системам с твердометаллическими контактами) проблемы, как сваривание, вибрация и отброс (за счет электродинамических усилий) контактов. Облегчается также ряд технологических проблем, связанных с качеством обработки контактной поверхности.

В качестве жидкотемпературных контактных материалов используются ртуть, галлий и его сплавы с индием, оловом и др. Наиболее распространена эвтектика галлий—индий—олово (см. табл. 3.2.).

3.2. Контактные материалы

Требования к контактным материалам. Надежная работа контактов электрических аппаратов в значительной мере определяется свойствами материала, из которого они изготовлены. Условия работы контактов в различных режимах предъявляют к контактным материалам ряд требований.

Материал контакта должен обладать высокой электрической проводимостью для уменьшения потери мощности в замкнутом состоянии, уменьшения нагрева контактов и устранения опасности их приваривания.

Свойства материала контактов играют существенную роль в процессе дугогашения, поскольку оказывают влияние на восстанавливавшуюся прочность дугового промежутка.

Известно, что в процессе гашения дуги отключения теплопроводность играет особенно важную роль, так как понижение температуры поверхности контакта способствует гашению дуги вследствие нарушения теплового баланса. В связи с этим контактный материал должен обладать высокой теплопроводностью. В период восстановления электрической прочности межконтактного промежутка высокая теплопроводность ускоряет снижение температуры контактных поверхностей и тем самым способствует быстрому восстановлению электрической прочности промежутка.

Температура плавления и испарения материала контактов должна быть возможно более высокой, так как это по-

зволяет существенно снизить эрозию контактов и склонность их к свариванию. Кроме того, с повышением температур плавления и испарения уменьшается выброс паров контактного материала в межконтактный промежуток, вследствие чего повышается эквивалентный потенциал ионизации газоразрядной среды и улучшаются условия гашения дуги и восстановления электрической прочности. Следует также учесть работу выхода электронов контактного материала, так как с ее увеличением снижается интенсивность эмиссии электронов с поверхности контактов.

По механическим свойствам материал контактов должен обладать определенной пластичностью, обуславливающей возможно большую площадь действительного контакта и, следовательно, малое переходное сопротивление. Контактный материал должен обладать также и достаточной стойкостью к ударным нагрузкам при замыкании контактов. Кроме того, контакты электрических аппаратов подвергаются воздействию электродинамических усилий, достигающих в ряде случаев весьма больших значений.

Существенное влияние на работоспособность контактов оказывает взаимодействие контактного материала с окружающей средой и продуктами ее разложения под действием дуговых разрядов. Поэтому материал контактов должен обладать достаточной коррозионной стойкостью.

В природе не существует материала, удовлетворяющего всем этим требованиям. Поэтому наряду с чистыми металлами и их сплавами в электроаппаратостроении широко применяются композиционные контактные материалы (псевдосплавы), создаваемые методами порошковой металлургии и представляющие собой многокомпонентную структуру, в которой за счет рационального подбора фазовых составляющих (обычно порошков металлов) можно получить новый материал с заданными характеристиками. Так, в металлокерамических композициях медь—вольфрам, серебро—вольфрам и других высокие механические свойства и тугоплавкость вольфрама и молибдена сочетаются с высокими электропроводностью и теплопроводностью меди и серебра. В порах и капиллярах тугоплавкого каркаса содержат-

ся легкоплавкая составляющая, которая под действием дугового разряда плавится и испаряется. При этом основания дуги фиксируются на участках тугоплавкого каркаса, капилляры которого заполнены расплавленной легкоплавкой составляющей, удерживаемой в них силами капиллярного давления. До тех пор пока не испарится прилегающий к основанию дуги легкоплавкий компонент, температура в области оснований дуги не может повыситься выше температуры кипения этого компонента. По мере испарения легкоплавкой составляющей температура в основании дуги повышается, тугоплавкий каркас оплавляется, заполняя неровности на поверхности контакта и снижая эрозию.

С увеличением числа отключений тугоплавкий слой разрушается, и вновь проявляются защитные свойства (снижение температуры в зоне разрушения) испаряющейся легкоплавкой составляющей.

Следует отметить еще одну особенность металлокерамических композиционных материалов. В отличие от монометаллов на поверхности контактов из металлокерамических композиций из-за неоднородности ее структуры появляются горизонтальные тепловые потоки, вследствие чего уменьшается энергия, поступающая в контакты, а следовательно, снижается их дуговая эрозия, так как уменьшается глубина прооплавления контактов.

В некоторых случаях, вводя соответствующие компоненты, можно воздействовать на процессы гашения дуги и эрозии контактов. Так, в композиции серебро-оксид кадмия при разложении оксида кадмия поглощается тепловая энергия, в результате чего снижаются длительность горения дуги и эрозия контактов.

Таким образом, подбирая соответствующие компоненты и легирующие добавки, можно получить дугостойкие композиции для различных режимов работы коммутационных аппаратов с различными дугогасящими средами (табл. 3.1).

В качестве жидкometаллических контактных материалов используются ртуть, галлий и его сплавы с индием, оловом и др. Наибольшее применение получила эвтектика галлий-индий-олово (табл. 3.2, 3.3).

Таблица 3.1

Марка материала и состав	Плотность, 10^3 , кг/м ³	Твердость по Бринеллю, МПа	Удельное электрическое сопротивление, Ом · м	Сопротивление разрыву, МПа	Относительное удлинение, %
KMK-A60(50W-Ag-2,5Ni)	13,3	1200	4,1	3500	3
KMK-A61(70W-Ag-3,5Ni)	13,5	2000	4,5	4500	1
KMK-B20(50W-Cu-2,5Ni)	12,0	1400	7,0	5100	0,95
KMK-B21(70W-Cu-3,5Ni)	14,0	2100	8,0	6000	0,9
KM-BM50(50Mo-Cu)	9,5	1300	2,8	4490	0,5
KM-BM80(80Mo-Cu)	10,1	2200	4,7	3710	0,01
KM-AM50(50Mo-Ag)	10,2	1200	3,8	2000	-
KM-AM80(80Mo-Ag)	10,2	1700	5,7	3720	-
KMK-A10M(85Ag-15CdO)	9,7	950	2,8	-	-
KMK-A20M(90Ag-10CuO)	9,6	650	2,5	-	-
KMK-A30(70Ag-30Ni)	9,7	650	3,0	-	-
KMK-A32(70Ag-Ni-3C)	8,7	550	4,5	-	-
KMK-B11(95Cu-5C)	6,6	200	5,0	-	-

Таблица 3.2

Жидкий (легкоплавкий) металл	Температура плавления $T_{\text{пл.}}$, °C	Температура кипения $T_{\text{к.}}$, °C
Галлий	29,9	1983
Индий	156,4	2083
Литий	179	1317
Ртуть	-38,9	357
Калий	63,7	760
Натрий	97,8	883
Галлий	303	1457
Олово	231,9	2270

Таблица 3.3

Контактная пара	Удельное электрическое сопротивление, Ом · м
Медь—эвтектика: галий (62 %), индий (25 %), олово (13 %)	$18 \cdot 10^{-10}$
Хром—эвтектика галий (62 %), индий (25 %), олово (13 %)	$81 \cdot 10^{-10}$
Никель—галий	$6,5 \cdot 10^{-10}$
Никель—эвтектика вольфрам—индий—галий—олово	$9,7 \cdot 10^{-10}$
Вольфрам—галий	$9,4 \cdot 10^{-10}$

3.3. Физические процессы на замкнутых контактах. Контактное сопротивление

Условия работы контактов в замкнутом состоянии определяются совокупностью целого ряда теплофизических процессов, происходящих в токопроводящей площадке их соприкосновения. Следует отметить, что площадка соприкосновения контактов представляет только кажущуюся (номинальную) контактную поверхность, в то время как истинный металлический контакт имеет дискретный характер и происходит лишь на отдельных участках, площадь которых во много раз меньше площадки номинальной поверхности соприкосновения (рис. 3.6.). Действи-

тельно, даже при самой тщательной механической обработке контактных поверхностей на них всегда остаются микронеровности, которые под действием контактного нажатия подвергаются упругой или пластической деформации и образуют отдельные токопроводящие участки (на рис. 3.6, а указаны стрелками). Помимо этого размеры истинных контактных площадок будут определяться наличием разного рода пленок, являющихся следствием взаимодействия материала контактов с окружающей средой. Контактная поверхность состоит из участков 1, осуществляющих чисто металлический контакт (рис. 3.6, б), участков 2, покрытых тонкими (адгезионными) пленками толщиной до $30 \cdot 10^{-10}$ м и обладающих туннельной проводимостью, и участков 3, покрытых изолирующими пленками (оксидными, сульфидными и др.).

Площадь элементарной площадки соударения определяется усилием контактного нажатия F_k и пределом прочности смятию контактного материала σ_{cm}

$$S_k = \frac{F_k}{\sigma_{cm}}. \quad (3.1)$$

Следует отметить, что при многократных замыканиях коммутирующих контактов их рабочая поверхность претерпевает некоторое изменение. Поэтому более приемлема для коммутирующих контактов другая зависимость:

$$S_k = \frac{F_k}{\xi_m H_b}, \quad (3.2)$$

где H_b — твердость материала контактов (по Бринеллю); ξ_m — коэффициент, характеризующий чистоту обработки коммутирующей поверхности ($0,02 < \xi_m < 1$).

Переходное сопротивление электрического контакта определяется сопротивлением стягивания линий тока R_c и сопротив-

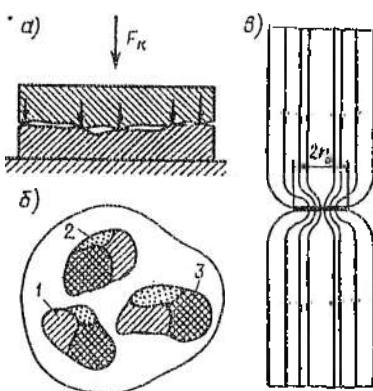


Рис. 3.6. Площадка контактирования

лением, обусловленным наличием всевозможных пленок и загрязнений на поверхности контактов $R_{\text{пп}}$:

$$R_k = R_{\text{ст}} + R_{\text{пп}}.$$

Сопротивление $R_{\text{ст}}$ обусловлено стягиванием линий тока в отдельных площадках соприкосновения и для одноточечного контакта

$$R_{\text{ст}} = \frac{\rho_k}{2r_0}, \quad (3.4)$$

где ρ_k — удельное электрическое сопротивление материала контактов; r_0 — радиус отдельной контактной площадки (рис. 3.1, б).

В реальных конструкциях аппаратов соприкосновение контактов происходит, как правило, в нескольких площадках, число которых зависит от материала контактов, состояния поверхности, контактного нажатия.

Сопротивление стягивания для n_k контактирующих площадок

$$R_{\text{ст}} = \frac{\rho_k}{2r_0 n_k}. \quad (3.5)$$

Фактическую площадь соприкосновения S_k можно представить в виде эквивалентной площадки с радиусом r_k :

$$S_k = \pi r_k^2, \quad (3.6)$$

откуда

$$r_k = \sqrt{S_k / \pi}. \quad (3.7)$$

Тогда с учетом (3.2) сопротивление стягивания всей площадки контактирования

$$R_{\text{ст}} = \frac{\rho_k \sqrt{\pi S_m R_B}}{2 \sqrt{F_k} n_k}. \quad (3.8)$$

В слаботочных аппаратах (реле защиты и автоматики) надежная работа контактов прежде всего определяется чистотой их рабочей поверхности (отсутствием пленок и загрязнения), так как малое нажатие на контактах не всегда может обеспечить их самоочистку. В связи с этим переходное сопротивление слаботочных контактов определяется преимущественно значением $R_{\text{пп}}$.

Для сильноточных аппаратов при больших контактных нажатиях (десятки и сотни ньютон) переходное сопротивление можно определить по эмпирической формуле

$$R_K = \frac{K_m}{(0,102 F_K)^m}, \quad (3.9)$$

где F_K — контактное нажатие; K_m — коэффициент, зависящий от свойств контактного материала и состояния поверхности контакта.

Показатель степени m определяется конструктивными особенностями контактной системы (для точечных контактов $m = 0,5$, для линейных $m = 0,75$, для плоскостных $m = 1$). Опытные значения коэффициента K_m определяются конструктивными особенностями контактной системы, свойствами материала контактов и состоянием их поверхности.

С увеличением контактного нажатия сопротивление снижается (рис. 3.7, кривая 1). Характер изменения переходного сопротивления при уменьшении контактного нажатия иной (рис. 3.7, кривая 2), что обусловлено наличием остаточной деформации микронеровностей на контактирующих поверхностях.

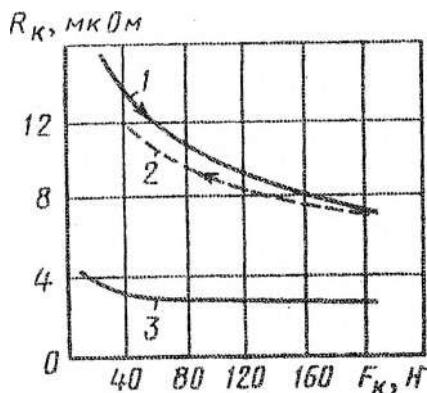


Рис. 3.7. Зависимость переходного сопротивления медных (1,2) и жидкокометаллических контактов (3) от контактного нажатия

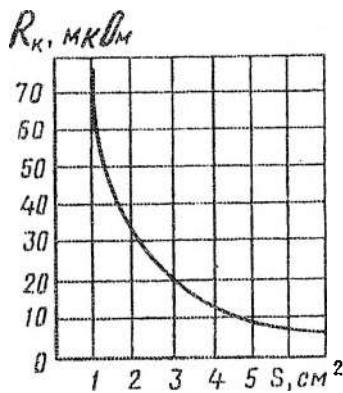


Рис. 3.8. Зависимость сопротивления жидкокометаллических контактов от площадки контактирования

Следует отметить, что переходное сопротивление прежде всего зависит от контактного нажатия и в значительно меньшей степени от площади соприкосновения контактов. Однако с увеличением последней облегчается теплоотвод из зоны соприкосновения и соответственно условия работы контактов при их длительной работе в замкнутом состоянии. Это справедливо для твердометаллических контактов, таких, как, например, серебро, медь и др. Для жидкокомпьютерных контактов зависимость переходного сопротивления от контактного нажатия и площади их соприкосновения отличается от твердометаллических. Так, для контактного соединения с использованием жидкокомпьютерного сплава галлий—индий—олово сопротивление контактов при контактном нажатии свыше 50 Н стабилизируется, и оно в несколько раз ниже, чем для медных (рис. 3.7, кривая 3). Кроме того, сопротивление композиционных жидкокомпьютерных контактов (в отличие от твердометаллических) существенно уменьшается с увеличением площади их соприкосновения (рис. 3.8). Необходимо отметить, что использование жидкокомпьютерных контактов позволяет значительно повысить стабильность работы контактных систем в замкнутом состоянии, так как в площадке контактирования плотность тока распределяется равномерно.



Рис. 3.9. Зависимость переходного сопротивления контактов от температуры

Существенное влияние на переходное сопротивление оказывает температура нагрева контактов. С одной стороны, с увеличением температуры нагрева контакта переходное сопротивление возрастает вследствие повышения удельного электрического сопротивления контактного материала (участок $a-b$ на рис. 3.9). Одновременно с возрастанием температуры увеличивается суммарная поверхность соприкосновения, так как облегчается деформация микронеровностей на контактирующих поверхностях вследствие снижения механической прочности контактного материала, и сопротивление контакта уменьшается скачкообразно (участок $b-v$ на рис. 3.9). Последующее резкое снижение переходного сопротивления (в точке g) после

некоторого его возрастания наблюдается при достижении температуры плавления контактного материала θ_m , когда в площадке контактирования образуется расплавленная ванна жидкого металла. С понижением температуры удельное электрическое сопротивление контактов уменьшается. Одновременно при низких температурах значительно изменяются механические свойства материала контактов, увеличиваются его твердость, а следовательно, и сопротивление R_k , что может отрицательно повлиять на длительную работу контактов в замкнутом положении. Для некоторых контактных материалов уменьшение удельного электрического сопротивления при понижении температуры превалирует над ростом сопротивления, обусловленного увеличением твердости материала. Так, результаты исследований, проведенных в жидком азоте, показывают, что для серебряных контактов понижение температуры до 77 К позволяет значительно снизить сопротивление контактов (рис. 3.10).

Влияние окружающей среды на переходное сопротивление контактов. Важно отмечать, что кроме сопротивления стягивания R_s на работоспособность контактов существенно влияет переходное сопротивление R_{tr} , обусловленное наличием пленок и загрязнений на поверхности контактов. Это особенно влияет на контакты, работающие в химически агрессивных средах, в условиях повышенной температуры, влажности, запыленности. Кроме некоторых благородных металлов (золото, платина) почти все металлы взаимодействуют с окружающей средой, образуя различные пленки. Одни из них, например, оксидные пленки на серебре, разлагаются уже при температуре 200 °С. Кроме того, оксиды серебра имеют низкое электрическое сопротивление, вследствие чего окисление серебра практически не оказывает заметного влияния на переходное сопротивление. Однако в агрессивных средах, таких, как сернистые соединения (сероводород H_2S , двуокись серы SO_2), образуются сернистые пленки даже

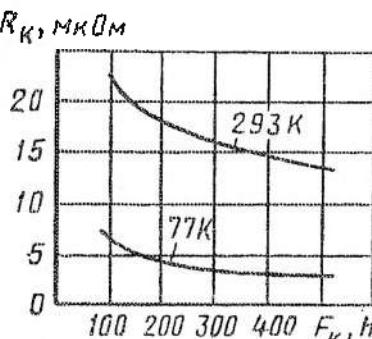


Рис. 3.10. Влияние температур на контактное сопротивление

на серебряных контактах, вследствие чего их переходное сопротивление увеличивается. Наличие примесей в серебре существенно влияет на образование поверхностных пленок.

С повышением температуры окружающей среды переходное сопротивление возрастает, так как процесс образования пленок на контактах проходит более интенсивно. Следует иметь в виду, что переходное сопротивление контактов, находящихся в масле, с увеличением температуры возрастает не только вследствие образования пленок (оксидных и др.), но и за счет образования дополнительных отложений на рабочей поверхности контактов продуктов разложения масла, что резко снижает надежность контактного узла.

Интенсивному коррозионному воздействию подвержены контакты электрических аппаратов, работающие в условиях тропического и морского климата. В весьма своеобразных условиях находятся контакты и элементы распределительных устройств (электроды, экраны и др.) при искользовании для гашения дуги и в качестве изолирующей среды элегаза и его смесей с другими газами. Кроме высоких изоляционных и дугогасящих свойств элегаз обладает более высокой по сравнению с воздухом теплоотводящей способностью. Это позволяет увеличить (до 20 % и более) допустимую температуру контактов элегазовых аппаратов, а следовательно, снизить потребление дефицитных контактных материалов за счет увеличения токовой нагрузки. В чистом виде элегаз инертен, вследствие чего переходное сопротивление в этой среде после некоторого роста (обусловленного наличием примесей) стабилизируется. Однако под действием электрических (дуговых и искровых) разрядов элегаз разлагается (см. разд. 3.8). При взаимодействии продуктов разложения элегаза с материалом контактов и конструкционных элементов дугогасительного устройства на контактах образуются поверхностные пленки и отложения твердых пылевидных частиц (металлофторидов), вследствие чего резко возрастает переходное сопротивление.

Для обеспечения надежной работы контактов следует предусмотреть разрушение поверхностных пленок механическими способами или путем электрического пробоя. При толщине пленки $(10-30) \cdot 10^{-10}$ м проводимость осуществляется благодаря туннельному эффекту. Некоторые пленки являются полупроводя-

щими, и при достижении соответствующего напряжения происходит их тепловой пробой. Для разрушения толстых поверхностных пленок в конструкции аппарата обычно предусматривается взаимное перемещение контактирующих элементов в момент включения, вследствие чего происходит их самоочистка. При этом следует иметь в виду, что у пленок, как правило, хрупкая структура, и в процессе соударения контактов частицы этих пленок могут вдавливаться в контактный материал. В результате при многократном срабатывании аппарата на рабочей поверхности контактных элементов могут образоваться участки, через которые ток не проходит. В конечном счете это может привести к чрезмерному нагреву и полному нарушению электрического контакта. С возрастанием тока в контактном соединении увеличивается число микроповерхностей, через которые осуществляется прохождение тока, поверхностный слой вследствие диффузии и ионной проводимости разрушается, и сопротивление контактов снижается. Чем больше подвижность ионов в поверхностном слое, тем интенсивнее он разрушается. Это наглядно характеризует рис. 3.11, из которого видно, что для каждого контактного материала существует определенное критическое значение тока, при достижении которого сопротивление начинает снижаться.

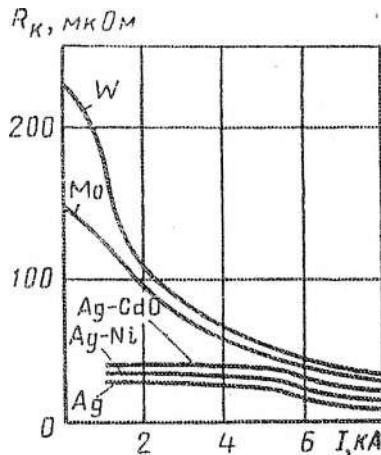


Рис. 3.11. Зависимость переходного сопротивления контактов от тока

3.4. Процессы на контактах при длительном прохождении nominalного тока. Термоэлектрические эффекты

Нагрев контактов в замкнутом состоянии характеризуется взаимодействием сложных теплофизических процессов и обусловлен прежде всего внутренними источниками теплоты в отдельных контактных площадках, где происходит стягивание линий тока.

При длительном прохождении тока через контакты мощность, рассеиваемая в площадке контактирования, равна

$$P_x = I^2 R_x, \quad (3.10)$$

где I — ток; R_x — переходное сопротивление.

Кроме внутреннего ("джоулема") источника теплоты, на нагрев контактов влияют термоэлектрические эффекты Томсона, Пельтье и Колера, возникающие вследствие взаимодействия между электрическими и тепловыми процессами.

Эффект Томсона заключается в передаче теплоты носителями электрического тока при неравномерном нагреве проводника. Пусть разность температуры на элементе длины проводника составляет ΔT . Тогда при прохождении тока от сечения с температурой $T + \Delta T$ к сечению с температурой T переносится тепловая мощность, Вт:

$$P_T = K_T I \Delta T, \quad (3.11)$$

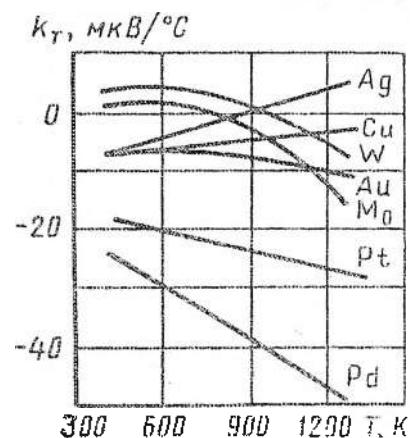


Рис. 3.12. Зависимость коэффициента Томсона от температуры

оказать влияние на перенос контактного материала с одного контакта на другой при возникновении металлического мостика вследствие колебаний или отброса контактов за счет электродинамических усилий.

где K_T — коэффициент Томсона. Этот эффект считается положительным, если направление тока и теплового потока совпадают, максимум температуры смещается в направлении тока и происходит выделение теплоты. В случае, когда направления тока и теплового потока не совпадают, теплота поглощается и эффект считают отрицательным. Экспериментально установлено, что коэффициент Томсона зависит от температуры (рис. 3.12). Следует отметить, что температурная асимметрия, обусловленная эффектом Томсона, может

Эффект Пельтье проявляется при прохождении тока через площадку соприкосновения контактов из разнородных материалов и обусловлен появлением контактной разности потенциалов, вследствие чего изменяется энергия свободных электронов. Если контактная разность потенциалов создает электрическое поле, ускоряющее движение электронов, то процесс протекает с выделением теплоты; при обратном явлении, когда поле задерживает движение электронов, происходит поглощение теплоты. Тепловая мощность, выделяемая в контактной площадке за счет эффекта Пельтье, пропорциональна току I :

$$P_{\Pi} = K_{\Pi} I. \quad (3.12)$$

Если процесс протекает с выделением теплоты, коэффициент Пельтье K_{Π} положителен, а при ее поглощении — отрицателен. В случае образования расплавленного металлического мостика эффект Пельтье может привести к неравномерному переносу контактного материала между контактами. На границе раздела между жидкой и твердой фазами эффект Пельтье проявляется так же, как и между различными твердыми металлами. Установлено, что коэффициент Пельтье линейно зависит от температуры:

$$K_{\Pi} = K_3 T.$$

Здесь K_3 — коэффициент термо-ЭДС (коэффициент Зеебека), определяемый из выражения $K_3 = \frac{K_B}{e_0} \ln \frac{n_1}{n_2}$, где K_B — постоянная

Таблица 3.4

Контактная пара	$K_3 \cdot 10^{-3}$ В/К
Молибден—медь	4,4
Вольфрам—медь	0,4
Медь—медь	0
Серебро—медь	0,5
Медь—алюминий	3,2
Иридий—медь	1,1
Медь—цинк	0,1
Медь—никель	24,0

Больцмана; e_0 — заряд электрона; n_1 , n_2 — число свободных электронов в единице объема каждого из металлов, образующих контакт.

Значения K для некоторых контактных пар приведены в табл. 3.4.

Эффект Колера наблюдается в тех случаях, когда на поверхности контактов имеются весьма тонкие (адгезионные, пассивирующие) пленки. Прохождение тока в таких контактных соединениях осуществляется за счет "туннельных электронов", кинетическая энергия которых увеличивается при достижении ими анода с меньшим отрицательным потенциалом, чем катод. При этом избыток кинетической энергии выделяется в виде теплоты на анодной стороне контакта. Мощность теплового источника, выделяемая в туннельном сопротивлении R_T ,

$$P_K = \frac{I_T^2 R_T}{\pi r_0^2} = U_T I_T, \quad (3.13)$$

где I_T — туннельный ток; U_T — напряжение на пленке; r_0 — радиус площадки соприкосновения контактов.

По данным Р. Хольма, для платиновых контактов $R_T = 10^{-8}$ Ом·см² и $U_T = 0,13$ В, а температура анодной части превышает температуру катодной на 449 К. Следует отметить, что туннельный эффект наблюдается только при наличии весьма тонких адгезионных и пассивирующих пленок. При толщине пленки свыше $30 \cdot 10^{-10}$ м туннельная проводимость исчезает.

Таким образом, теплофизические процессы, протекающие в контактной площадке, весьма сложны, и задача о нагреве замкнутых контактов с учетом термоэлектрических явлений нелинейна. Однако заметное влияние рассматриваемых термоэлектрических эффектов на нагрев области стягивания проявляется лишь в области слабых токов и малых контактных нажатий, и их следует учитывать при расчете контактных систем реле, а также при определении мостиковой эрозии.

В сильноточных коммутационных аппаратах термоэлектрические явления не оказывают существенного влияния на нагрев контактной площадки. В то же время появляются другие факторы — электродинамические усилия отброса, вибрация контак-

тов, явления в короткой дуге, сваривание контактов и др. При разработке коммутационных аппаратов необходимо иметь в виду максимальную температуру в площадке соприкосновения и температуру контактных элементов, так как они соприкасаются с изоляционными частями; в зависимости от класса изоляции ГОСТ устанавливает допустимые температуры для различных контактных соединений.

Выбор целесообразной тепловой модели при расчете нагрева контактов зависит от конкретных условий работы коммутационных аппаратов. При относительно небольших токах (для контактных систем реле и аппаратов управления) наиболее простой и удобной является одномерная сферическая модель [19] (рис. 3.13, а).

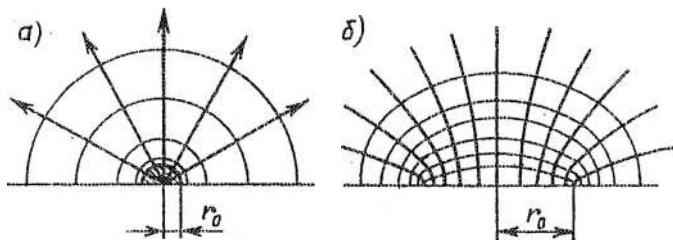


Рис. 3.13. Сферическая (а) и эллиптическая (б) модели контакта

В этой модели реальная контактная поверхность представлена сферой радиусом r_0 с бесконечной тепло- и электропроводностью; ток и тепловой поток направлены вдоль радиальных линий, а изотермическими и эквипотенциальными поверхностями являются сферы. Следует иметь в виду, что такая замена оправданна, если при одинаковом количестве выделенной теплоты происходит одно и то же превышение температуры в действительном и замещающем контактах. Для такой модели на основании соотношений между тепловым и электрическим сопротивлениями между двумя сферическими эквипотенциальными поверхностями можно получить простое выражение для температуры T_k в контактной площадке:

$$T_k = T_0 + \frac{U^2}{8\lambda\rho_k}$$

или

$$T_k = T_0 + \frac{K_x^2}{8\lambda\rho_k}, \quad (3.14)$$

где U — падение напряжения на контактах, В; T_0 — температура контактного элемента (в точке, значительно удаленной от контактной площадки), К; K_x — переходное сопротивление контактов, Ом; λ — теплопроводность, Вт/(м · К); ρ_k — удельное электрическое сопротивление контактного материала, Ом · м.

Рассмотренная сферическая модель проста, однако при больших токах существенно искажается характер температурного поля, что приводит к большим погрешностям. Поэтому применительно к сильноточным аппаратам более приемлемой является эллиптическая модель температурного поля (рис. 3.13,б). Здесь круглая контактная площадка радиусом r_0 представляется в виде бесконечного тонкого диска, через который ток входит в полу бесконечную область, а эквипотенциальными и изотермическими поверхностями контактирующих элементов являются софокусные эллипсоиды вращения с фокусным расстоянием, равным радиусу площадки соприкосновения контактов.

Температура площадки соприкосновения является определяющей для оценки работы контактной системы при длительной работе в замкнутом состоянии, так как именно в этой площадке происходит стягивание линий тока с наибольшей плотностью и, кроме того, контактная площадка является изотермой с температурой нагрева T_x .

Для эллиптической модели существует известная зависимость между температурой площадки соприкосновения контактов и допустимым значением тока:

$$\operatorname{arccos} \frac{T_0}{T_k} = \frac{I\sqrt{K_\lambda}}{4\pi r_0}, \quad (3.15)$$

где K_λ — число Лоренца $(B/K)^2$, значения которого для различных материалов приведены в табл. 3.5.

Подставив в (3.15) из (3.7) значение радиуса контактной площадки, получим

$$\arccos \frac{T_0}{T_k} = \frac{I \sqrt{K_n \pi \xi_M H_B}}{4 \lambda \sqrt{F_k}} . \quad (3.16)$$

Таблица 3.5

Материал	Число Лоренца $K_n \cdot 10^8$, для различных температур			
	0 °C	18 °C	100 °C	400 °C
Медь	2,28	2,29	2,33	2,37
Серебро	2,35	2,36	2,37	—
Алюминий	2,14	2,19	2,33	2,53
Железо	2,86	2,86	2,85	—
Цинк	2,32	2,31	2,33	—
Олово	2,50	2,53	2,49	—
Кадмий	2,42	2,43	2,44	—

Учитывая, что число Лоренца незначительно изменяется от температуры, его иногда принимают постоянным $K_n = 2,3 \cdot 10^{-8}$ (В/К)².

Из уравнения (3.16) можно определить:
контактное напряжение

$$F_k = \frac{I^2 K_n \pi \xi_M H_B}{16 \lambda^2} \cdot \frac{1}{\left[\arccos \left(\frac{T_0}{T_k} \right) \right]^2}, \quad (3.17)$$

температуру площадки контактирования

$$T_k = \frac{T_0}{\cos \frac{I \sqrt{K_n \pi \xi_M H_B}}{4 \lambda \sqrt{F_k}}}, \quad (3.18)$$

допустимое значение тока

$$I = \frac{4 \lambda \sqrt{F_k} \arccos \frac{T_0}{T_k}}{\sqrt{K_n \pi \xi_M H_B}}. \quad (3.19)$$

Таким образом, расчет нагрева контактов при длительной работе в замкнутом состоянии сводится к определению температуры в площадке контактирования, зависящей от контактного нажатия и тока.

3.5. Процессы на контактах при прохождении тока короткого замыкания. Усилия отбrosa контактов

Прохождение тока к.з. через замкнутые контакты сопровождается резким возрастанием температуры в контактной площадке и возникновением усилий самопроизвольного размыкания (отброса) контактов, что может привести к их свариванию.

Результирующее усилие отброса контактов при токе к.з. через замкнутые контакты складывается из электродинамических усилий отброса $F_{\text{зд}}$, отбрасывающего усилия, вызываемого электромагнитным полем $F_{\text{эм}}$, усилий отброса термического характера (за счет ~~изрывного непарения~~ контакtnого материала в пло-

щадке стягивания тока и давления, возникающего при разрушении мостика расплавленного металла) $F_{\text{терм}}$, а также усилий отброса от ударных сотрясений.

Для надежной работы контактной системы необходимо, чтобы контактное нажатие преобладало над суммарными усилиями отброса:

$$F_k > F_{\text{зд}} + F_{\text{эм}} + F_{\text{терм}}. \quad (3.20)$$

Электродинамические и электромагнитные усилия в электрических контактах. Рассмотрим модель одноточечного контактного узла (рис. 3.14) с металлическим перешейком радиуса r_0 и высотой h_n , на которое действует контактное нажатие F_k , электродинамическое усилие отброса $F_{\text{зд}}$ и электромагнитное усилие стягивания $F_{\text{эм}}$. Электродинамическое усилие отброса $F_{\text{зд}}$ обусловлено в данном случае переходом тока из контакта радиусом r_k в металлический перешеек и определяется по формуле

$$F_{\text{зд}} = 10^{-7} I^2 \ln \frac{r_k}{r_0}. \quad (3.21)$$

Электромагнитное усилие стягивания $F_{\text{эм}}$ металлического перешейка определяется сжимающим усилием магнитного поля

с напряженностью на поверхности перешейка $H = I/2\pi r_0$.

Магнитное поле создает электромагнитное давление

$$F_{\text{эм}} = \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{I^2 10^{-7}}{2\pi r_0^2}. \quad (3.22)$$

Тогда усилие электромагнитного сжатия $F_{\text{эм}} = P_{\text{эм}} S_h$, где $S_h = 2\pi r_0 h_n$ — площадь боковой поверхности перешейка. Отсюда

$$F_{\text{эм}} = \frac{I^2 h_n 10^{-7}}{r_0}.$$

Высоту перешейка можно принять равной $h_n = (0,5-1,0) r_0$.

Усилие электромагнитного сжатия $F_{\text{эм}}$ вызывает появление усилий отброса $F_{\text{отб}}$, совпадающих по направлению с $F_{\text{эм}}$:

$$F_{\text{отб}} = F_{\text{эм}} \frac{k_n}{1 - k_n}, \quad (3.24)$$

где k_n — коэффициент Пуассона (его значение для металлов можно принять равным 0,2—0,35).

Отброс контактов за счет термических процессов в площадке контактирования. В замкнутых контактах следует также учесть возможность образования усилий отброса вследствие локального нагрева и взрывного испарения областей стягивания линий тока.

Количество теплоты, выделяемой в области стягивания при прохождении тока I за время t , равно

$$Q_{\text{ст}} = I^2 R_{\text{ст}} t, \quad (3.25)$$

где $R_{\text{ст}}$ — сопротивление стягивания в отдельной площадке радиусом r_0 , определяемое по (3.4).

Учитывая, что вся теплота, выделяющаяся в области стягивания, расходуется на нагрев материала этой области, количество теплоты

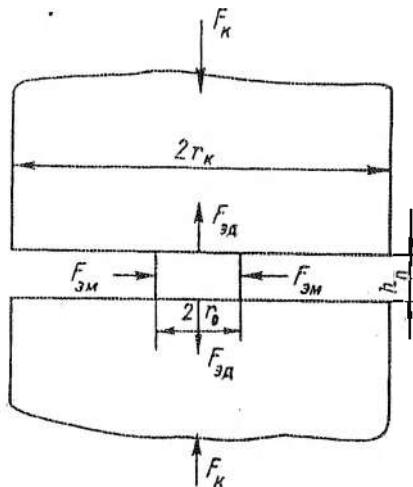


Рис. 3.14. Схема усилий, действующих в контактной площадке

появление усилий отброса $F_{\text{отб}}$, совпадающих по направлению с $F_{\text{эм}}$:

$$F_{\text{отб}} = F_{\text{эм}} \frac{k_n}{1 - k_n}, \quad (3.24)$$

где k_n — коэффициент Пуассона (его значение для металлов можно принять равным 0,2—0,35).

Отброс контактов за счет термических процессов в площадке контактирования. В замкнутых контактах следует также учесть возможность образования усилий отброса вследствие локального нагрева и взрывного испарения областей стягивания линий тока.

Количество теплоты, выделяемой в области стягивания при прохождении тока I за время t , равно

$$Q_{\text{ст}} = I^2 R_{\text{ст}} t, \quad (3.25)$$

где $R_{\text{ст}}$ — сопротивление стягивания в отдельной площадке радиусом r_0 , определяемое по (3.4).

Учитывая, что вся теплота, выделяющаяся в области стягивания, расходуется на нагрев материала этой области, количество теплоты

$$Q_{cr} = m_k c_k T_k, \quad (3.26)$$

где m_k — масса материала контактов в области стягивания; c_k — его теплоемкость; T_k — температура контакта в области стягивания.

Площадь соприкосновения контактов в области стягивания определяется по формуле (3.2). Зная плотность материала контактов γ_k и считая области стягивания линий тока в контактах симметричными и имеющими форму полусфер, можно определить массу области стягивания

$$m_k = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \gamma_k. \quad (3.27)$$

Подставляя значение r_0 , получаем

$$m_k = \frac{4 \gamma_m F_k^{3/2}}{3 \pi^{1/2} \xi_m^{3/2} H_B^{3/2}}. \quad (3.28)$$

Приравняв (3.25) и (3.26), с учетом (3.28) получим выражение для температуры контакта в области стягивания

$$T_k = \frac{3 \rho_k \pi t}{8 c_k \gamma_k} \cdot \frac{\xi_m^2 H_B^2}{F_k^2} I^2. \quad (3.29)$$

Экспериментально установлено, что в результате взрыва области стягивания температура достигает 10 000 К [15]. При такой высокой температуре теплота парообразования существенно уменьшается. Поэтому без большой погрешности в (3.29) можно считать, что вся теплота, выделяющаяся в области стягивания, идет на нагрев ее массы. Предполагая, что вся масса области стягивания испарится, и зная ее температуру T_k , можно определить давление $P_{ исп }$, возникающее в области стягивания в результате взрывообразного испарения:

$$P_{ исп } = \frac{m_k K_B T_k}{V_{cr} m_a} = \frac{\gamma_k K_B T_k}{m_a}, \quad (3.30)$$

где V_{cr} — объем области стягивания; m_a — масса атома материала контактов; K_B — постоянная Больцмана.

Зная из (3.2) площадь поверхности области стягивания, можно определить усилие $F_{\text{терм}}$, вызывающее отброс контактов:

$$F_{\text{терм}} = \frac{\gamma_k K_B T_k}{m_a} \cdot \frac{F_k}{\xi_m H_B}. \quad (3.31)$$

Подставляя в (3.31) значения T_k из (3.29), получаем

$$F_{\text{терм}} = \frac{3I^2 \rho_k \xi_m H_B t}{8 c_k m_a F_k} \quad (3.32)$$

Компенсация электродинамических усилий отбраса контактов. Для предотвращения самопроизвольного отбраса контактов применяется ряд конструктивных мер — увеличение контактных нажатий, разветвление контактной системы на параллельные контактные элементы и использование компенсирующих устройств, основанных на электродинамических или электромагнитных принципах (рис. 3.15).

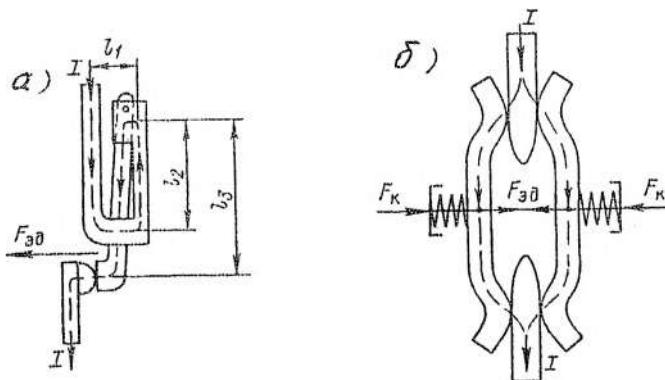


Рис. 3.15. Компенсаторы электродинамических усилий

Так, при использовании соответствующей кинематической схемы расположения токоведущих элементов (“петли тока”) создается (рис. 3.15, а) компенсирующее усилие

$$F_{\text{комп}} = \frac{\mu_0 I^2 l_2^2}{0,5 l_1 l_3}, \quad (3.33)$$

где $0,5 l_1, l_2, l_3$ — размеры плеч, определяющих моменты действующих усилий.

В сильноточных коммутационных аппаратах широко используется принцип деления цепи тока на параллельные ветви (рис. 3.15, б), между которыми возникают электродинамические усилия притяжения $F_{\text{в}}$, повышающие надежность контактного узла.

Расчет компенсирующих усилий для различных конструкций контактных систем коммутационных аппаратов можно произвести по формулам, приведенным в [19].

3.6. Сваривание контактов

Прохождение через замкнутые контакты длительных токов перегрузки или токов к.з. вызывает значительное повышение температуры в плоцадке их соприкосновения, в результате чего материал контактов может расплавиться и произойдет их сваривание. Другой причиной сваривания может стать самопроизвольное размыкание контактов под действием рассмотренных выше усилий отброса, ударных сотрясений и вибрации контактов в процессе их включения. В этом случае материал контактов плавится под действием коротких дуг, возникающих на контактах при их кратковременном размыкании.

Кроме того, существуют определенные условия в процессе длительной работы контактов в замкнутом состоянии, когда может произойти холодное сваривание.

Сваривание контактов может воспрепятствовать отключению коммутационного аппарата и привести к тяжелой аварии.

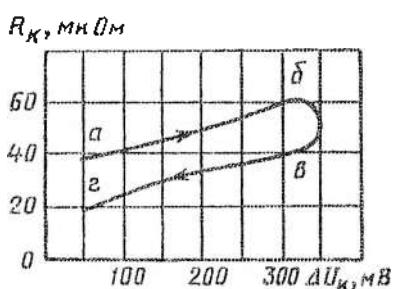


Рис. 3.16. Зависимость переходного сопротивления от падения напряжения на контактах

Следует отметить, что процессы плавления и сваривания контактов исследуются преимущественно экспериментальным путем по результатам измерений конечных значений исследуемых параметров (радиус площадки сваривания, глубина прогревания, отрывное усилие и др.), так как при аналитическом расчете трудно учесть влияние ряда факторов на процесс сваривания контактов — роль поверхностных

шленок, изменение свойств материала при быстром изменении тока и др. Процесс сваривания наглядно характеризуется зависимостью переходного сопротивления медных контактов R_k от падения напряжения на них (рис. 3.16), полученной при кратковременном воздействии тока. Здесь можно отметить три области. На участке $a-b$, соответствующем увеличению мгновенного значения тока, происходит разогревание контактов вследствие возрастания тока и падения напряжения ΔU_k . Участок $b-c$ характеризует область сваривания контактов. В точке b температура достигает температуры плавления, поэтому сопротивление резко падает, а падение напряжения приблизительно постоянно и соответствует наибольшему значению. Значение тока в точке b соответствует граничному току сваривания. На участке $c-d$, соответствующем снижению тока, падение напряжения уменьшается, и контакты остывают. Для каждого контактного материала зависимость $R_k = f(\Delta U_k)$ имеет характерные особенности, определяемые его свойствами.

Граничный ток сваривания уменьшается с увеличением длительности его протекания (рис. 3.17, а) и возрастает с увеличением контактного нажатия (рис. 3.17, б). При разработке контактных систем важно знать отрывное усилие, необходимое для преодоления силы сцепления сварившихся контактов, зависящей от ряда факторов — контактного нажатия, амплитуды и длительности прохождения тока, площадки сваривания, глубины проплавления,

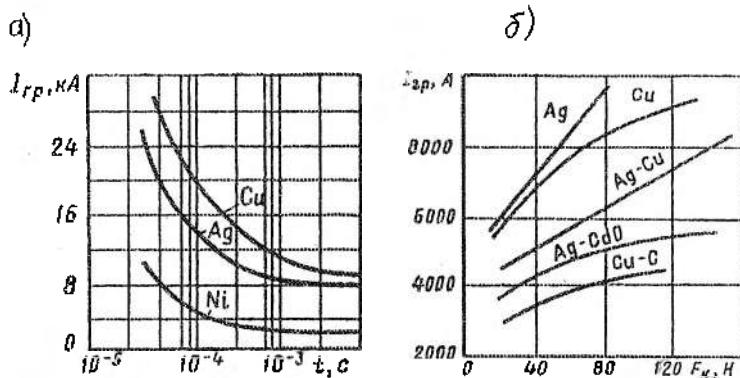


Рис. 3.17. Зависимость граничного тока сваривания от длительности его прохождения (а) и контактного нажатия (б)

свойств контактного материала, конфигурации и состояния рабочей поверхности контактов. Экспериментально установлено, что при длительности тока 100 мс сваривание происходит по периферии контактной площадки, где плотность тока наибольшая. Более длительное прохождение тока вызывает сваривание по всей площадке соприкосновения контактов вследствие интенсивного ее нагрева. Поэтому с увеличением тока возрастает диаметр площадки сваривания (рис. 3.18).

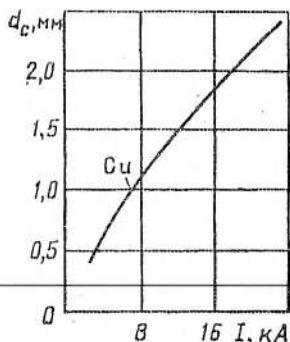


Рис. 3.18. Зависимость площадки сваривания от тока

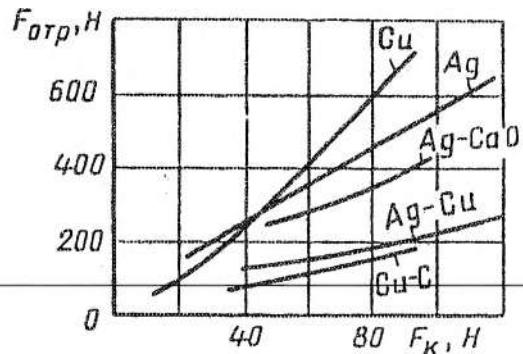


Рис. 3.19. Зависимость отрывного усилия от контактного нажатия

С возрастанием контактного нажатия отрывное усилие увеличивается (рис. 3.19), причем у металлокерамических композиционных материалов оно существенно ниже, чем у монометаллов. Сваривание контактов из материалов, обладающих наиболее низкой электро- и теплопроводностью, происходит раньше. Твердость контактного материала также оказывает существенное влияние — чем тверже материал, тем меньше граничный ток сваривания (см. рис. 3.17, б).

Наличие поверхностных пленок приводит к снижению отрывного усилия, так как они уменьшают прочность сварки вследствие их легкого отслаивания. Для ориентировочных расчетов можно использовать эмпирическую зависимость между граничным (минимальным сваривающим) током I_{tp} и контактным нажатием F_k (Н):

$$I_{tp} = K_{cb} \sqrt{0,102 F_k}, \quad (3.34)$$

где $K_{\text{сп}}$ — коэффициент, зависящий от свойств контактного материала и конструкции контактов.

Следует отметить, что кроме сваривания контактов вследствие их отбrosа при прохождении тока к.з. нагрев контактов может привести к изменению механических характеристик контактных пружин (снижению их жесткости) и остаточной деформации контактных элементов, так как температура в области локального нагрева резко отличается от температуры участков, удаленных от контактной площадки.

3.7. Физические процессы на размыкающихся контактах

Теплофизические процессы на контактах в области оснований электрической дуги. Воздействие электрической дуги в процессе отключения приводит к эрозионному разрушению контактов. Интенсивность разрушения контактов зависит от целого ряда факторов — отключаемого тока, длительности горения дуги, свойств контактного материала и дугогасящей среды, конструктивных параметров дугогасительного устройства и др.

Теплофизическая природа дуговой эрозии. Дуговой разряд в коммутационных аппаратах сопровождается концентрированным выделением тепловой энергии в приэлектродных областях. На катоде выделяется энергия, подводимая заряженными ионами, образующимися в области ионизации, а также часть энергии электронов, эмиттируемых катодом вследствие излучения из прикатодной области. К аноду в основном подводится энергия электронов. Определенную роль в тепловом балансе играют высокотемпературные потоки плазмы. Часть энергии поступает на электроды из ствола дуги за счет теплопроводности, конвекции и излучения. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что эрозионное разрушение контактов обусловлено влиянием теплофизических процессов, развивающихся в дуговом разряде в области оснований дуги, вызывающих плавление и испарение контактного материала в результате концентрированного выделения энергии на поверхности и в приповерхностном слое контактов.

Выяснение сущности явлений, происходящих на электродах, вызывает определенные трудности вследствие влияния ряда

факторов, определяющих характер протекания дуговых и эрозионных процессов. Сложность заключается в том, что изучаемые процессы протекают в крайне короткие промежутки времени, измеряемые милли- и даже микросекундами, зависят от конкретных условий гашения дуги (способ гашения, вид дугогасящей среды, давление в дугогасительном устройстве, состав и структура контактного материала и др.), от того, какие из указанных процессов преvalируют в каждом рассматриваемом случае. Кроме того, эрозионные процессы на контактах зависят от сложных газодинамических процессов, происходящих в межконтактном промежутке, определяются условиями выброса материала с контактной поверхности, термическими напряжениями, воздействием потоков плазмы в электрической дуге, конструктивными параметрами контактной системы и дугогасительного устройства.

Теплофизические процессы на контактах, определяющие в основном дуговую эрозию, описываются уравнениями теплопроводности, точное решение которых затруднено вследствие невозможности полного учета характера движения дуги (под действием газодинамических процессов, электродинамических усилий, воздействия собственного магнитного поля дуги и других явлений) и из-за неопределенности граничных условий в зонах раздела между высокотемпературным основанием дуги и фазовыми превращениями контактного материала в парообразном, расплавленном и твердом состояниях. В связи с этим расчет дугостойкости контактов (количественное определение дуговой эрозии) часто производят по эмпириическим формулам, полученным на основании экспериментальных исследований. Однако вопрос о возможности аналитического определения дуговой эрозии контактов имеет важное практическое значение, особенно при разработке современных мощных выключающих аппаратов высокого и сверхвысокого напряжения, так как экспериментальные исследования в этом случае сопряжены с исключительной трудоемкостью их проведения и обходятся весьма дорого. Поэтому важно выяснить прежде всего природу электроэрозионных явлений на контактах и иметь правильное представление о закономерностях, связывающих дуговую эрозию с параметрами электрической дуги, физическими свойствами материала кон-

тактов, дугогасящей среды и условиями дугогашения. Необходимо выявить взаимодействие различных факторов и оценить степень их влияния на разрушение контактов.

Эрозия контактов. Одним из важнейших факторов, определяющих срок службы коммутационных аппаратов, является эрозия контактов, обусловленная взаимодействием сложных дуговых, теплофизических и газодинамических процессов, происходящих на контактах. В зависимости от условий коммутации тока различают мостиковую и дуговую эрозию контактов. Мостиковая эрозия играет решающую роль в слаботочных аппаратах (преимущественно реле) и обусловлена главным образом разрушением контактного материала в момент разрыва мостика из расплавленного металла в процессе размыкания контактов. Кроме того, происходит направленный перенос частиц контактного материала под действием выделяемой в межэлектродном промежутке энергии. В результате на контактах образуются своеобразные наросты и углубления (в зависимости от полярности, материала контактов и характера разрушения мостика), которые могут привести к нарушению работы слаботочного аппарата, так как межконтактное расстояние у этих аппаратов составляет всего лишь несколько миллиметров.

В сильноточных коммутационных аппаратах высокого и сверхвысокого напряжения преобладает дуговая эрозия, наблюдалась как в стадии отключения, так и включения. Однако следует отметить, что дуговая эрозия контактов в процессе замыкания (при устранении их вибрации) значительно меньше, чем в случае воздействия дуги отключения. Поэтому дуговая эрозия контактов в процессе отключения сильноточных аппаратов определяет срок их службы. Учитывая это, под термином "дуговая эрозия" будем иметь в виду эрозионное разрушение контактов (плавление, испарение и выброс расплавленных частиц контактного материала) под действием дугового разряда.

Критерии дуговой эрозии. Для обобщения экспериментальных данных существуют определенные критериальные оценки дуговой эрозии. В ряде случаев (применительно к аппаратам низкого напряжения) критерием дуговой эрозии является уменьшение толщины либо "пробала" контактов или изменение их массы и объема под действием дуговых разрядов. Иногда в каче-

ствие такого критерия используется скорость эрозии — потеря контактного материала в единицу времени для данного отключаемого тока. Наиболее распространенным является критерий, выражающий отношение массы или объема эродированного материала к действующему значению тока и времени дугового разряда. Кроме того, при аналитических расчетах дуговой эрозии вводят такие понятия, как глубина проплавления, коэффициент выброса K_v , представляющий собой отношение массы (объема) выброшенного металла к массе (объему) расплавленного, и др.

Основная доля энергии при дуговом разряде выделяется в приэлектродных областях, т. е. происходит эрозия за счет поверхности источника теплоты. Кроме того, при большой плотности тока заметное влияние на эрозию контактов может оказывать объемный источник теплоты. В этом случае нагрев происходит за счет теплоты, выделяемой в самом материале контакта ("джоулевой" теплоты). Влияние объемного источника теплоты в большей мере проявляется у контактных материалов с высоким удельным электрическим сопротивлением.

Определенная доля энергии на контакты поступает из ствола дуги. Однако роль этой части энергии в эрозионном разрушении контактов проявляется при значительной длительности дугового разряда (секунды и более), что характерно для плазмотронов (генераторов низкотемпературной плазмы). В дугогасительных устройствах коммутационных аппаратов длительность горения дуги, как правило, составляет 0,01–0,03 с, и эрозия контактов обусловлена преимущественно энергией, поступающей из приэлектродных областей.

Подводимая к катоду и аноду энергия затрачивается на нагрев контактного материала, его плавление и испарение. Различным режимам работы коммутационных аппаратов соответствует тот или иной механизм дуговой эрозии. При относительно небольших отключаемых токах и малой длительности горения дуги эрозия контактов происходит в отдельных микролунках и в основном вследствие испарения контактного материала. С увеличением тока и длительности дугового разряда на поверхности контактов в зоне воздействия оснований дуги образуется сплошная ванна расплавленного металла (макрованна), происходит интенсивное испарение, а также выброс расплавленных частиц. Раз-

рушение контактов с образованием макрованны жидкого металла характерно для сильноточных коммутационных аппаратов.

Кроме испарения удаление продуктов дуговой эрозии из зоны разрушения происходит в виде капель расплавленного металла под действием электродинамических, электромагнитных, гидрогазодинамических и других усилий. Выброс металла в жидкой фазе особенно интенсивен, если в токоведущем контуре контактной системы образуются сильные электромагнитные поля и электродинамические усилия, действующие на расплавленный металл. В жидких дугогасящих средах (например, в масле) преобладает эрозия за счет выброса расплавленных частиц под действием газодинамических усилий, возникающих в зоне гашения дуги.

Существенное влияние на дуговую эрозию оказывают потоки плазмы в электрической дуге, под действием которых происходит интенсивный выброс расплавленного металла. В некоторых случаях, при весьма больших отключаемых токах (в десятки килоампер) наряду с расплавленными частицами возможен выброс твердых частиц контактного материала. Следует отметить, что кроме усилий, способствующих выбросу расплавленных частиц, существуют усилия поверхностного напряжения, ограничивающие усилия выброса. Доля выброшенного контактного материала характеризует коэффициент выброса K_e . Для сильноточных аппаратов коэффициент выброса близок к единице.

Механизм дуговой эрозии контактов обусловливается влиянием ряда взаимосвязанных факторов. Однако в процессах передачи энергии к поверхности контактов, процессах теплопроводности и процессах удаления контактного материала из зоны воздействия дугового разряда прослеживаются определенные закономерности, позволяющие в некоторых случаях произвести теоретический расчет дуговой эрозии. Зная механизм эрозионного разрушения контактов в тех или иных условиях работы коммутационных аппаратов, можно расчетным путем определить дуговую эрозию, что позволит сократить объем дорогостоящих и трудоемких экспериментальных исследований.

В зависимости от условий протекания дугового процесса и механизма дуговой эрозии можно использовать ту или иную

расчетную модель. При этом задача сводится к расчету теплового потока у поверхности контактов, определяемого плотностью тока и приэлектродными падениями напряжения. Это дает возможность получить количественное выражение для массы расплавленного материала контактов m_m , а после определения коэффициента выброса K_v — и для массы выброшенного материала m_v .

Тепловой поток, выделяемый на контактах в зоне воздействия дугового разряда (под действием поверхностного источника теплоты) за счет энергии частиц, перемещающихся в области приэлектродных падений напряжения, равен

$$q_k = JU_e, \quad (3.35)$$

где J — плотность тока, А/м²; U_e — эквивалентное приэлектродное падение напряжения, В.

Величина U_e характеризует энергию, выделяемую на контактах при прохождении 1 Кл, и измеряется калориметрическими методами (в отличие от действительных приэлектродных падений U_a и U_k). Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что эквивалентные приэлектродные падения напряжения зависят от свойств контактного материала и отличаются от действительных приэлектродных падений, так как не содержат энергию, передаваемую контактам из ствола дуги за счет конвекции, излучения и теплопроводности. Термовая энергия, передаваемая контактам из ствола дуги, распределяется по значительно большей поверхности контактов (по сравнению с тепловыми потоками в основаниях дуги), вследствие чего существенно влияет на эрозию контактов лишь в случае весьма длительного горения дуги (например, в плазмотронах). По оценкам ряда авторов [27], тепловой поток, передаваемый на контакты из ствола дуги, не превышает 10⁴ Вт/см². Для нагрева медного контакта до температуры плавления при таком тепловом потоке требуется 200 мс. Поэтому при определении эрозии контактов коммутационных аппаратов, где длительность горения дуги на порядок меньше, определяющую роль играет энергия, подводимая из приэлектродных областей. Эквивалентные приэлектродные падения напряжения зависят от свойств контактного материала. Сравнение эквивалентного падения напряжения U_e и напряжения на промежутке U_d (табл. 3.6) показывает, что для некоторых материалов почти вся энергия переносится к контактам, а у других при

идентичных условиях значительная часть энергии рассеивается за пределами контактов. Так, у вольфрамовых контактов свыше 30 % выделенной энергии уносится за пределы межконтактного промежутка, а у медных — эта доля незначительна.

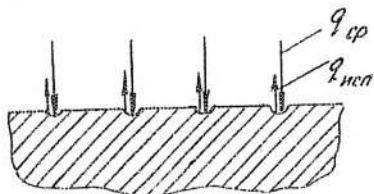
Таблица 3.6

Материал контактов	U_d	$U_{\text{з.а}}$	$U_{\text{з.к}}$	U_e
Медь	19	12,4	6,1	18,5
Вольфрам	28	11,2	6,5	17,7
Вольфрам—медь	15	8,8	5,0	13,8

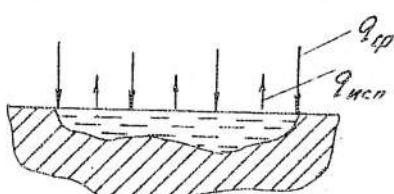
Так как дуговая эрозия определяется тепловым потоком на поверхности контактов, то необходимо знать зону его распределения.

При относительно небольших токах следы дуги на контактах носят дискретный характер, эрозия контактов происходит в отдельных участках и преимущественно за счет испарения (рис. 3.20, *a, b*). В этом случае эрозию контактов за счет испарения можно определить на основании баланса энергии

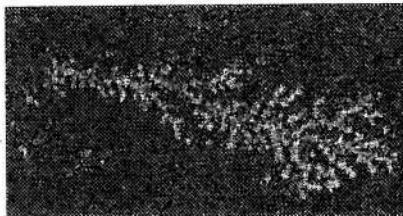
а)



б)



в)



г)

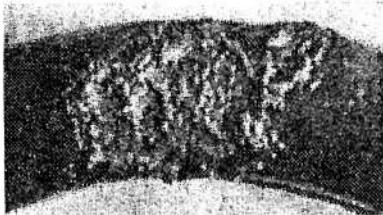


Рис. 3.20. Характер эрозионного разрушения контактов за счет испарения (*a, б*) и выброса расплавленных частиц (*в, г*)

$$m_{\text{исп}} = \frac{Q_3 U_3}{q_{\text{исп}}}, \quad (3.36)$$

где $m_{\text{исп}}$ — масса испарившегося материала контактов; Q_3 — количество протекающего электричества; $q_{\text{исп}}$ — скрытая теплота испарения.

Учитывая, что $Q_3 = I t_d$, где I — отключаемый ток, А; t_d — время горения дуги, с, и $q_{\text{исп}} = q_n \gamma_m$, где q_n — теплота парообразования, Дж; γ_m — плотность материала контактов, кг/м³:

$$m_{\text{исп}} = \frac{I t_d U_3}{q_n \gamma_m}. \quad (3.37)$$

В том случае, когда дискретность эрозионных следов исчезает, образуется макрованна расплавленного металла и кроме испарения происходит интенсивный выброс расплавленных частиц, следует использовать модель дуговой эрозии, приведенную на рис. 3.20, б, а. Здесь при расчете можно воспользоваться средним значением теплового потока в зоне разрушения, размеры которой можно считать соизмеримыми с поперечным сечением оснований дуги, для определения которых существуют как теоретические (см. гл. 5), так и эмпирические соотношения. В частности, для диаметра дуги, обдуваемой потоком газа, известно выражение, полученное на основании экспериментальных исследований,

$$d_d = K_d p^{-a} I^b, \quad (3.38)$$

где p — давление в зоне гашения дуги, Па; K_d — постоянная; $a = 0,22 - 0,27$ и $b = 0,5 - 0,7$ — коэффициенты для воздуха.

Диаметр дуги, движущейся в магнитном поле (в воздухе), можно определить по эмпирической зависимости

$$d_d = 8 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{I}{v_d}}, \quad (3.39)$$

где v_d — скорость движения дуги, м/с.

Это соотношение справедливо для диапазона токов $I = 0,4 - 1$ кА и скорости $v_d = 20 - 250$ м/с. Тогда расчет дуговой эрозии сводится к расчету нагрева контактов в зоне разрушения.

В жидкых средах средний тепловой поток может быть на порядок выше. При расчете дуговой эрозии следует иметь в виду неравномерность распределения тепловых потоков и температуры по поверхности контакта, вследствие чего зона интенсивного испарения значительно (в три-четыре раза) меньше площади оплавленного следа.

В связи с этим в выражение для среднего теплового потока вводится коэффициент k_n , учитывающий неравномерность теплового потока:

$$q_{\text{ср}} = k_n \frac{U_3 I}{S_{\text{опл}}}, \quad (3.40)$$

где $S_{\text{опл}}$ — площадь оплавления (зоны разрушения).

Для сильноточного дугового разряда в воздухе, в частности, для медных контактов, принимается коэффициент $k_n = 3-4$.

Таким образом, при условии стационарного режима нагрева контактов можно использовать методы приближенных расчетов выделенной на контактах энергии и теплового потока на поверхности.

В большинстве реальных режимов работы сильноточных коммутационных аппаратов характеризуется изменяющимися во времени тепловыми потоками вследствие изменения тока. Если средняя температура поверхности контактов в зоне воздействия основания дуги близка к температуре плавления (что обычно обеспечивается в реальных коммутационных аппаратах), то могут быть использованы приближенные расчетные соотношения для температуры плавления $T_{\text{пл}}$ и глубины проплавления $X_{\text{пл}}$:

$$T_{\text{пл}} = \frac{1}{3X_{\text{пл}} c_m \gamma_m} \int_0^{t_k} q(t) dt; \quad (3.41)$$

$$X_{\text{пл}} = \frac{1}{3T_{\text{пл}} c_m \gamma_m} \int_0^{t_k} q(t) dt. \quad (3.42)$$

Здесь γ_m — плотность материала контактов, $\text{кг}/\text{м}^3$; c_x — удельная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

Если разбить всю оплавленную поверхность контакта на элементы $\Delta S_{\text{опл}}$, в пределах которых источник теплоты можно считать бесконечно протяженным, то можно определить массу выброшенного металла:

$$m_b = k_b m_{\text{пл}} = k_b \gamma_m \sum \frac{X_{\text{пл}} \Delta S_{\text{опл}}}{S_{\text{опл}}}.$$

При больших токах, когда на поверхности контактов образуется макрованна расплавленного металла с поперечными размерами, значительно превышающими ее глубину, масса выброшенного металла в расплавленной фазе

$$m_b = k_b \frac{U_s \int_0^{t_d} i^3 dt - W_{\text{исп}}}{3 c_m T_{\text{пл}}}.$$
(3.43)

Здесь k_b — коэффициент выброса расплавленного металла; $W_{\text{исп}}$ — энергия, затрачиваемая на испарение материала контактов; i — ток дуги; t_d — время горения дуги; c_m — удельная теплоемкость; $T_{\text{пл}}$ — температура плавления.

В сильноточных коммутационных аппаратах дуговой разряд сопровождается появлением ряда усилий (электродинамических, электромагнитных, газодинамических и др.), под действием которых практически весь расплавленный металл удаляется с поверхности контакта, вследствие чего коэффициент выброса можно принять $k_b = 1$. В тех случаях, когда масса выброшенного металла значительно отличается от массы расплавленного, коэффициент выброса можно определить на основании экспериментальных данных, проведенных для соответствующих условий работы коммутационного аппарата.

Если энергия испарения по сравнению со всей введенной энергией незначительна, то выражение (3.43) можно представить в упрощенном виде:

$$m_b = k_b \frac{U_s \int_0^{t_d} i^3 dt}{3 c_m T_{\text{пл}}}.$$
(3.44)

Из (3.44) можно получить удельную дуговую эрозию контактов за счет выброса в жидкой фазе:

$$m_{уд} = \frac{m_в}{t_A} = k_в = \frac{U_3}{3c_M T_{пп}} \cdot \int_0^t |i| dt. \quad (3.45)$$

Следует отметить, что соотношения для определения дуговой эрозии за счет испарения и выброса в расплавленной фазе (3.36) и (3.43) весьма приближенны, погрешность их связана с существенным упрощением действительных дуговых и эрозионных процессов, происходящих на контактах. Однако в ряде случаев они позволяют произвести ориентировочную оценку дуговой эрозии различных контактных материалов в тех или иных режимах работы коммутационных аппаратов, не проводя трудоемкие испытания.

Расчет коммутационного ресурса контактов. Ресурс (гарантируемое число коммутационных циклов) контактов обусловливается электрической и механической износостойкостью, однако определяющим является износ контактов под действием электрической дуги, т. е. их электрическая эрозия. Различают два вида эрозии — мостиковую, наблюдающуюся преимущественно в слаботочных контактах (реле, регуляторы), и дуговую, относящуюся к силноточным контактам. При размыкании коммутирующих контактов между ними образуется расплавленный металлический перешеек (мостик), который по мере увеличения межконтактного промежутка удлиняется и при достижении температуры кипения контактного материала взрывается. Эксперименты показывают, что разрыв мостика происходит не в геометрическом центре, а ближе к одному из контактов. Такой характер разрушения мостика можно объяснить тепловой асимметрией, обусловленной проявлением термоэлектрического эффекта Томсона, Пельтье и Колера. В результате асимметричного разрушения мостика на одном контакте образуется нарост, на другом — впадина, вследствие чего при многократных коммутационных циклах рабочая поверхность контактов претерпевает значительные изменения, что может привести к нарушению正常ной работы контактов.

Объем мостиковой эрозии контактов за один коммутационный цикл (в сантиметрах кубических) можно определить из выражения

$$V_m = k_3 I^3, \quad (3.46)$$

где k_3 — коэффициент эрозии, зависящий от теплофизических свойств материала контактов (для серебра и платины равен $6,75 \cdot 10^{-14}$ и $5,63 \cdot 10^{-14}$ соответственно), I — ток, А.

Для ограничения мостикового переноса необходимо стремиться к созданию симметричных тепловых режимов на аноде и катоде. Добиться этого можно подбором контактных пар из материалов с соответствующими теплофизическими свойствами.

В сильноточных коммутационных аппаратах определяющим является износ контактов за счет дуговой эрозии. Массу контактного материала, теряемого за счет дуговой эрозии аппаратов управления при отключении номинальных токов в сотни ампер, можно определить по эмпирической зависимости

$$m_k = 10^{-9} k_3 I^2 n_u, \quad (3.47)$$

где I — отключаемый ток, А; k_3 — коэффициент эрозии материала контактов, г/А²; n_u — число коммутационных циклов. Для наиболее распространенных в аппаратах управления материалов значения k_3 следующие: медь 0,6—2; серебро — 0,5; композиция Ag—Cd: 0,08—0,6.

Для расчета дуговой эрозии при проектировании коммутационных аппаратов необходимо иметь достаточно простые расчетные соотношения, позволяющие оценить ресурс контактов из различных материалов. Г.С. Белкиным [27] на основании теоретических обобщений и расчетов получены аналитические безразмерные зависимости, позволяющие оценить эрозионную стойкость контактных материалов применительно к различным условиям работы контактных систем коммутационных аппаратов.

Для оценки степени разрушения контактов при больших токах обычно рассчитываются глубина проплавления X_{ua} и масса расплавленного металла m_{ua} , позволяющие определить массу (объем) выброшенного контактного материала m_u .

В работе [27] вводится безразмерная относительная величина — масса расплавленного металла

$$m_{\text{пл}}^* = \frac{m_{\text{пл}} c_m T_{\text{пл}}}{W_{\text{пл}}}, \quad (3.48)$$

связанная с безразмерной глубиной проплавления соотношением

$$X_{\text{пл}}^* = 0,5 m_{\text{пл}}^* \left(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\Delta}} \right)^*,$$

и параметр

$$\left(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\Delta}} \right)^* = \frac{q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\Delta}}}{c_m \gamma_m \sqrt{\alpha} T_{\text{пл}}}, \quad (3.49)$$

где $W_{\text{пл}} = q_{\text{ср}} S_k t_{\Delta}$ — энергия, выделенная на контактной поверхности S_k ; c_m — теплоемкость; $T_{\text{пл}}$, γ_m — температура плавления и плотность контактного материала; $q_{\text{ср}} = k_n U_e I / S_k$ — средний поток теплоты на единицу площади контакта; t_{Δ} — длительность горения дуги; α — коэффициент температуропроводности; U_e — эквивалентное приэлектродное падение напряжения; k_n — коэффициент неравномерности распределения теплового потока.

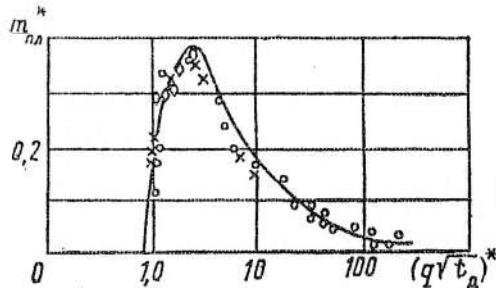


Рис. 3.21. Зависимость массы $m_{\text{пл}}^*$ от параметра $\left(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\Delta}} \right)^*$

Анализ зависимости $m_{\text{пл}}^*$ от параметра $\left(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\Delta}} \right)^*$, приведенной на рис. 3.21, позволяет оценить влияние теплофизических свойств материала контактов на их дуговую эрозию. Здесь можно выделить три области. При малых значениях $\left(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\Delta}} \right)^*$ (возрастающая ветвь) испарение с поверхности кон-

тактов почти отсутствует, масса испарившегося материала $m_{\text{исп}}^* = m_{\text{пл}} W_{\text{пл}}^{-1} c_m T_{\text{пл}}$ близка к нулю. Поэтому расчет дуговой эрозии в этой области определяется массой расплавленного материала контактов.

В области $2,5 \leq (q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^* \leq 50$ (быстро спадающая ветвь) происходит интенсивное испарение контактного материала, поэтому $m_{\text{пл}}^*$ производится с учетом процесса испарения. При этом зависимость $m_{\text{пл}}^*$ от $(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*$ хорошо аппроксимируется выражениями

$$m_{\text{пл}}^* = \frac{1,64}{(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*} \lg \left[1,13 \left((q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^* \right) \right], \quad (3.50)$$

$$m_{\text{пл}}^* = \frac{1,3 + 0,04 (q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*}{(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*} \left[1 - \frac{0,885}{(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*} \right]. \quad (3.51)$$

Масса испарившегося материала в этой области

$$m_{\text{исп}}^* \approx (c_m T_{\text{пл}} / q_{\text{исп}}) (1 - 3m_{\text{пл}}^*) \quad (3.52)$$

где $q_{\text{исп}}$ — скрытая теплота испарения.

В области больших значений $(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*$ температура на поверхности контактов приближается к предельной $T_{\text{пп}}$. В этом случае масса испарившегося материала близка к массе расплавленного

$$m_{\text{пл}}^* = m_{\text{исп}}^* = c_m T_{\text{пл}} / (q_{\text{исп}} + c_m T_{\text{пп}}). \quad (3.53)$$

Для различных контактных материалов в широком диапазоне тепловых потоков и длительности горения дуги $m_{\text{пл}}^*$ можно представить уравнением

$$m_{\text{пл}}^* = \frac{1,3 + (q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^* c_m T_{\text{пл}}}{(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^* (q_{\text{исп}} + c_m T_{\text{пп}})} \left[1 - \frac{0,885}{(q_{\text{ср}} \sqrt{t_{\text{д}}})^*} \right]. \quad (3.54)$$

При больших значениях $(q_{\text{ср}} \sqrt{t_k})^*$ уравнение (3.54) превращается в (3.53), а при малых — в (3.51). Эти уравнения можно использовать при определении дуговой эрозии, усреднив действующий поток по времени.

Оценив эрозию за одно отключение $m_{\text{в}}^* = m_{\text{уд}}$ по допустимому (для сохранения работоспособности) уменьшению высоты (толщины) контакта $h_{\text{доп}}$, можно определить допустимое число отключений $n_{\text{доп}}$, либо по заданному числу отключений и уменьшению высоты Δh_k за одно отключение можно определить требуемую площадь рабочей поверхности контакта $S_{\text{треб}}$:

$$n_{\text{доп}} = \frac{\Delta h_k h_k S_{\text{треб}} \gamma_m}{m_{\text{в}}^* h_{\text{доп}}} ; \quad (3.55)$$

$$S_{\text{треб}} = \frac{n_{\text{доп}} m_{\text{в}}^* h_{\text{доп}}}{\Delta h_k h_k \gamma_m} \quad (3.56)$$

(здесь h_k — высота дугостойкой накладки контакта).

3.8. Дуговые и эрозионные процессы на контактах в разных средах

Влияние дугогасящей среды и материала контактов на характер протекания дуговых и эрозионных процессов весьма существенно, поскольку предопределяет такие основные характеристики дуги, как ее диаметр, температуру, напряжение на дуге, а следовательно, и энергию, выделяемую в дуговом разряде. Различие в свойствах дугогасящих сред, используемых в коммутационных аппаратах (воздух, масло, вакуум, элегаз и его смеси с другими газами), обусловливает и различный характер эрозионного разрушения контактов в этих средах. Так, энергия, выделяющаяся в дуге, горящей в масле, более чем в 70 раз выше по сравнению с дугой в вакууме. Однако из этого не следует, что во столько же раз дуговая эрозия контактов в масле выше. Это объясняется прежде всего

различием механизма дуговой эрозии контактов в той или иной среде.

Процессы на контактах масляных выключателей обусловливаются специфическими физико-механическими процессами, происходящими в зоне дугогашения. Образующиеся под действием дуговых разрядов продукты разложения масла (в особенности углерод), ионизированные газы, пары материала контактов снижают отключающую способность дугогасительного устройства. При взаимодействии продуктов разложения масла и изоляционных элементов с материалом контактов поверхность последних приобретает рыхлую структуру, что приводит к их быстрому разрушению. Так, на медных контактах образуется рыхлый слой карбида меди. Теплопроводность и дугостойкость этого слоя значительно ниже, чем у меди. Это затрудняет теплоотвод из зоны оснований дуги на контактах, увеличивает длительность ее горения и эрозию контактов.

Количество паров металла и продуктов разложения масла зависит от энергии дуги, числа коммутаций и в среднем на единицу энергии дуги составляет $0,045\text{--}0,060 \text{ г/кДж}$. Так, после десяти отключений тока 5 кА выключателем с контактами из композиции 70 W-Cu и объемом масла $3 \cdot 10^3 \text{ см}^3$ содержится 38 г углерода (в виде осадка), 2 г вольфрама и 0,8 г меди.

Процессы на контактах в газообразных дугогасящих средах зависят от физико-химических свойств среды и материала контактов.

Сравним такие дугогасящие среды, как воздух и элегаз. Энергия, выделяемая дугой в элегазе, меньше, чем в воздухе вследствие меньшего ее теплосодержания, обусловленного меньшим напряжением на дуге. Чем ниже температура диссоциации газа, тем лучше условия для уменьшения остаточной проводимости ствола дуги, поскольку в этом случае происходит более интенсивное охлаждение ее высокотемпературного ядра. Поэтому элегаз, температура диссоциации которого 2000 К, обладает более высокой дугогасящей способностью по сравнению с воздухом, температура диссоциации которого составляет 7000 К. Диаметр дуги в элегазе меньше,

чем в воздухе. Вследствие этого более высокое отношение единицы поверхности дуги к ее объему в элегазе обуславливает более интенсивный отвод тепла, а следовательно, быстрое восстановление электрической прочности межконтактного промежутка.

Эксперименты показывают, что диаметр дуги в элегазе при отключении тока 5 кА на контактах из меди составляет около 10 мм, температура ядра дуги $25 \cdot 10^3$ К, на периферии дуги $10 \cdot 10^3$ К.

Вследствие более высокой температуры и плотности тока в основаниях дуги на электродах в среде элегаза влияние контактного материала на эффективность дугогашения проявляется в большей степени, чем в воздухе, поскольку происходит более интенсивное насыщение межконтактного промежутка парами металла.

Отличие характеристик электрической дуги в рассмотренных дугогасящих средах (табл. 3.7) обусловлены различием молекулярных свойств газов, энергии ионизации, теплопроводности и рядом других факторов (образованием продуктов разложения среды, определенным образом влияющих на дуговые процессы, и др.). Так, в

процессе разложения элегаза при температуре выше 2000 К образуется свободная сера, которая легко ионизируется и повышает электропроводность межконтактного промежутка. Продукты разложения элегаза, соединяясь с парами контактного материала, образуют металлофториды, также оказывающие существенное влияние на работоспособность контактов. При этом интенсивность образования продуктов распада зависит от дуговой эрозии контактных материалов (рис. 3.22).

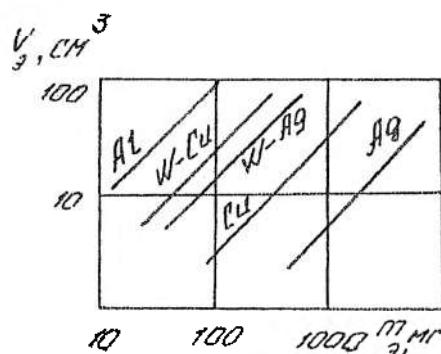


Рис. 3.22. Зависимость образования продуктов разложения элегаза от дуговой эрозии контактов

Таблица 3.7

Дугогасящая среда	Материал электрода	Ток, А	Напряжение на дуге, В
Воздух	Медь	2500	45
	Композиция 70 W–Cu	10000	68
Элегаз	Медь	2500	36,5
	Композиция 70 W–Cu	10000	52

Интенсивное испарение контактного материала приводит к снижению электрической прочности межконтактного промежутка, поскольку энергия ионизации паров металла много меньше, чем у дугогасящей среды. В частности, наличие всего лишь 5 % паров меди при температуре 3000 К увеличивает электропроводность промежутка в элегазе на порядок. Если пары меди сохраняются в межконтактном промежутке в течение 100 мкс после нуля тока, это может привести к пробою. Это объясняется тем, что энергия ионизации меди (7,72 эВ) значительно меньше, чем у атомарного азота (14,54 эВ), получающегося при диссоциации азота, или атомарной серы (10,36 эВ), образующейся при диссоциации элегаза. Для повышения эффективности ДУ необходимо снизить до минимума наличие паров контактного материала при подходе тока к нулевому значению либо использовать контактные материалы с более высокой энергией ионизации. В частности, эффективность дугогашения элегазовых дугогасительных устройств повышается при использовании композиций на основе графита, что обусловлено более высокой энергией ионизации паров графита (11,26 эВ), в то время как для свободной серы эта энергия составляет 10,36 эВ.

На испарение единицы объема контактного материала затрачивается значительно больше энергии (для меди в 10 раз), вводимой в электрод при дуговом разряде, чем для его плавления. Поэтому при одинаковом количестве подводимой энергии, дуговая эрозия контактов меньше, если она происходит за счет испарения, чем в случае механизма эрозии за счет выброса расплавленного металла.

Более высокая эрозионная стойкость металлокерамических композиционных контактных материалов типа вольфрам—медь, молибден—медь по сравнению с чистыми металлами (медь, серебро) обусловлена значительными потерями энергии, затрачиваемыми на испарение одного из компонентов (легкоплавкого), а также более прочной структурой композиции (рис. 3.23).

Рассмотрим характер протекания дуговых процессов при магнитном дутье в элегазе и воздухе (рис. 3.24,*a*), когда дуга 3 перемещается между концентрическими электродами 1 и 2 существенно различается. В элегазе ствол дуги четко отшнурован (рис. 3.24,*b*), в воздухе дуга имеет рыхлую структуру (рис. 3.24,*c*). Диаметр дуги в элегазе (рис. 3.24,*b*), во много раз меньше, чем в воздухе (рис. 3.24,*c*). Кроме того, дуга в элегазе имеет склонность к петлеобразованию (особенно в области перехода тока через нулевое значение (рис. 3.24,*e*); в ряде случаев происходит расщепление ствола дуги на отдельные волокна (рис. 3.24,*d*). Это приводит к закорачиванию отдельных участков дуги, скачкообразному ее перемещению и увеличению эрозии контактов.

Существенное влияние на дуговые и эрозионные процессы оказывает выброс потоков плазмы, образующихся вследствие радиального сжатия дуги ее собственным магнитным полем (за счет пинч-эффекта). Возникающая при этом в дуге разность давлений обуславливает выброс потоков плазмы, исходящих из мест наибольшего сужения — оснований дуги. Кроме стягивающего эффекта, вызываемого электромагнитными усилиями, определенную роль в образовании потоков плазмы играют тепловые процессы в приэлектродных основаниях дуги. Сужение основа-

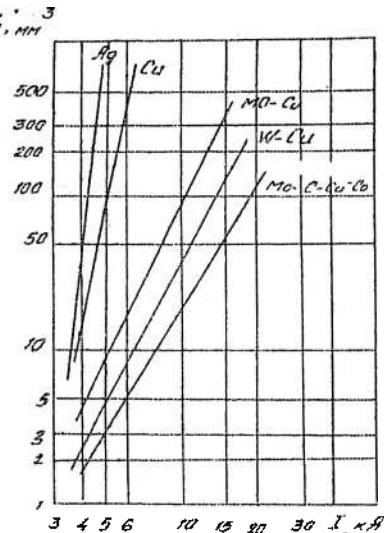
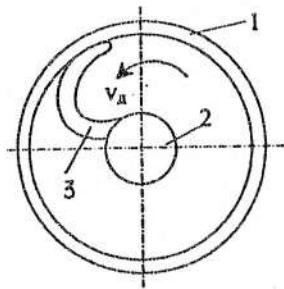
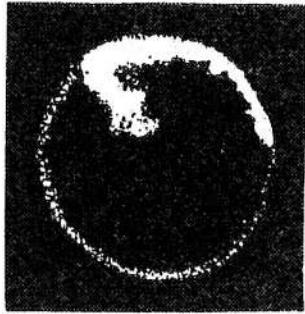


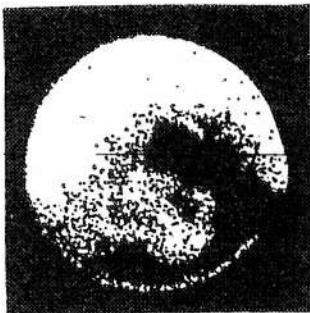
Рис. 3.23. Зависимость дуговой эрозии контактов от тока при продольном дутье в элегазе



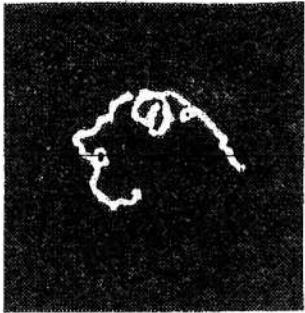
а)



б)



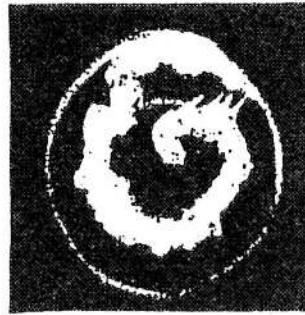
в)



г)



д)



е)

Рис. 3.24. Характер движения дуги при магнитном дутье в элегазе (б, г, д, е) и в воздухе (в)

ний дуги приводят к увеличению плотности тока в них, а следовательно, и к увеличению температуры, вследствие чего сгустки плазмы с более высокой температурой устремляются в область с меньшей температурой к более низким давлением. Кроме того, повышение температуры в основаниях дуги сопровождается более интенсивным испарением материала контактов и образованием за счет этого областей с повышенным давлением.

Процессы на контактах вакуумных дугогасительных камер (ВДК) существенно отличаются от процессов, происходящих в масляных, воздушных и элегазовых выключателях. Дуга в вакууме может существовать лишь за счет ионизации паров контактного материала, и ее характеристики определяются прежде всего свойствами материала электродов.

Характер протекания этих процессов зависит от свойств материала электродов и их конструктивных особенностей. Дуга в вакууме горит до тех пор, пока на электродах выделяется энергия, достаточная для поддержания в межконтактном промежутке концентрации паров металла, при которой может существовать дуговой разряд. При подходе тока к нулевому значению выделяющаяся на электродах энергия резко уменьшается, и дуга гаснет еще до перехода тока через нулевое значение.

Вследствие весьма высокой скорости восстановления электрической прочности межконтактного промежутка ВДК (15–20 кВ/мкс) происходит срез тока, вызывающий перенапряжения в коммутируемой цепи. Так, при отключении тока 15 А ВДК с вольфрамовыми контактами перенапряжения достигают шестикратных значений.

Тугоплавкие контактные материалы (вольфрам, молибден) характеризуются высокой дугостойкостью, однако имеют большой ток среза. Одним из способов уменьшения тока среза используются специальные композиционные материалы, в состав которых вводятся легколетучие металлы с низкой температурой кипения, не взаимодействующие с основными компонентами.

Среднее значение тока среза пропорционально произведению $T_{\text{кип}} k_a$, где $T_{\text{кип}}$ – температура кипения, $k_a = \sqrt{\lambda_m c_m \gamma_m}$ – коэффициент аккумуляции теплоты (здесь λ_m, c_m, γ_m – соот-

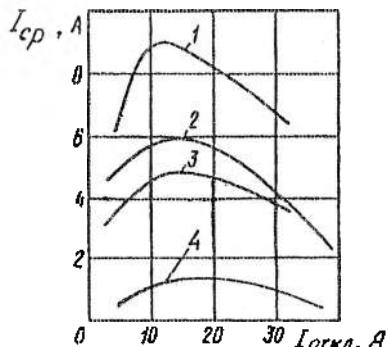


Рис. 3.25. Зависимость тока среза от отключаемого тока: 1 — медь; 2 — вольфрам—медь; 3 — медь—хром; 4 — медь—хром—висмут

вественно теплопроводность, теплоемкость и плотность контактного материала).

Хороший эффект снижения тока среза дает введение в состав композиции сурьмы (рис. 3.25).

Средний ток среза (в амперах) для некоторых контактных материалов, используемых в ВДК:

Вольфрам	14
Медь	9,4
Вольфрам—медь	6,7
Хром—медь	5,5
Медь—висмут	3,8
Хром—медь—висмут	1,3

Снижение тока среза может быть достигнуто и конструктивными мерами. С увеличением диаметра контактов ток среза уменьшается, причем эта зависимость с увеличением отключаемого тока выражена в большей степени (при токе 100 А увеличение диаметра контакта с 5 до 26 мм приводит к снижению тока среза в три раза, а при токе 600 А — более чем на порядок). Кроме того, увеличение диаметра контактов сдвигает момент перехода дуги от диффузной формы в контрагированную (сжатую) в область больших отключаемых токов. Так, для медных торцевых контактов диаметром 5 мм диффузная форма дуги сохраняется при токе до 5 кА, выделяемая в ней энергия (рис. 3.26, а) и эрозия контактов (рис. 3.26, б) растут плавно (кривая 1). При увеличении тока выше 5,5–6 кА скачкообразно возникает сжатая дуга, характеризующаяся резким увеличением энергии дуги и эрозией контактов (кривая 2 на рис. 3.26, а, б). Чтобы исключить возникновение сжатой формы дуги, необходимо увеличить диаметр контактов, однако это неэкономично. Более целесообразно искусственно увеличение эффективной площади контактов (рис. 3.27). Для этого на цилиндрическом контакте 1 радиально закреплены тонкие металлические пластины (ламели) 2. Образующееся при размыкании контактов плазменное облако 3 проникает в межконтактный промежуток

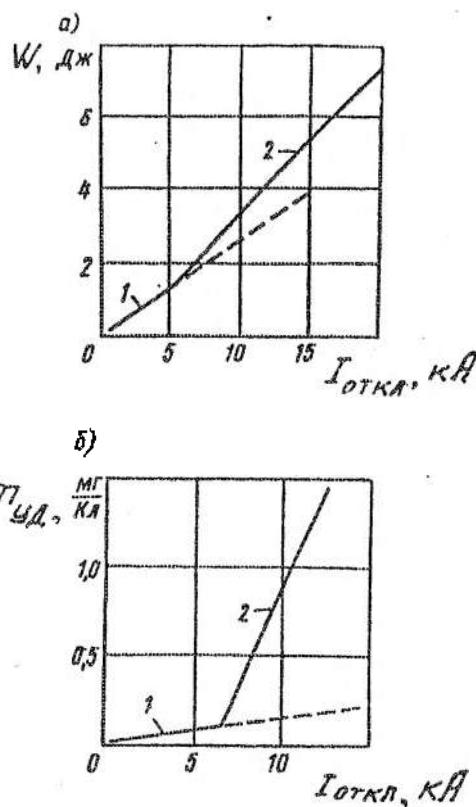


Рис. 3.26. Зависимость выделяющейся в дуге энергии (а) и удельной дуговой эрозии (б) от отключаемого тока в вакууме

между ламелями, вследствие чего сохраняется диффузная форма дуги. При этом эффективная площадь контактов увеличивается на порядок по сравнению со сплошными контактами, а граничный ток, при котором дуга переходит от диффузной дуги в сжатую, повышается от 5 до 30 кА. Выделяемая в дуге энергия вдвое меньше, чем при сплошных торцевых электродах, а дуговая эрозия уменьшается в 50 раз.

В вакуумных дугогасительных устройствах затруднен теплодовод от контактов как при рабочем токе, так и в процессе дуго-

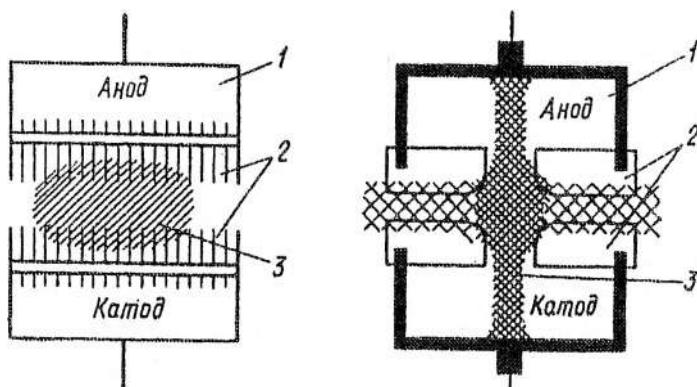


Рис. 3.27. Контактные системы с искусственным увеличением эффективной площади контактов

гашения, поскольку в них теплопередача через объем камеры к ее стенкам тепловым излучением чрезвычайно низка, передача теплоты конвекцией отсутствует. В связи с этим вся выделяемая в контактах и токоведущих стержнях теплота должна быть отве-

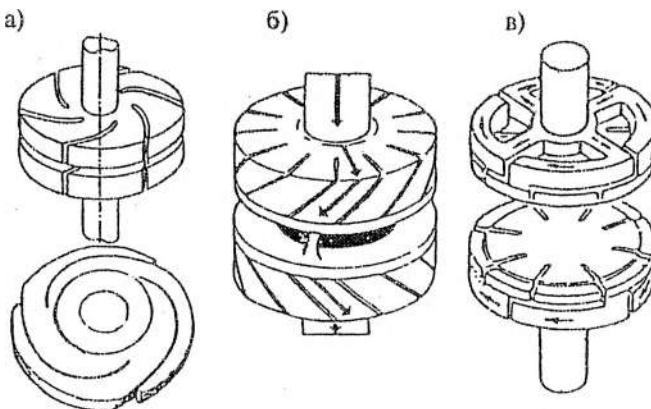


Рис. 3.28. Контактные системы с поперечным (а, б) и продольным (в) магнитным полем

дена практически лишь посредством теплопроводности в аксиальном направлении к выводам камеры, подсоединяемым, как правило, к охлаждающим радиаторам. Использование теплопередающего устройства (“тепловой трубы”) позволяет существенно повысить токопропускную способность и снизить температуру поверхности электродов в процессе дугогашения [31].

Для повышения отключающей способности и коммутационного ресурса ВДК применяются контакты с поперечным (рис. 3.28,*a,b*) и продольным (рис. 3.28,*c*) магнитным полем, в которых дуга перемещается под действием магнитного поля, создаваемого отключаемым током.

Существенное повышение отключающей способности вакуумных камер может быть достигнуто при использовании комбинированного принципа дугогашения (продольно-поперечного магнитного дутья).

Глава 4

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

4.1. Изоляция электрических аппаратов.

Условия работы изоляции

Изоляция является одним из важнейших элементов конструкции электрических аппаратов и в значительной степени определяет габариты и надежность работы аппаратов в процессе эксплуатации. Для изоляции токоведущих частей аппаратов используются разнообразные виды диэлектриков: газообразные, жидккие и твердые. Классификация изоляции электрических аппаратов может быть проведена по различным признакам. Например, различают *внешнюю* и *внутреннюю* изоляцию.

Внешняя изоляция находится в непосредственном контакте с атмосферой (окружающим воздухом) и использует ее изоляционные свойства. Условия работы внешней изоляции существенно зависят от места установки аппарата: на воздухе в открытом распределительном устройстве (ОРУ) или в закрытом помещении — комплектные распределительные устройства (КРУ). В первом случае внешняя изоляция подвергается воздействию неблагоприятных атмосферных условий (колебания атмосферного давления и температуры воздуха, увлажнения и др.) и загрязнениям. Внешняя изоляция аппаратов КРУ работает в существенно более легких условиях (практически отсутствуют загрязнения).

ния). Однако в неотапливаемых помещениях на поверхности изоляторов может выпадать роса.

Внутренняя изоляция электрических аппаратов не имеет непосредственного контакта с атмосферным воздухом и размещается в изоляционных или металлических оболочках.

В условиях эксплуатации изоляция аппаратов подвергается комплексу различных воздействий: напряжения, длительно приложенного (рабочего) и кратковременных повышений напряжения (перенапряжений), механических нагрузок, высоких температур, электрической дуги и др. При этом важнейшей характеристикой изоляции является ее электрическая прочность в условиях эксплуатации. Все виды изоляции разделяют на *самовосстанавливющуюся* и *несамовосстанавливающуюся*. Самовосстанавливающаяся изоляция полностью восстанавливает свои изоляционные свойства после перекрытия и отключения тока короткого замыкания, который мог возникнуть в результате перекрытия (пробоя). Несамовосстанавливающаяся изоляция теряет свои изолирующие свойства после пробоя или восстанавливает их неполностью после отключения напряжения. Внешняя изоляция, как правило, самовосстанавливающаяся. Внутренняя изоляция электрических аппаратов большей частью несамовосстанавливающаяся. Для многих видов несамовосстанавливающейся изоляции характерен эффект накопления частичных необратимых повреждений, приводящих к старению изоляции.

В электрических аппаратах обычно используется комбинация различных видов изоляции: внешней и внутренней, самовосстанавливающейся и несамовосстанавливающейся. Например, у трансформатора тока (рис. 4.1) имеется наружная изоляция (фарфоровая покрышка с развитой наружной поверхностью) и внутренняя изоляция (изоляция между обмотками и элементами одной и той же обмотки). Перекрытие наружной изоляции по воздуху или вдоль поверхности фарфоровой покрышки при ее загрязнении и увлажнении (если время горения дуги тока к.з. мал) не приводит к повреждению аппарата.

Внутренняя изоляция трансформаторов тока высокого напряжения (110 кВ и выше) выполняется обычно на основе комбинации двух диэлектриков: жидкого (минерального, трансформаторного масла) и твердого (электротехнической бумаги). Такой вид

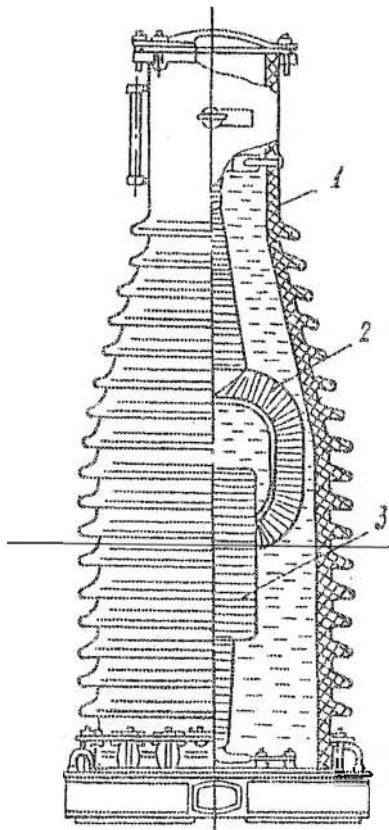


Рис. 4.1. Трансформатор тока 220 кВ: 1 — фарфоровая покрышка; первичная (2) и вторичная (3) обмотки изоляцией служат разъединители ОРУ (рис. 4.3). У разъединителей ОРУ имеется опорная изоляция (изоляция относительно земли) и изоляция, образованная воздушным промежутком между контактами в отключенном положении (продольная изоляция). Опорная изоляция разъединителей обычно выполняется из фарфоровых стержневых изоляторов, пробой изоляционных деталей которых практически невозможен из-за существенно большей электрической прочности фарфора по сравнению с воздухом.

комбинированной бумажно-масляной изоляции (рис. 4.2) широко применяется в электрических аппаратах. Высокая электрическая прочность бумажно-масляной изоляции обеспечивается за счет того, что волокнистые материалы из целлюлозы (бумага) хорошо пропитываются жидким диэлектриком. Перед пропиткой бумажная изоляция подвергается длительной сушке в вакууме (остаточное давление 10^{-2} — 10^{-1} Па) при высокой температуре (90—120°). Пропитка бумажной изоляции жидким диэлектриком производится также в вакууме, при этом поры и объемы между волокнами, капилляры воздухон заполняются жидким диэлектриком, электрическая прочность которого существенно выше, чем воздуха. При качественном технологическом режиме газовые включения в бумажно-масляной изоляции практически отсутствуют. Пробой внутренней бумажно-масляной изоляции приводит к ее обугливанию, прожиганию и при протекании тока к разрушению аппарата.

Примером аппаратов только с наружной и самовосстанавливающейся изоляцией служат разъединители ОРУ (рис. 4.3). У разъединителей ОРУ имеется опорная изоляция (изоляция относительно земли) и изоляция, образованная воздушным промежутком между контактами в отключенном положении (продольная изоляция). Опорная изоляция разъединителей обычно выполняется из фарфоровых стержневых изоляторов, пробой изоляционных деталей которых практически невозможен из-за существенно большей электрической прочности фарфора по сравнению с воздухом.

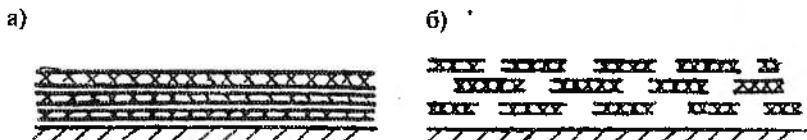


Рис. 4.2. Структура бумажно-масляной изоляции: а — листовая; б — при намотке лентой с зазором между слоями

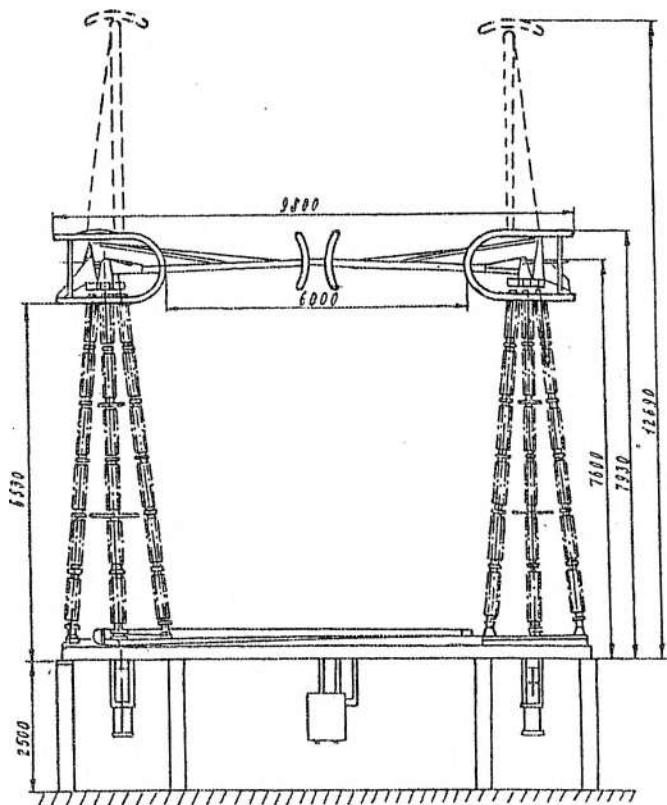


Рис. 4.3. Разъединитель наружной установки на напряжение 750 кВ

Разъединители на номинальное напряжение 330 кВ и выше снабжаются экранами для снижения напряженности электрического поля на токоведущих элементах и ограничения коронного разряда.

Разъединитель герметизированного распределительного устройства с элегазовой изоляцией (ГРУ), конструкция которого схематично показана на рис. 4.4, также имеет опорную изоляцию (обычно изоляторы из твердой полимерной изоляции) и иррадиальную изоляцию, образованную промежутком между разомкнутыми контактами в атмосфере сжатого газа (SF_6). Пере-крытие вдоль поверхности изолятора приводит к его поврежде-нию. Пробой изоляционного промежутка между контактами и протекание тока к.з. приводят к серьезному повреждению аппара-та, так как электрическая дуга горит в замкнутом объеме.

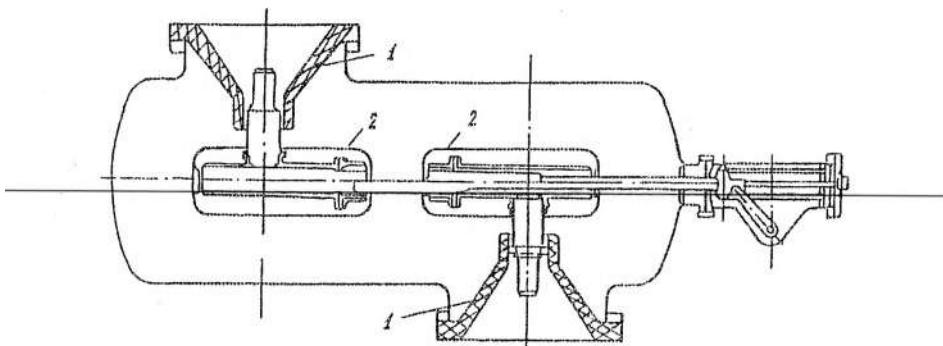


Рис. 4.4. Разъединитель герметизированного элегазового распределительного устройства: 1 — опорные изоляторы; 2 — экраны контактной системы

Для опорной изоляции разъединителей характерны значи-тельные механические нагрузки, которым она подвергается при включении и отключении контактов, при протекании сквозных токов к.з. во включенном положении, а также нагрузкам из-за тяжения проводов ошиновки, ветра и гололеда в случае их уста-новки на ОРУ. В качестве изоляционных элементов других аппара-тов, обеспечивающих требуемую механическую прочность, исполь-зуются различные виды твердых диэлектриков: фарфор, полимерная изоляция на основе эпоксидных и полизэфирных смол и стеклянных волокон (стеклопластики) или других наполните-лей. На электрические и механические характеристики твердой изоляции очень большое влияние оказывает технология изго-тования (монолитность, отсутствие неоднородностей, газовых

включений). Нагрев токоведущих частей аппаратов приводит к повышению температуры изоляции, что может повлиять на ее электрические и механические характеристики.

Особенностью работы внутренней изоляции выключателей является возможность воздействия в процессе отключения электрической дуги, температура которой достигает тысяч градусов. Кроме того, на изоляцию воздействуют продукты разложения среды, в которой осуществляется охлаждение и гашение дуги. В дугогасительных устройствах с автодуготьем, например в камерах маломасляных выключателей, возникают значительные механические нагрузки при повышении давления в замкнутых объемах.

Общепринята классификация электрических аппаратов по номинальному напряжению электропередачи, для работы в которой предназначен аппарат. При этом выделяют следующие категории: аппараты высокого напряжения (от 3 до 220 кВ), сверхвысокого напряжения (220, 330, 500 и 750 кВ) и ультравысокого напряжения (1000 кВ и выше). Необходимость такого разделения вызвана рядом причин. Основной из них является качественное изменение физических процессов развития разряда при сверхвысоких и ультравысоких напряжениях, что определяет необходимость применения специальных мер по регулированию электрического поля и снижению напряженности поля на токоведущих частях аппарата (см. разд. 4.11).

Изоляция электрических аппаратов должна быть рассчитана на длительное (в течение всего срока службы аппарата, который обычно принимается 25 лет) воздействие рабочего напряжения промышленной частоты*. В процессе длительной эксплуатации может происходить старение изоляции. Причинами старения изоляции являются процессы, обусловленные различными факторами (электрическое старение вследствие ионизационных процессов, тепловое старение, приводящее к возникновению и ускорению химических реакций, механическое старение вследствие повреждений при электродинамических усилиях, возникающих при прохождении тока к.з. в токоведущих частях аппарата, элект-

* В России в отличие от зарубежной практики изоляция рассчитывается на работу при наибольшем рабочем напряжении, которое на 5–15 % больше номинального.

рохимические процессы в диэлектриках и т. п.). Электрическая прочность при длительном приложении рабочего напряжения (длительная электрическая прочность) характеризуется зависимостью срока службы изоляции от величины воздействующего напряжения. Эта зависимость обычно строится в виде вольт-временных характеристик. Пример такой характеристики показан на рис. 4.5, а. Для многих видов изоляции эта зависимость, построенная в логарифмическом масштабе, близка к прямолинейной. Срок службы t (время до пробоя) подвержен значительном разбросу, поэтому кроме средних значений \bar{t} , для выбора изоляции необходимо знать закон распределения случайной величины t .

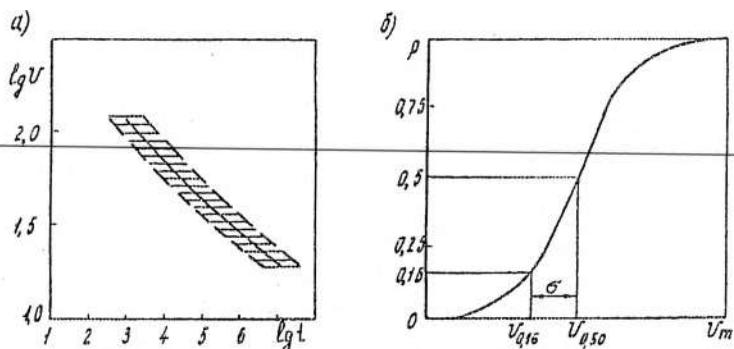


Рис. 4.5. Характеристики электрической прочности изоляции:
а — вольт-временная характеристика; б — кривая эффекта
(зависимость вероятности перекрытия Ψ от амплитуды
приложенного напряжения U_m)

На изоляцию электрических аппаратов в процессе эксплуатации действуют перенапряжения, которые могут быть существенно различными по величине и длительности. Перенапряжения делятся на атмосферные (грозовые), длительность которых составляет микросекунды, коммутационные, длительность которых измеряется миллисекундами, и так называемые длительные перенапряжения (повышения напряжения промышленной частоты длительностью от долей до нескольких секунд).

Основная характеристика электрической прочности изоляции при перенапряжениях — кривая эффекта, т. е. зависимость

вероятности перекрытия (пробоя) изоляции от амплитуды воздействующего напряжения. Обычно кривая эффекта имеет вид, подобный функции распределения случайной величины, подчиняющейся нормальному закону (рис. 4.5,б). Основными параметрами этой зависимости являются 50 %-ное разрядное напряжение $U_{0,5}$ и мера крутизны кривой эффекта σ -стандарт ($\sigma = U_{0,5} - U_{0,16}$) или коэффициент вариации $\sigma^* = \sigma/U_{0,5}$.

Электрическая прочность изоляции (длительная и кратковременная) и процессы, приводящие к ее нарушению (перекрытию или пробою), в значительной степени зависят от вида диэлектрика. Поэтому ниже рассмотрены условия развития разряда, а также перекрытия и пробоя в различных типах диэлектриков, характерных для аппаратной изоляции: газах, твердых и жидких диэлектриках, а также при их комбинациях.

4.2. Электрическая прочность газовой изоляции в однородных и слабонеоднородных полях

При увеличении напряженности поля в газах возрастает энергия свободных электронов, образуемых вследствие воздействия внешних ионизаторов, как, например, космическое излучение. При этом возможны следующие формы взаимодействия электронов с молекулами газов в процессе столкновений:

1. Захват молекулой газа электрона с поглощением избыточной энергии (примерно 1 эВ) колебательной системой молекулы с последующей ее передачей соседней молекуле при очередном столкновении. Этот процесс протекает при малой кинетической энергии электронов $W_e = 1\text{--}2$ эВ в полях, где отношение на-

пряженности поля E к относительной плотности газа $\delta = \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}$ (p и T — давление и абсолютная температура газа, p_0 и T_0 — те же величины, принимаемые за нормальные: $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па (760 мм рт. ст.), $T_0 = 293$ К), $\frac{E}{\delta} < 10$ кВ/см.

2. Разрушение (диссоциация) молекулы газа за счет кинетической энергии электрона. При этом потерявший энергию элект-

рон может быть присоединен к одному из атомов — осколков молекулы. Этот процесс возможен при $W_e > W_d$ (табл. 4.1). Мерой интенсивности процессов захвата свободных электронов молекулами газа служит коэффициент присоединения η_3 . Величина η_3 численно равна обратной величине средней длины пробега электрона до присоединения к одной из молекул газа.

Таблица 4.1

Молекула	Энергия W_e , эВ		
	диссоциации	возбуждения	ионизации
O ₂	5,16	7,9	12,2
N ₂	9,80	8,18; 8,5; 9,35; 13; 14,8	15,6
H ₂	4,52	11,5	15,4
CO ₂	5,52	10	13,8
H ₂ O	5,06	7,6	12,6
SF ₆	3,3	—	15,8

3. Поглощение молекулой кинетической энергии электрона W_e (полностью или частично) с возбуждением электронных энергетических уровней молекулы. Этот процесс возможен в том случае, когда W_e превышает энергию возбуждения W_v . Данные об энергии возбуждения молекул некоторых газов приведены в табл. 4.1, откуда следует, что W_e должна быть достаточно велика. За меру интенсивности этого процесса принят коэффициент, численно равный числу фотонов с энергией, превышающей энергию ионизации молекул газа, образованных одним электроном на единице пути.

4. Поглощение молекулой кинетической энергии электрона с освобождением одного из электронов молекулы. Этот процесс называется ионизацией молекул и требует еще больших энергий электронов (см. табл. 4.1). За меру интенсивности этого процесса принят коэффициент ионизации α , равный числу электронов, освобожденных одним электроном на единице пути.

Если два первых процесса связаны с потерей свободного электрона, то последний процесс приводит к увеличению числа электронов в газе.

Процесс возбуждения молекул газа также очень важен для формирования электрического разряда в газах, поскольку пере-

ход возбужденных молекул в нормальное состояние (за время примерно 10^{-10} с) приводит к излучению фотонов, энергия которых равна энергии возбужденного электронного уровня. Эта энергия, как правило, превосходит работу выхода электронов с поверхности металлов:

Металл	Работа выхода, эВ
Медь	4,4–5,25
Никель	5,03
Вольфрам	4,52
Алюминий	2,5–2,8

что определяет возможность освобождения с поверхности высоковольтных элементов аппаратов электронов, дополняющих свободные электроны внешнего происхождения. Наконец, если энергия фотонов превосходит энергию ионизации молекул газа, возможно поглощение этих фотонов молекулами газа с освобождением электронов, т. е. фотоионизация молекул, что является еще одним источником свободных электронов.

Чем больше отношение E/δ , тем большая энергия электронов и тем меньше вероятность их поглощения молекулами и большая вероятность возбуждения и ионизации молекул. При некотором отношении коэффициент α превосходит η_3 , что приводит к размножению числа электронов, движущихся в газе. Этот *нарастающий поток электронов* называют лавиной электронов, причем число электронов в лавине возрастает по экспоненциальному закону

$$N_e(x) = \exp [(\alpha - \eta_3)(x - x_0)], \quad (4.1)$$

где x и x_0 — текущая и начальная координаты вдоль пути движения электрона в однородном поле ($\alpha = \text{const}$; $\eta_3 = \text{const}$). В неоднородных полях с учетом изменения α и η_3 число электронов

$$N_e(x) = \exp \left\{ \int_{x_0}^x [\alpha(x) - \eta_3(x)] dx \right\}. \quad (4.2)$$

Коэффициенты ионизации для многих газов даже со значительно различающимися энергиями ионизации близки (рис. 4.6).

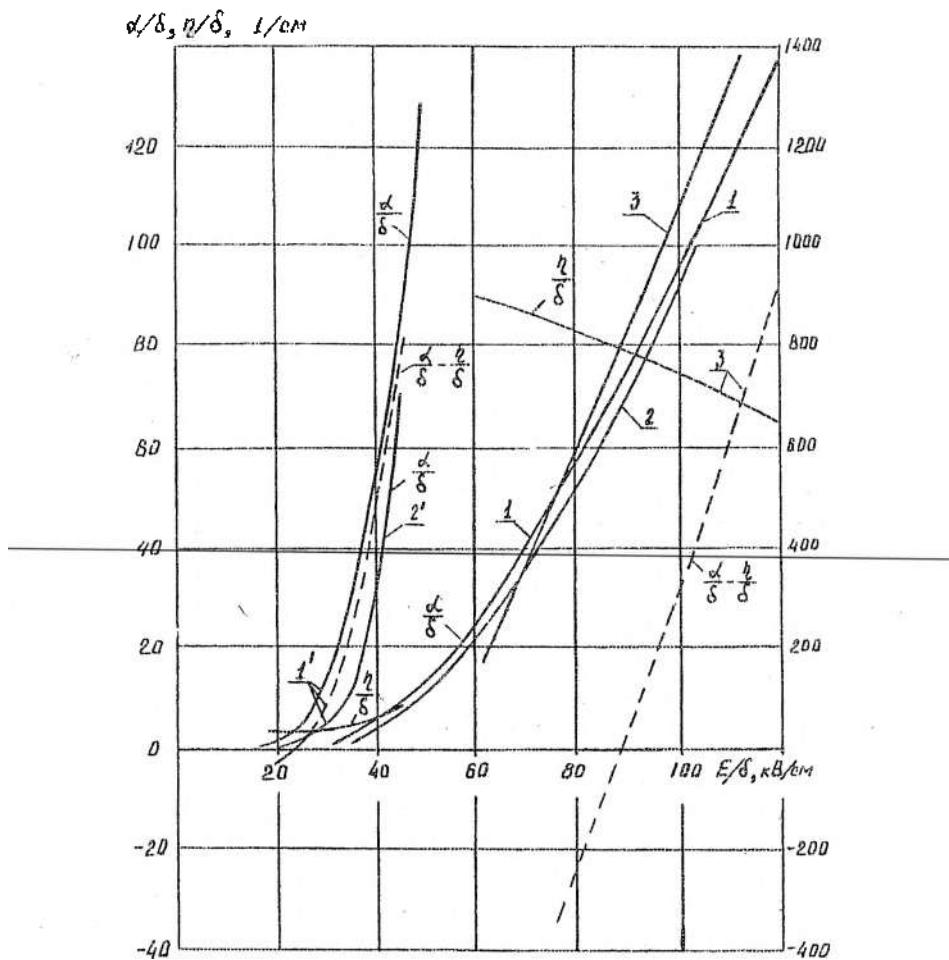


Рис. 4.6. Зависимости α/δ , η/δ (сплошные линии) и $(\alpha - \eta_3)/\delta$ (штриховые линии) от E/δ для сухого воздуха (1), азота (2) и элегаза (3). Левая шкала --- индексы со штириахом; правая шкала --- индексы без штириаха

Однако резкое различие коэффициентов присоединения электронов η_3 определяет большое различие разности $\alpha - \eta_3$ и соответственно величины напряженности E_u , при которой начинает-

ся процесс размножения электронов в газах. Так, для сухого воздуха $E_n/\delta = 23,6$ кВ/см. Молекулы азота не могут присоединять электроны, поэтому для азота $\eta_3 = 0$ и размножение электронов происходит и при $E/\delta < 23,6$ кВ/см, хотя величина α для азота меньше, чем для воздуха. Напротив, для элегаза вследствие чрезвычайно большой величины η_3 отношение $E_n/\delta = 89$ кВ/см, что примерно в четыре раза превосходит E_n/δ для воздуха. Это обстоятельство определяет чрезвычайно высокую электрическую прочность элегаза, широко используемую в современном электроаппаратостроении.

После прохождения лавины электронов в объеме газа остаются положительные и отрицательные ионы, распределение которых вдоль пути лавины определяется формулами

$$\frac{dN^+}{dx} = \alpha(x) N_e(x) = \alpha(x) \exp \left\{ \int_{x_0}^x [\alpha(x) - \eta_3(x)] dx \right\}; \quad (4.3)$$

$$\frac{dN^-}{dx} = \eta_3(x) N_e(x) = \eta_3(x) \exp \left\{ \int_{x_0}^x [\alpha(x) - \eta_3(x)] dx \right\}. \quad (4.4)$$

Полное число положительных ионов, оставляемых лавиной в объеме газа

$$N^+ = \int_{x_0}^l \alpha(x) \exp \left\{ \int_{x_0}^x [\alpha(x) - \eta_3(x)] dx \right\} dx, \quad (4.5)$$

где l — длина разрядного промежутка.

В частном случае равномерного поля

$$N^+ = \frac{\alpha}{\alpha - \eta_3} \left\{ \exp [(\alpha - \eta_3)(l - x_0)] - 1 \right\}. \quad (4.6)$$

Оставшийся после прохождения лавины электронов объемный заряд ионов искажает поле разрядного промежутка. Распределение объемного заряда согласно (4.3), (4.4) определяется формулой

$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN^+}{dx} - \frac{dN^-}{dx} = [\alpha(x) - \eta_3(x)] \exp \left\{ \int_{x_0}^x [\alpha(x) - \eta_3(x)] dx \right\}. \quad (4.7)$$

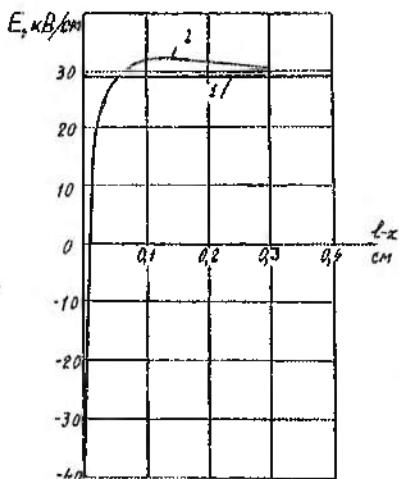


Рис. 4.7. Распределение напряженности поля вдоль пути начальной лавины электронов. До (1) и после (2) прохождения лавины

освобождать электроны с поверхности металла. Возникшие в результате фотоионизации или фотоэффекта с отрицательно заряженной поверхности электродов свободные электроны (вторичные) могут инициировать новые (вторичные) лавины. Таким образом, начальная лавина в результате вторичных процессов может вызвать образование новых лавин. Если в среднем число электронов всех вторичных лавин равно числу электронов начальной лавины, — возникает самостоятельный разряд. При несамостоятельном разряде в среднем лавины электронов не воспроизводятся. Поэтому условием самостоятельности разряда является условие воспроизведения (в среднем) электронных лавин в разрядном промежутке.

Число вторичных электронов, освобожденных с поверхности катода излучением молекул, возбужденных начальной лавиной, определяется числом фотонов, достигающих поверхности катода, и величиной квантового выхода электронов на один фотон η_k . Приближенно вычислить число фотонов, достигающих поверхности катода, можно, приняв, что число молекул, возбуж-

При малом числе электронов в лавине ($N_e \leq 10^6$) искажение электрического поля одной лавиной незначительно и практически не влияет на величины коэффициентов α и η_3 . При числе электронов в лавине выше $1,5 \cdot 10^7$ искажение поля объемным зарядом лавины оказывается настолько существенным (рис. 4.7), что коэффициенты α и η_3 вдоль пути лавины значительно изменяются, что приводит к изменению процесса развития разряда (см. ниже).

Как указывалось ранее, кроме ионизации электроны лавины возбуждают молекулы газа, излучающие фотоны, которые могут ионизировать молекулы газа или

денных лавиной электронов в газе, пропорционально числу положительных ионов. Тогда число фотонов, образуемых начальной лавиной на пути от x до $x + dx$,

$$dN_{\phi} = k_b \alpha(x) \exp \left\{ \int_0^x [\alpha(x) - \eta_s(x)] dx \right\} dx,$$

где k_b — коэффициент пропорциональности.

От точки выхода фотоны распространяются во всех направлениях, часть из них поглощается в объеме газа. Поэтому число фотонов, достигающих поверхности катода,

$$dN_{\phi K} = \frac{\theta(x)}{4\pi} g(x) \exp(-\alpha x) dN_{\phi}, \quad (4.8)$$

где α — коэффициент поглощения излучения газом; $\theta(x)$ — телесный угол, под которым виден катод из точки x ; $g(x)$ — отношение числа фотонов, достигающих поверхности катода по всем возможным направлениям, к числу фотонов, которые достигли бы поверхности катода по кратчайшему пути x . Для частного случая однородного поля коэффициент $g(x)$ является функцией только произведения αx (рис. 4.8).

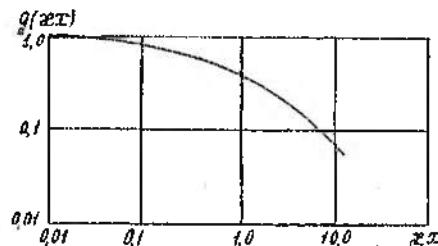


Рис. 4.8. Зависимость $g(\alpha x)$

Полное число фотонов N'_{ϕ} , образуемых начальной лавиной и достигших поверхности катода, получается интегрированием выражения (4.8) по длине лавины. С поверхности катода освобождается $N'_e = \eta_k N'_{\phi}$ вторичных электронов, где η_k — квантовый выход электронов с поверхности катода. Поскольку для возникновения самостоятельного разряда начальная лавина в результате фотоэлектрических процессов должна приводить к освобождению хотя бы одного электрона с поверхности катода, условие самостоятельности разряда при воспроизведстве вторичных электронов с поверхности катода принимает вид

$$\eta_k N'_\Phi = \frac{k_b \eta_k}{4\pi} \int_0^{x_i} \theta(x) g(x) \exp \left\{ \int_{0_0}^x [\alpha(x) - \eta_3(x)] dx - \alpha x \right\} dx = 1, \quad (4.9)$$

где x_i — координата границы зоны ионизации ($E = E_b$).

В случае однородного поля при приближенном вычислении интеграла получаем

$$\frac{\theta}{4\pi} k_b \eta_k g(xl) \frac{\alpha}{\alpha - \eta_3 - \alpha} \exp(\alpha - \eta_3 - \alpha) l = 1, \quad (4.10)$$

где $g(xl)$ вычислен в точке $x = l$ и $\theta = \theta(l)$, что обеспечивает приемлемую точность вычислений.

Поскольку в левой части формулы (4.10) в неявном виде содержится множитель $N_e(l) = \exp[(\alpha - \eta_3)/l]$, равный числу электронов в начальной лавине, условие самостоятельности разряда (4.10) можно интерпретировать как условие достижения необходимого, критического числа электронов в начальной лавине.

Учет фотоионизации газа приводит к некоторому усложнению формулы (4.10). Однако основные закономерности развития разряда могут быть выяснены и из условия (4.10).

Условие (4.10) позволяет сделать чрезвычайно важный вывод о зависимости числа электронов начальной лавины самостоятельного разряда от произведения αl . Действительно, из формулы (4.10) получаем критическое число электронов в лавине

$$N_{e_H} = \exp[(\alpha - \eta_3)l] = \frac{4\pi}{\theta} \frac{\alpha - \eta_3 - \alpha}{\theta \alpha k_b \eta_k g(\alpha l)} e^{\alpha l}. \quad (4.11)$$

Следовательно, при увеличении произведения αl число электронов начальной лавины самостоятельного разряда быстро увеличивается, как вследствие увеличения множителя $e^{\alpha l}$, так и вследствие уменьшения коэффициента $g(\alpha l)$.

Поскольку коэффициент поглощения ионизирующего излучения в газе пропорционален его плотности $\alpha = \alpha_0 \delta$ (α_0 — коэффициент поглощения при $\delta = 1$), число электронов N_{e_H} зависит от произведения плотности газа δ на длину промежутка l .

При числе электронов $N_{e\text{н}} \leq 10^6$ искажение поля разрядного промежутка объемным зарядом, оставленным начальной лавиной, настолько незначительно, что оно практически не влияет на дальнейшее развитие разряда. Под воздействием фотонов, излученных молекулами, возбужденными начальной лавиной, с катода освобождается новый электрон, который вызывает развитие новой (вторичной) лавины. Вероятность совпадения пути развития начальной и вторичной лавин ничтожно мала. Поэтому в результате развития последующих воспроизводящихся лавин разрядный промежуток заполняется избыточным положительным зарядом равномерно (в плоскости, перпендикулярной пути развития лавин). Следует заметить, что скорость накопления объемного заряда лимитируется только скоростью движения электронов, поскольку переход возбужденных молекул в нормальное состояние и распространение фотонов к катоду происходит в течение ничтожно малого времени по сравнению со временем развития лавины. Накопление избыточного положительного заряда приводит к ослаблению напряженности поля вблизи анода и, напротив, к увеличению напряженности поля на остальной части промежутка (рис. 4.9). Последнее обстоятельство приводит к быстрому увеличению числа электронов в лавинах и соответственно числа фотонов, облучающих разрядный промежуток. В результате увеличивается число одновременно развивающихся лавин. Все это приводит к увеличению тока через разрядный промежуток вплоть до его пробоя.

При числе электронов в начальной лавине самостоятельного разряда $N_{e\text{н}} > 1,5 \cdot 10^7$ искажение электрического поля оставленным ею избыточным объемным зарядом настолько сильно, что последующие лавины развиваются преимущественно по направлению развития начальной лавины (рис. 4.10), а число

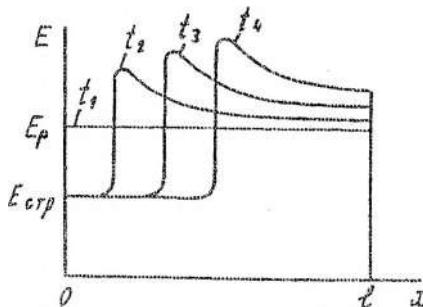


Рис. 4.9. Распределение напряженности поля вдоль разрядного промежутка в однородном поле в различные моменты времени развития разряда

электронов в последующих лавинах значительно превышает $N_{e\pi}$. В результате возникает последовательный ряд большого числа воспроизведенных путем фотоионизации электронных лавин, сдвинутых относительно друг друга в пространстве и времени, получивший название стример. При большом числе параллельно развивающихся лавин область наивысшей интенсивности ионизации проходит быстрее (до 10^6 – 10^7 м/с), чем движутся электроны по каналу стримера во встречном направлении. Диаметр ионизованной стримером области (канала) не превышает долей миллиметра. Концентрация положительных ионов в канале стримера $\sim 10^{13}$ 1/см³. После пересечения каналом стримера всего промежутка завершается стадия его электрического пробоя. Протекающий по каналу стримера ток разогревает его, что приводит к преобразованию искрового канала в электрическую дугу.

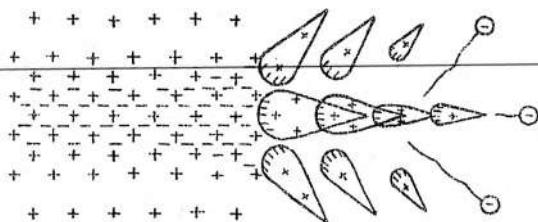


Рис. 4.10. Развитие положительного стримера

Из-за различия коэффициентов α , η_3 и α при одном и том же произведении δI число электронов в лавинах при развитии разряда в различных газах различается весьма существенно. Соответственно различается и механизм развития разряда. Так, например, для азота $\eta_3 = 0$, для воздуха при E/δ , превышающих E_n/δ (при $\alpha > \eta_3$) $\eta_3/\delta = 4$ 1/см и, наконец, для элегаза в этих же условиях $\eta_3/\delta = 800$ 1/см. По этой причине все электроны, освобождаемые вследствие фотоэффекта с катода в азоте, принимают участие в развитии разряда и эффективный квантовый выход $k_b \eta_k = 0,1$ – 1 ; в воздухе захват части освобожденных электронов приводит к уменьшению $k_b \eta_k$ до $2 \cdot 10^{-3}$ и для элегаза — до $k_b \eta_k = 10^{-5}$ – 10^{-6} . Для азота коэффициент $\alpha_0 = 2,5$ см⁻¹, для воздуха $\alpha_0 = 3,3$ см⁻¹, для элегаза $\alpha_0 \approx 6$ см⁻¹.

Критическое значение произведения δl , при котором самостоятельный разряд начинает развиваться в стримерной форме, для азота $(\delta l)_{kp} = 6,2$ см, для воздуха — 2,1 см и для элегаза — 1 см. При увеличении напряжения на разрядном промежутке сверх начального напряжения самостоятельного разряда стримерная форма разряда наблюдается и при меньших величинах δl .

При увеличении плотности газа самостоятельный разряд в стримерной форме возникает при меньших длинах промежутка. Например, если в элегазе при $\delta = 1$ разряд в стримерной форме возникнет при $l > 1$ см, то при $\delta = 4$ — уже при $l \geq 0,25$ см.

Кроме того, при повышении плотности газа увеличение поглощения фотонов в газе приводит к возрастанию роли фотоионизации в процессе воспроизводства электронных лавин. Практически при указанных выше величинах $(\delta l)_{kp}$ фотоэффект с катода уже не играет роли в воспроизведстве электронных лавин. При дальнейшем повышении плотности газа активная длина промежутка, участвующая в воспроизведстве лавин в начальной стадии формирования разряда, составляет все меньшую часть от действительной длины промежутка. При этом возрастает роль микронеоднородностей на поверхности анода. И. М. Бортником показано, что именно микронеоднородности ответственны за уменьшение разрядных напряжений по сравнению с определяемыми из условия самостоятельности разряда (4.10), не учитывавшего искажения электрического поля вблизи анода микронеоднородностями (рис. 4.11.).

Однако, как видно из рис. 4.11, при $\delta < 2$ разрядные напряжения близки к определяемым из условия самостоятельного разряда (практически при $\alpha = \eta_3$, когда $E_p = 89\delta$ кВ/см). Аналогично в воздухе при указанных ограничениях разрядная напряженность промежутков длиной в несколько сантиметров и более равна $E_p = 23,6\delta$ кВ/см.

Обработка поверхности электродов, приводящая к уменьшению размеров микронеоднородностей (шлифовка, полирование и т. п.), приводит к увеличению разрядных напряжений. Наилучший эффект достигается при покрытии поверхности электродов тонким изоляционным слоем.

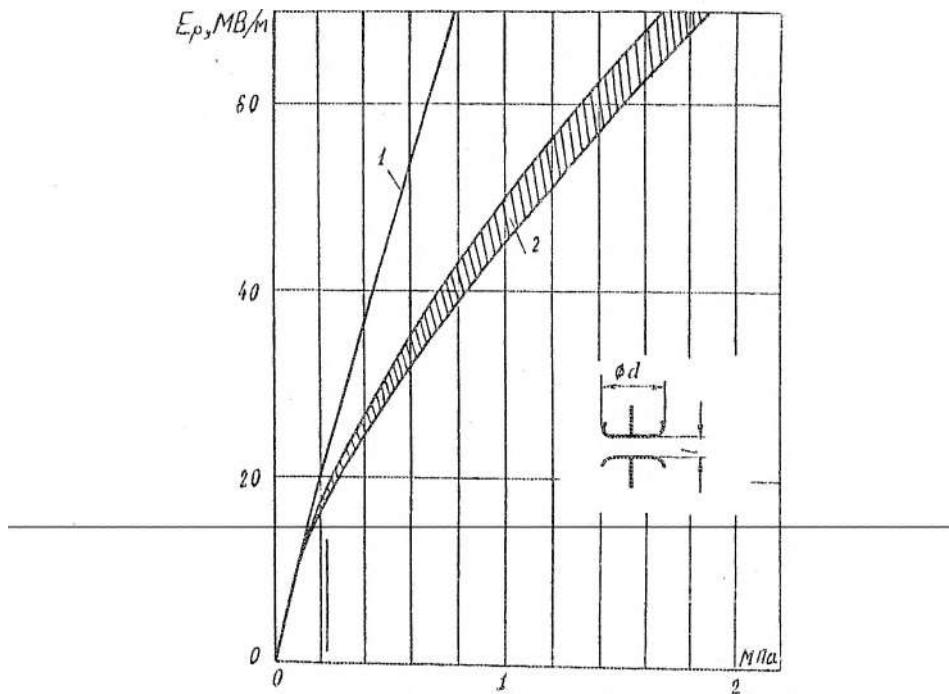


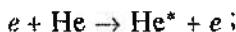
Рис. 4.11. Зависимости разрядных напряженности в элегазе от давления газа при $T = 0,1\text{--}6$ см; $d = 1,5\text{--}30$ см; 1 — расчетные; 2 — экспериментальные данные

Если изолирующий промежуток заполнен смесью двух или нескольких различных газов, анализ условия самостоятельности разряда существенно усложняется. В зависимости от рода газов, их парциальных давлений и конфигурации электрического поля электрическая прочность смеси может быть несколько выше, чем каждой ее компоненты в отдельности (например, в смеси $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ добавка азота в определенных условиях может привести к увеличению напряжения пробоя на 2–3 % по сравнению с чистым SF_6), или значительно меньше (добавка всего 0,7 % Ar к гелию снижает его электрическую прочность более чем вдвое). Большое количество факторов, определяющих свойства смеси, существенно затрудняет их изучение. К числу этих факторов

относятся как абсолютные значения энергий ионизации и возбуждения электронных уровней компонент смеси, так и их соотношения в сочетании с числом молекул каждой компоненты газа в промежутке. В ряде случаев удается достаточно точно прогнозировать свойства простых (двухкомпонентных) смесей (например, $N_2 - SF_6$), однако это всегда требует детального предварительного изучения каждой компоненты. Общий теоретический анализ электроизоляционных свойств смесей газов нередко оказывается чрезвычайно сложен.

Для смеси $N_2 - SF_6$ характерно слабое взаимное влияние компонент в процессе ионизации. Оно ограничено изменением эффективной длины свободного пробега электронов; каждая компонента ионизируется при этом практически независимо.

В смесях типа $He - Ar$ большое значение имеет фотоионизация молекул аргона при переходе молекул гелия из возбужденного состояния в нормальное с испусканием фотонов высокой энергии. Это явление носит название эффекта Пеннинга и протекает при осуществлении трех реакций



где знаком * указано возбужденное состояние атома гелия, $h\theta$ — энергия фотона, излучаемого возбужденным атомом гелия.

Форма разряда после пробоя зависит от сопротивления в цепи разряда. При большом сопротивлении, ограничивающем ток величиной порядка микроампер на 1 см^2 поверхности катода, поддерживается темный разряд. При токах порядка миллиампер на 1 см^2 пробой приводит к возникновению холодного тлеющего разряда. При больших токах местный перегрев газа протекающим током разряда приводит к возникновению термической ионизации. Продолжимость по этому пути резко увеличивается, ток сосредотачивается в узком канале, возникает электрическая дуга с температурой в стволе в несколько тысяч градусов.

Переход к дуговому разряду связан с изменением механизма передачи энергии от внешней цепи к газу. В процессе пробоя в соответствии с лавинным или стримерным механизмом передача энергии осуществляется за счет ускорения электронов электрическим полем. Энергия поля таким образом преобразуется в

энергию кинетического движения электронов и расходуется в основном на разрушение связей электронов с молекулами, образование новых свободных электронов.

При малом сопротивлении в цепи разряда электрический ток разогревает газ до тысяч градусов. Кинетическая энергия молекул при этом настолько высока, что образование большого числа свободных заряженных частиц в промежутке происходит главным образом за счет ионизации молекул при их соударении друг с другом (термическая ионизация газа). Вторым по влиянию фактором ионизации газа становится фотоионизация молекул фотонами, образующимися при переходе возбужденных молекул в нормальное состояние. Ударная ионизация молекул электронами становится третьим по влиянию механизмом ионизации.

Равновесное состояние низкотемпературной плазмы в газе с энергией ионизации молекул W_i описывается уравнением Саха

$$\frac{p}{1 - m^2} = 2,35 \cdot 10^{-5} T^{5/2} \exp\left(-\frac{W_i}{k_B T}\right), \quad (4.12)$$

где p — давление газа (или сумма парциальных давлений смеси газов), МПа; $m = n_i/n_m$ — степень ионизации газа i -го вида в смеси газов; n_i — концентрация ионизированных молекул; n_m — концентрация нейтральных молекул газа того же вида; k_B — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

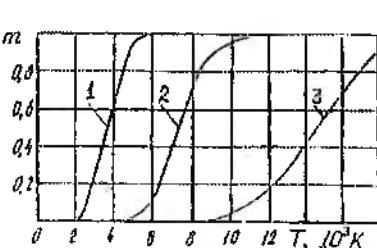


Рис. 4.12. Зависимости степени диссоциации кислорода (1), азота (2) и ионизации воздуха (3) от температуры при $p = 760$ мм. рт. ст.

При замене W_i на энергию диссоциации W_d уравнение Саха определяет степень диссоциации газа (рис. 4.12). Как видно из рис. 4.12, диссоциация молекул кислорода происходит в диапазоне температур 3000–7000 К, азота — в диапазоне 5000–11 000 К, а ионизация воздуха — в диапазоне 7000–15 000 К. Поэтому при температуре воздуха, соответствующей началу термической ионизации молекул, молекулы кислорода полностью диссоциированы. При температуре выше 15 000 К молекулы воздуха полностью ионизированы.

При замене W_i на энергию диссоциации W_d уравнение Саха определяет степень диссоциации газа (рис. 4.12). Как видно из рис. 4.12, диссоциация молекул кислорода происходит в диапазоне температур 3000–7000 К, азота — в диапазоне 5000–11 000 К, а ионизация воздуха — в диапазоне 7000–15 000 К. Поэтому при температуре воздуха, соответствующей началу термической ионизации молекул, молекулы кислорода полностью диссоциированы. При температуре выше 15 000 К молекулы воздуха полностью ионизированы.

4.3. Закон подобия для разрядных промежутков с однородным полем.

Зависимость пробивного напряжения от произведения плотности газа на длину разрядного промежутка

Используя экспериментальные зависимости рис. 4.6 в форме

$$\frac{\alpha}{\delta} = f_1\left(\frac{E}{\delta}\right) = f_1\left(\frac{U}{\delta l}\right); \quad \frac{\alpha - \eta_0}{\delta} = f_2\left(\frac{E}{\delta}\right) = f_{21}\left(\frac{U}{\delta l}\right),$$

а также зависимость $\alpha = \alpha_0 \frac{\delta}{\delta_0}$, можно переписать условие самостоительности разряда (4.10) в виде

$$\frac{\theta}{4\pi} k_b \eta_k g\left(\frac{\alpha_0}{\delta_0} \delta l\right) \frac{f_1\left(\frac{U_p}{\delta l}\right)}{f_2\left(\frac{U_p}{\delta l}\right) - \frac{\alpha_0}{\delta_0}} \exp\left[f_2\left(\frac{U_p}{\delta l}\right) - \frac{\alpha_0}{\delta_0}\right] \delta l = 1, \quad (4.13)$$

где U_p — разрядное напряжение.

Учитывая, что k_b и η_k не зависят от E/δ , можно видеть, что уравнение самостоятельного разряда представляет собой неявную функциональную зависимость между напряжением самостоятельного разряда U_p и произведением δl , (или — при постоянстве температуры — произведением pl , где p — давление газа). Эта связь является однозначной только при постоянстве угла θ , что справедливо лишь для геометрически подобных промежутков, когда длина промежутка и диаметр электродов изменяются пропорционально.

В связи с изложенным можно утверждать, что для геометрически подобных разрядных промежутков разрядное напряжение сохраняется неизменным при изменении длины промежутка l и плотности газа δ (давления газа p), если их произведение δl постоянно (постоянно произведение pl при постоянной температуре). Эта закономерность впервые была обнаружена экспериментально Пашеном (без ограничения относительно подобия

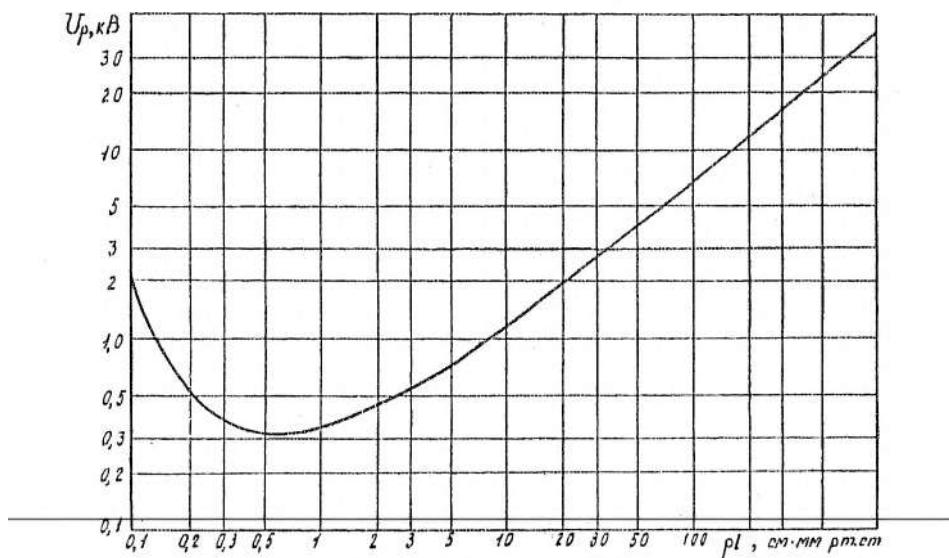


Рис. 4.13. Кривая Пашена для разрядного напряжения воздушного промежутка с однородным полем при $t = 20^\circ\text{C}$

геометрии) и названа законом подобия разряда Пашена. Отклонения от подобия геометрии разрядных промежутков приводят к заметным отклонениям от закона подобия.

Экспериментальная зависимость $U_p = f(\rho l)$ при постоянной температуре $t = 20^\circ\text{C}$ приведена на рис. 4.13. Ее характерная особенность — наличие минимума разрядного напряжения. Аналогичные зависимости характерны и для других газов. Такие зависимости называют кривыми Пашена. Причину такого расположения кривых можно понять из анализа условия самостоятельности разряда в форме (4.13).

При малом произведении δl , соответствующем минимуму разрядных напряжений, разряд возникает при весьма высоких значениях E/δ . При этом согласно рис. 4.6 $\alpha \gg \eta_3$ и $\alpha \gg \alpha$, а геометрический фактор $g = 1$. Учитывая эти соотношения из (4.13), получаем

$$\frac{\theta}{4\pi} k_B \eta_K \exp \left[\delta I f_2 \left(\frac{U_p}{\delta I} \right) \right] = 1, \quad (4.14)$$

откуда

$$\delta I f_2 \left(\frac{U_p}{\delta I} \right) = \ln \frac{4\pi}{\theta} \frac{1}{k_B \eta_K} = \text{const.} \quad (4.15)$$

Из последнего соотношения следует, что зависимость $U_p = f(\delta I)$ полностью определяется характером зависимости $(\alpha - \eta_s)/\delta = f_2(U_p/\delta I)$. Если бы $f_2(U_p/\delta I)$ изменялась пропорционально $U_p/\delta I$, разрядное напряжение не зависело бы от произведения δI . Действительно, подставляя $f_2 \left(\frac{U_p}{\delta I} \right) = A \frac{U_p}{\delta I}$ в уравнение (4.15), получаем

$$\delta I A \frac{U_p}{\delta I} = \text{const}; \quad U_p = \text{const}.$$

Такое соотношение соответствует экстремальной точке на кривой Пащена при $E/p = 372$ В/см·мм рт.ст.

Согласно изложенному, при уменьшении произведения δI (или pI при $T = \text{const}$) ниже величины, соответствующей минимальному U_p для каждого газа, должен наблюдаться беспрерывный рост напряжения. В действительности этот рост ограничен явлением вакуумного пробоя, так как при увеличении напряженности поля на катоде начинается интенсивная автоэлектронная эмиссия. Существенную роль в ограничении роста разрядных напряжений играет так называемый эффект полного напряжения. Пробегая без столкновения большие расстояния, электроны приобретают такую большую энергию, что при их резком торможении у поверхности анода образуются фотоны с большой энергией, вероятность освобождения которыми электронов с поверхности катода весьма велика.

При больших произведениях δI также наблюдаются отклонения от кривой Пащена в меньшую сторону вследствие увели-

чения влияния состояния поверхности электродов на развитие разряда (в частности, влиянием микронеоднородностей, приводящим к локальным резким повышениям напряженности поля). Тщательной обработкой поверхности электродов (полировка, очистка), а также очисткой газа от взвешенных частиц удается добиться заметного повышения разрядных напряжений.

4.4. Электрическая прочность газовой изоляции в неоднородных полях

Условия возникновения самостоятельного разряда в неоднородных полях такие же, как и в однородных полях. Однако в зависимости от степени неоднородности поля имеются некоторые особенности формирования разряда.

Слабонеоднородными называют поля разрядных промежутков в том случае, если при начальном напряжении самостоятельного разряда на всей длине промежутка вдоль линии максимальной напряженности $\alpha - \eta_3 \geq 0$. В этом случае возникшая у поверхности катода лавина электронов достигает анода.

Если при начальном напряжении самостоятельного разряда на какой-либо части разрядного промежутка вдоль линии максимальной напряженности $\alpha - \eta_3 < 0$ ионизационные процессы вблизи катода и анода развиваются изолированно, то поля таких промежутков относят к сильно-неоднородным.

Все изложенное в разд. 4.2 о развитии разряда в однородных полях справедливо и для промежутков со слабонеоднородными полями. Однако в этом случае из-за изменения напряженности поля от катода к аноду в качестве характеристики электрической прочности используют значение максимальной напряженности (на одном из электродов) при начальном напряжении самостоятельного разряда, которую называют начальной (или разрядной) напряженностью. Она превышает разрядную напряженность в однородном поле и тем больше, чем больше степень неоднородности поля $k_n = E_{\max}/E_{cr}$, где $E_{cr} = U/I$.

Для воздуха

$$E_n = 23,6 m_n \delta \left[1 + \frac{a_n}{\delta^{0,3} r_0^{0,38}} \right] \text{ кВ/см}, \quad (4.16)$$

где m_n — коэффициент негладкости, зависящий от плотности воздуха; a_n — коэффициент, зависящий от конфигурации электрического поля: для сферических поверхностей $a_n = 0,76$, для цилиндрических $a_n = 0,62$; r_0 — радиус кривизны поверхности, см.

Для элегаза

$$E_n = 89 m_n \delta \left[1 + \frac{a_n}{\sqrt{\delta r_0}} \right] \text{ кВ/см.} \quad (4.17)$$

Для сферических поверхностей $a_n = 0,19$, для цилиндрических — $a_n = 0,14$.

По данным В. Моша и В. Хаушильда, для цилиндрических поверхностей в элегазе зависимость m_n от качества обработки поверхности и от плотности газа может быть представлена формулой

$$m_n = m_{n1} \delta^{z-1}, \quad (4.18)$$

где m_{n1} — значение коэффициента негладкости при $\delta = 1$. Значения m_{n1} и z приведены ниже:

Обработка электродов	m_{n1}	z
Обтирка	0,80	0,79
Пескоструйная обработка	0,88	0,85
Шлифование	0,91	0,89
Полировка	0,94	0,96

В сильнонеоднородных полях при начальном напряжении самостоятельного разряда не происходит пробой разрядных промежутков.

На рис. 4.14 кривая t_i показывает распределение напряженности поля в разрядном промежутке в начальный момент времени при подаче высокого напряжения. Поскольку для возникновения ионизационных процессов ($\alpha - \eta_s \geq 0$) необходима напряженность E_n , область ионизации ограничена расстоянием Δ_n от поверхности электрода. Разряд при этом приобретает форму слабого свечения вблизи поверхности проводника, сопровождается потрескиванием и возникновением захвата свежести (окислов азота). Такая форма разряда, ограниченного областью вблизи одного электрода, называется коронным разрядом. В зависимости от знака и длительности приложенного напряжения, рода и

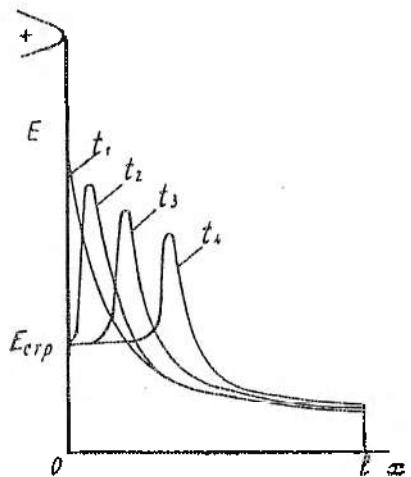


Рис. 4.14. Распределение напряженности поля в разрядном промежутке с сильнонеоднородным полем в различные моменты времени развития стримера

напряженности ниже E_n во всем промежутке (положительная корона). По мере перемещения ионов под действием электрического поля условия самостоятельности разряда восстанавливаются и процесс повторяется.

При отрицательном потенциале на коронирующем электроде остающиеся в зоне $x \leq \Delta_n$ положительные ионы усиливают напряженность поля в тонком слое газа вблизи поверхности и ослабляют ее на границе зоны ионизации. Свечение сосредоточено вблизи поверхности, имеет хорошо заметную границу.

При положительном потенциале (см. рис. 4.14) положительные ионы ослабляют поле в зоне ионизации и усиливают его при $x > \Delta_n$. Границы светящейся области делаются размытыми, нечеткими. При достаточно высокой напряженности исходного поля увеличение длины лавин при этом может оказаться более действенным, чем снижение эффективного коэффициента ударной ионизации $\alpha - \eta$, число электронов в лавине возрастает и формируются условия для образования стримера. Распространение стримера в глубь разрядного промежутка затормаживается

давления газа, а также степени неоднородности поля коронный разряд существенно меняет свои характеристики.

Характерной особенностью коронного разряда на начальных стадиях его развития (при напряженности, близкой к E_n) является его импульсный характер. После прохождения в промежутке одной или нескольких начальных лавин в газе остаются ионы различного знака, искажающие исходное распределение электрического поля. Условия самостоятельности разряда при этом могут быть нарушены либо из-за сокращения размеров зоны ионизации (отрицательная корона), либо из-за снижения напря-

из-за уменьшения напряженности поля (рис. 4.14). При увеличении напряжения на разрядном промежутке длина стримеров увеличивается практически пропорционально напряжению до тех пор, пока стримеры не достигают второго электрода. При этом, как и в слабонеоднородных полях, канал стримера разогревается потоком электронов, что приводит к возникновению дугового разряда.

Условие перехода от лавинной формы коронного разряда к стримерной остается таким, как описано в разд. 4.2, однако при определении числа электронов в лавине следует пользоваться в данном случае выражением (4.2), а не (4.1).

Коронный разряд в электрических аппаратах, как правило, недопустим. Стремерная корона на поверхности аппаратов наружного исполнения, связанная с возникновением импульсов тока амплитудой до 0,1 А и длительностью в сотни микросекунд, приводит к возникновению радиопомех. В герметизированных элегазовых аппаратах распад молекул SF_6 в коронном разряде приводит к образованию химически активных ионов фтора, что влечет за собой порчу твердой изоляции и образование токсичных химических соединений типа CF_4 , SO_2F_2 , SOF_2 .

В атмосферном воздухе среднее падение напряжения в канале стримера, развивающегося с положительного электрода, составляет около 5 кВ/см. Поэтому пробой воздушного промежутка в стримерной форме может происходить при средней напряженности поля $E_{cp} \geq 5$ кВ/см.

В элегазе при $\delta = 1$ $E_{cp} = 50$ кВ/см (по данным И.М. Бортника), что определяет минимальное значение средней разрядной напряженности при стримерной форме пробоя ($E_{cp} \geq 50$ кВ/см). При увеличении плотности газа падение напряжения в канале стримера увеличивается практически пропорционально δ . Соответственно увеличивается и разрядное напряжение.

Однако наблюдается и другой механизм пробоя. Часть канала стримера может быть разогрета потоком электронов, содержащихся в стримере. Для этого число электронов в канале стримера должно быть достаточно велико (около 10^{13}), что соответствует заряду 1,6 мККл. В этом случае в разогретой части канала стримера начинается термическая ионизация, плотность заряженных частиц в ней быстро увеличивается, поддерживая

непрерывный поток электронов. Смещение электронов в сторону анода приводит к образованию у границы термоионизованной области избыточного положительного заряда и, следовательно, к росту напряженности поля до тех пор, пока не начинается развитие от границы термоионизированной области нового стримера. Процесс развития искрового канала продолжается таким образом до тех пор, пока последовательно развивающиеся стримеры не достигают второго электрода, после чего устанавливается сквозной поток электронов через разрядный промежуток.

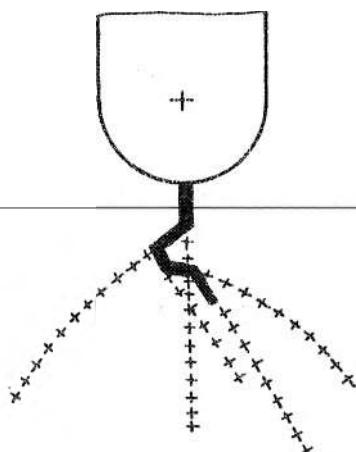


Рис. 4.15. Схема развития искрового канала

порядок и более), разряд в лидерной форме может развиваться при напряжении, недостаточном для стримерного пробоя (рис. 4.16).

Переход от стримерного механизма пробоя к лидерному происходит в воздухе при атмосферном давлении при длине промежутков 2–3 м. Смена формы разряда приводит к снижению средних разрядных напряженностей, т. е. к уменьшению скорости роста разрядных напряжений с увеличением длины промежутка. Так, средняя разрядная напряженность промежутка экран–земля в воздухе составляет приблизительно 500 кВ/м

Развивающийся искровой канал в этих условиях получил название лидера. Лидер представляет собой *последовательный ряд большого числа стримеров, сдвинутых друг относительно друга в пространстве и во времени*. За счет частичного разогрева каналов стримеров потоком электронов образуется постепенно удаляющийся канал лидера и окружающий его объемный заряд, полярность которого совпадает со знаком заряда на электроде (рис. 4.15). Поскольку из-за высокой температуры и связанной с разогревом газа высокой проводимости падение напряжения в канале лидера значительно меньше, чем в канале стримера (на

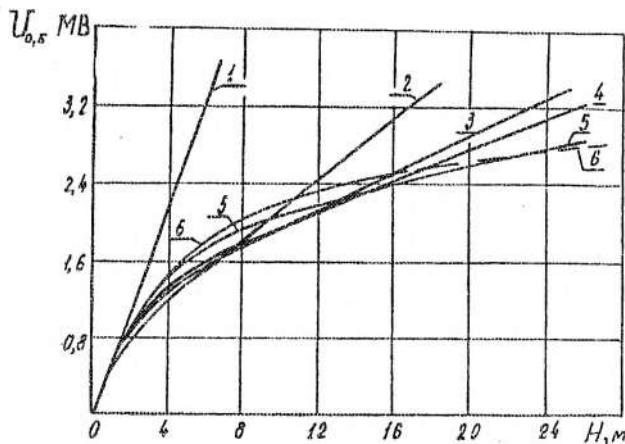


Рис. 4.16. Зависимости 50%-ных разрядных напряжений воздушных промежутков между тороидальным экраном диаметром 2–4 м и землей от длины промежутков l при различной длительности импульсов напряжения.

1 — 1,2/50 мкс; 2 — 160/1560 мкс; 3 — 250/2520 мкс;
4 — 520/2510 мкс, 5 — 980/4570 мкс; 6 — 3000/5500 мкс

при длине промежутка 1 м и лишь 200 кВ/м при длине промежутка 10 м.

Описанный процесс развития лидера и значения разрядных напряженностей соответствуют положительной полярности напряжения на высоковольтном электроде. Особенностью лидерного разряда при отрицательной полярности напряжения является значительно большая средняя разрядная напряженность 750–800 кВ/м. Общим условием развития пробоя в лидерной форме является образование стримерной зоны критической длины, зависящей от вида и плотности газа. Для атмосферного воздуха критическая длина стримерной зоны составляет около 1 м. При увеличении плотности воздуха она быстро уменьшается. В элегазе критическая длина стримерной зоны значительно меньше. Уже при $\delta = 0,1$ она составляет всего около 0,1 м (по данным И.М. Бортника). Соответственно при $\delta = 1$ она значительно меньше.

Несимметрия электрического поля изоляционных конструкций на расстояниях от высоковольтных электродов, соот-

всегда имеющихся длине стримерной зоны, приводит к различию стримерной зоны вблизи различных точек поверхности электрода: наибольшая ее длина соответствует поверхности высоковольтного электрода, обращенной в сторону земли, или второго электрода с зарядом противоположного знака. Применение электродов, вся поверхность которых удовлетворяет условию равенства длины стримерной зоны, позволяет существенно увеличить критический заряд, соответствующий 50%-ному разрядному напряжению, при относительно небольшом увеличении эквивалентной емкости. Это приводит к значительному увеличению разрядных напряжений.

Если рядом с положительно заряженным высоковольтным электродом (который условно обозначим индексом 1) имеется другой электрод (условно 2), заземленный или как-либо заряженный, условия развития лидерного разряда изменяются из-за изменения заряда на высоковольтном электроде. Действительно, исходя из системы потенциальных уравнений

$$U_1 = \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2; \\ U_2 = \alpha_{21} q_1 + \alpha_{22} q_2; \quad (4.19)$$

при исключении заряда q_2 на соседнем электроде получаем

$$U_1 = \alpha_{11} \left(1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11} \alpha_{22}} \right) q_1 + \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}} U_2, \quad (4.20)$$

где α_{11} , α_{22} и α_{12} — собственные и взаимный потенциальный коэффициенты. Подставляя в качестве q_1 критическую величину заряда на первом электроде (соответствующую образованию стримерной зоны критической длины, при которой происходит образование лидера), получаем выражение для 50%-ного разрядного напряжения относительно земли

$$U_{0,5;1} = \alpha_{11} \left(1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11} \alpha_{22}} \right) q_{kp} + \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}} U_2 \quad (4.21)$$

и 50 %-ное разрядное напряжение между электродами

$$U_{0,5;1-2} = U_{0,5;1} - U_2 = \alpha_{11} \left(1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11} \alpha_{22}} \right) q_{kp} - U_2 \left(1 - \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}} \right). \quad (4.22)$$

Как следует из формулы (4.21), 50%-ное разрядное напряжение относительно земли при противоположной полярности напряжений U_1 и U_2 уменьшается при увеличении абсолютной величины U_2 . Однако, из-за малости величины $\alpha_{12} / \alpha_{22} \approx 0.1 - 0.2$ напряжение $U_{0,5;1}$ изменяется значительно меньше, чем U_2 . Физически это означает, что напряжение на соседнем электроде мало влияет на величину заряда на электроде I , определяющего условия развития лидерного пробоя. Поэтому разрядное напряжение между электродами $U_{0,5;1-2}$ существенно увеличивается при увеличении U_2 (рис. 4.17). Это замечательное свойство междудфазовой изоляции (рост разрядного напряжения при увеличении напряжения противоположной полярности на соседнем электроде) проявляется только в том случае, когда разряд развивается в лидерной форме. При развитии разряда в стримерной форме формулы (4.21), (4.22) не могут быть использованы для вычисления разрядных напряжений. В этом случае $U_{0,5;1-2}$ не зависит от напряжения U_2 , а $U_{0,5;1-2}$ уменьшается ровно настолько, насколько увеличивается U_2 , так как условия развития стримеров полностью определяются средней разрядной напряженностью в промежутке. Длина промежутка между электродами l_{kp} , разграничающая область стримерного и лидерного пробоя, зависит от расстояния до земли H_3 и от отношения напряжений U_2/U_1 (рис. 4.18). Чем больше отношение U_2/U_1 , тем больше величина l_{kp} .

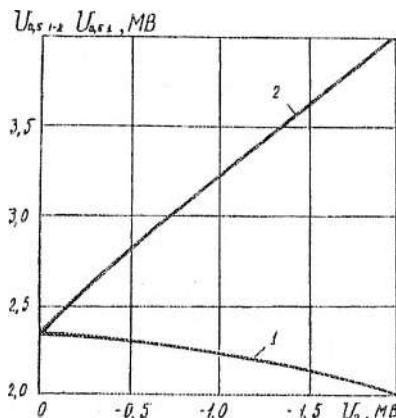


Рис. 4.17. Зависимости от напряжения на соседнем экране 50%-ных разрядных напряжений системы экран—экран—земля относительно земли $U_{0,5;1-2}$ (1) и между экранами $U_{0,5;1-2}$ (2) при расстоянии между экранами $l = 10$ м и высоте экранов над землей 15 м

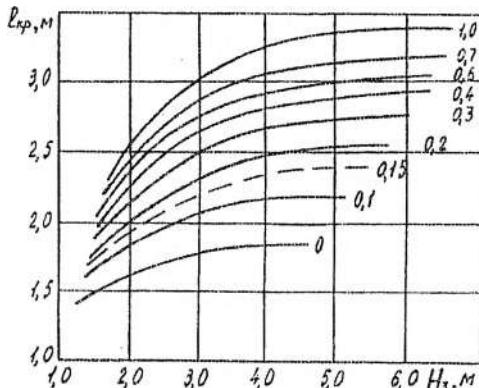


Рис. 4.18. Зависимости критического расстояния между экранами от высоты над землей при различных отношениях U_2/U_1

U_n, U_p, kV

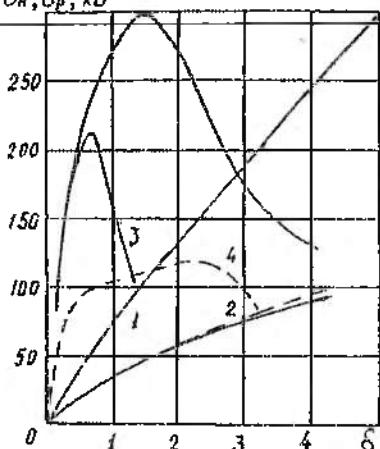


Рис. 4.19. Зависимости от относительной плотности газа начального напряжения самостоятельного разряда (1,2) и пробивного напряжения (3,4) в элегазе (1,3) и в воздухе (2,4) при положительной полярности напряжения и длине промежутка (шар диаметром 1 см — плоскость) $I = 10 \text{ см}$

Переход от стримерной
Формы развития разряда к лидерной определяет характерную особенность зависимости пробивного напряжения от плотности газа в сильноненеоднородных полях (рис. 4.19). Рост пробивных напряжений происходит лишь до определенных значений плотности газа, зависящих от размера электрода с меньшим радиусом кривизны, длины разрядного промежутка и вида газа. При дальнейшем увеличении плотности газа пробивное напряжение уменьшается, достигая начального напряжения самостоятельного разряда (рис. 4.19). Такой характер зависимости определяется увеличением числа электронов в начальных лавинах самостоятельного разряда при увеличении плотности газа

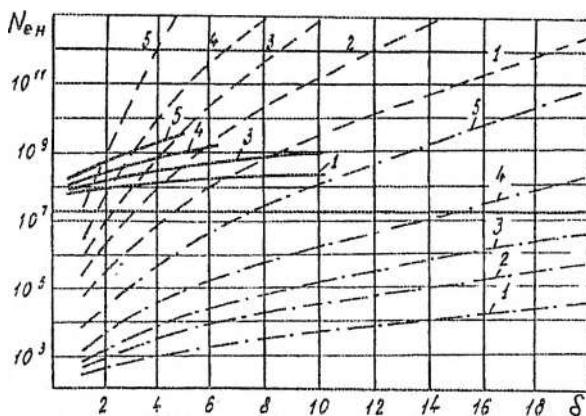


Рис. 4.20. Зависимости числа электронов в начальных лавинах самостоятельного разряда с цилиндрического электрода от относительной плотности газа при различных радиусах цилиндров:
 1 см (1); 2 см (2); 3 см (3); 5 см (4); 10 см (5).
 Элегаз (—); воздух (---); азот (-·-·)

(рис. 4.20). При $\delta < \delta_{kp}$ стримеры возникают при напряжении на разрядном промежутке $U_{стр} \gg U_n$. Для пробоя промежутка необходимо дальнейшее повышение напряжения, чтобы стримеры достигли второго электрода. Поэтому пробивное напряжение $U_p \gg U_n$. При увеличении δ сверх δ_{kp} (табл. 4.2) уже при начальном напряжении самостоятельного разряда число электронов в лавинах значительно превышает минимальное, необходимое для образования стримера ($1,5 \cdot 10^7$). Поэтому возникающие при $U = U_n$ стримеры пересекают значительную часть промежутка, что приводит к уменьшению отношения U_p / U_n . Наконец, при некоторой плотности газа число электронов, содержащихся в стримерах, развивающихся при $U = U_n$, настолько велико ($\approx 10^{13}$), что достаточно для образования лидера.

Поэтому при дальнейшем увеличении δ пробивное напряжение совпадает с начальным напряжением самостоятельного разряда. Меньшая величина δ_{kp} в элегазе приводит к более раннему

слиянию кривых пробивного и начального напряжения короны в элегазе, чем в воздухе (рис. 4.20). С другой стороны, в азоте это слияние происходит при чрезвычайно больших величинах δ , на порядок превышающих соответствующие величины δ для воздуха.

Таблица 4.2

Радиус r_0 , см	Относительная плотность δ_{kp}		
	азота	воздуха	элегаза
1	70–75	4,5	<1
2	35	2,9	<1
3	25	2,1	<1
5	15	1,55	<1
10	7,2	1,05	<1

Таким образом, при плотностях газов $\delta < \delta_{kp}$ (см. табл. 4.2) необходимо не допускать образования сильнонеоднородных полей в изоляционных конструкциях электрических аппаратов. Для изоляционных конструкций в элегазе сильнонеоднородные поля не следует допускать уже при $\delta = 1$.

В заключение рассмотрим процесс развития пробоя в разрядном промежутке. Электрический ток, проходящий в канале разряда, разогревает его и приводит к снижению его сопротивления до единиц и долей Ом/см. Ток при этом возрастает до значений, ограниченных сопротивлением источника высокого напряжения. Если сопротивление источника достаточно мало, образуется устойчивая электрическая дуга.

При переменном напряжении во время перехода тока дуги через нуль происходит остывание газа и его deinизации. При этом длительность процессов рекомбинации ионов и захвата свободных электронов составляет несколько микросекунд, в то время как длительность существования сильноразогретого канала дуги значительно больше и в зависимости от запасенной тепловой энергии может достигать нескольких миллисекунд.

Если из-за высокого внутреннего сопротивления источника питания условия длительного существования дуги не выполняются, процесс носит импульсный характер. В этом случае говорят об искровом разряде в промежутке. Канал разряда и в этом случае разогревается до тысяч градусов, однако ввиду падения напряжения на внутреннем сопротивлении источника не получает достаточной мощности для длительного существования и гаснет. Диаметр искрового канала в воздушной изоляции аппаратов составляет 0,01–0,1 мм. Из-за малой массы разогретого газа запасенная тепловая энергия мала, процесс остывания канала занимает время 0,01–0,1 мс. Восстановление электрической прочности, однако, при этом замедлено тем, что при развитии импульсного искрового разряда возникает акустическая волна, образующаяся в газе области пониженного давления. Эксперименты показывают, что и в этом случае полное восстановление электрической прочности промежутка в воздухе при атмосферном давлении занимает значительное время.

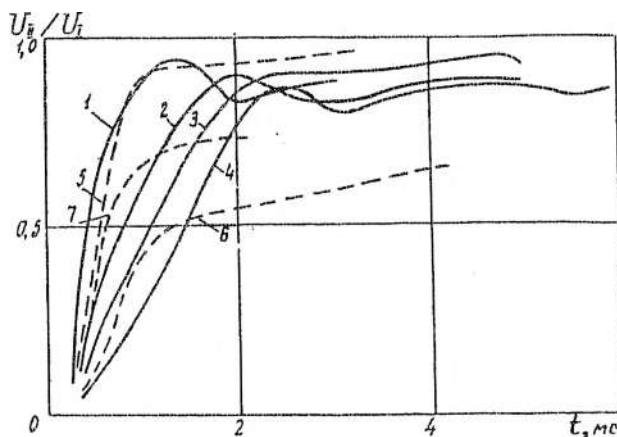


Рис. 4.21. Восстанавливающаяся электрическая прочность воздуха и элегаза. U_1 — напряжение первого пробоя импульсом коммутационных перенапряжений; U_n — уровень повторного пробоя линейно нарастающим напряжением

На рис. 4.21 показано, как меняется прочность промежутков в воздухе и элегазе после пробоя. Восстанавливающаяся электрическая прочность отнесена к напряжению первого пробоя промежутка:

Номер кривой	Длина промежутка, мм	Удельная энергия, Дж/см	Полярность	Род газа
1	100	0,33	+	Воздух
2	100	1,3	+	— « —
3	100	2,3	+	— « —
4	100	2,98	+	— « —
5	250	0,5	+	— « —
6	55	0,75	—	— « —
7	12	3,1	—	Элегаз

Видно, что скорость восстановления электрической прочности зависит от энергии, внедренной в канал разряда при первом пробое. При положительной полярности импульса и энергии 2,98 Дж/см за время 2 мс после первого пробоя напряжение пробоя воздушного промежутка восстанавливается лишь на 75 % (кривая 4). Весь процесс восстановления электрической прочности воздушного промежутка до уровня 0,9 от напряжения первого пробоя занимает время от 1 до 10 мс, причем на завершающих его стадиях хорошо заметны колебания с частотой 400—500 Гц, связанные с распространением акустической ударной волны. При отрицательной полярности (кривая 6) скорость восстановления значительно ниже, за время 4 мс прочность достигает не более 0,65 первоначального значения. Это связано с наличием в промежутке после пробоя большого числа отрицательных ионов, являющихся дополнительным источником свободных электронов. Сказанное относится также к элегазу (кривая 7), хотя на начальных стадиях процесса (первые 2 мс) скорость восстановления электрической прочности выше, чем в воздухе при аналогичной вложенной удельной энергии.

4.5. Разряд в вакууме

Вакуум — идеальная изоляционная среда, так как вероятность ионизации молекул газа путем соударений с ними элек-

ронов чрезвычайно мала. Однако опыт показывает, что при достаточно большой напряженности электрического поля $E = 10^5 - 10^6$ В/см даже в самом совершенном техническом вакууме появляется электрический ток, который быстро возрастает при дальнейшем увеличении напряженности поля вплоть до пробоя.

Характерной особенностью разряда в вакууме является возможность пролета частиц вдоль всего разрядного промежутка без соударения с молекулами газа. Обладая электрическим зарядом q , во время пролета промежутка с разностью потенциалов между электродами U такая частица приобретает энергию $W = qU$. При этом частица (электрон, пылинка, часть поверхностного слоя металла, зерно полировочного материала, застрявшее в поверхности, и т. д.) легко набирает энергию, значительно превышающую энергию выхода электрона из металла. Это создает условия для многократного усиления различных по своей физической природе явлений, связанных с отделением указанных частиц от поверхности электродов и обладающих, как правило, явно выраженной случайной природой. Этим объясняются как большие расхождения в экспериментальных данных различных авторов (например, при промежутке 1 мм между стальными электродами измеряемое напряжение пробоя колеблется от 32 до 122 кВ), так и проявление целого ряда свойств вакуумных промежутков, связанных с качеством поверхности электродов (влияние качества обработки поверхности, степени очистки от адсорбированных газов и пленки масла, влияние материала электродов, эффект тренировки и многие другие).

При весьма малых расстояниях между электродами (доли миллиметра) разряд в вакууме происходит вследствие автоэлектронной эмиссии с поверхности катода. Разогревание поверхности электродов вследствие прохождения тока автоэлектронной эмиссии приводит к их испарению, в результате чего происходит пробой изоляционного промежутка в парах металла.

При увеличении длины разрядного промежутка разрядная напряженность быстро уменьшается (рис. 4.22) вследствие так называемого эффекта полного напряжения. Накапливая энергию, измеряемую десятками килоэлектронвольт, электроны при торможении у поверхности анода излучают фотоны с большой

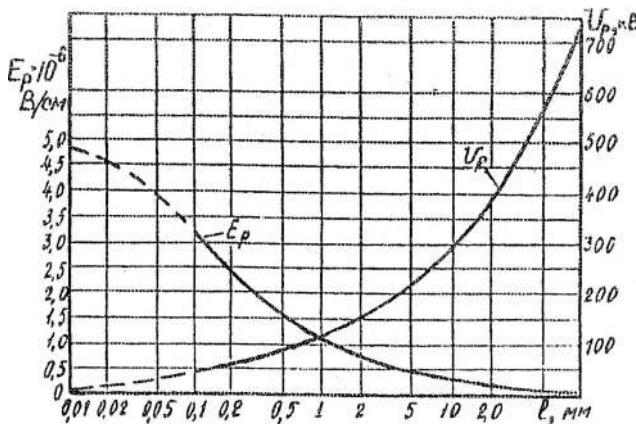


Рис. 4.22. Зависимость разрядного напряжения и средней разрядной напряженности промежутка сфера—плоскость в вакууме от расстояния между сферой и плоскостью. Электроды из нержавеющей стали

энергией. Эти фотоны, достигая катода, освобождают новые электроны. В результате число участвующих в разряде электронов быстро увеличивается, что в итоге приводит к образованию искры.

Кроме того, экспериментально доказана возможность инициирования пробоя вакуумного промежутка в результате отрыва от поверхности электродов частиц металла с диаметром от долей микрометра до сотен микрометров электростатическими силами. Причиной этого может являться неоднородность структуры металла электродов, наличие микровыступов, а также их образование в течение длительного времени в результате перестройки поверхности под действием электрического поля. Бомбардировка электродов макроскопическими частицами, несущими заряд, многократно превышающим заряд одного электрона и поэтому обладающими значительно большей энергией, приводит к взрывообразному выделению этой энергии и кратковременному образованию сильноизаряженной атмосферы паров металла с последующим развитием разряда в ней.

При $p < 0,01$ Па разрядные напряжения практически не зависят от давления газа. При $p > 0,1 - 1$ Па разрядные напряжения быстро уменьшаются (рис. 4.23), причем пороговое давление быст-

ро уменьшается при увеличении длины разрядного промежутка l ($l - l = 2$ мм; $2 - l = 3$ мм; однородное поле; электроды из бескислородной меди). При повторных пробоях вакуумного промежутка разрядное напряжение возрастает вследствие так называемого эффекта тренировки электродов так же, как и для сжатых газов. Рост разрядных напряжений происходит до 10—100 разрядов.

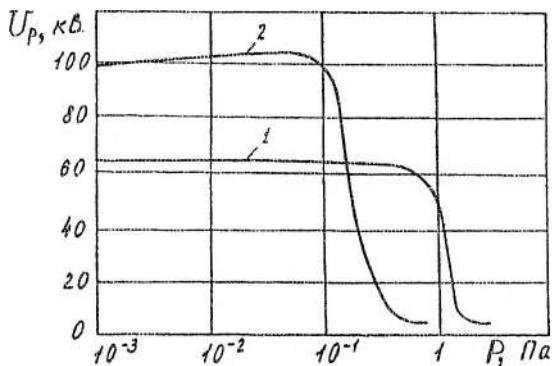


Рис. 4.23. Зависимости разрядных напряжений от давления газа для промежутка с однородным полем длиной $l = 2$ мм (кривая 1) и $l = 3$ мм (кривая 2)

Тепловым и электродинамическим действием импульсной электрической дуги искрового разряда уничтожаются так называемые слабые места на поверхности электродов, представляющие собой микровыступы, пятна окислов с пониженной работой выхода электронов, участки с нарушенной кристаллической структурой металла и т. д. Происходит десорбция (освобождение) с поверхности молекул газов, оставшихся после вакуумирования промежутка. В зависимости от степени снижения напряжения первого и последующих пробоев за счет некачественной предварительной обработки электродов эффект тренировки может привести к значительному (до двухкратного) увеличению электрической прочности. Эффект тренировки проявляется в большей степени на электродах большей площади, вероятность появления слабых мест на поверхности которых выше. При этом достигаемая разрядная напряженность пробоя снижается линейно в функции логарифма площади электродов.

Кроме электроискровой тренировки применяются такие методы предварительной обработки электродов, как длительное прохождение небольшого предразрядного тока, а также нагрев в вакууме до высокой температуры. Следует отметить, что в зависимости от параметров режима предварительной обработки (энергии, выделяемой в искровом разряде, предразрядного тока и т. п.) может произойти снижение напряжения пробоя (декондиционирование промежутка) — например, в устройствах с большой внутренней емкостью, когда первый пробой приводит к чрезмерному разрушению поверхности электродов.

Материал электродов существенно влияет на разрядные напряжения промежутков в вакууме. По степени снижения разрядных напряжений материалы можно расположить в такой последовательности: вольфрам, молибден, tantal, нержавеющая сталь, железо, никель, алюминий, медь, свинец, углерод. Разрядные напряжения вакуумного промежутка длиной 1 мм с тренированными электродами при электродах из нержавеющей стали в три раза больше, чем при алюминиевых или медных электродах.

Физическая природа влияния материала электродов на разрядные напряжения определяется такими свойствами, как механическая прочность, пластичность, способность к образованию оксидных пленок, упорядоченность структуры и адсорбционная способность. Например, алюминий в ряде случаев оказывается совершенно непригоден как материал для изготовления каких-либо элементов вакуумных камер (не только электродов), так как большое количество адсорбированных молекул газа не позволяет получить вакуум достаточного уровня.

Высокая электрическая прочность вакуума позволяет использовать весьма малые изоляционные расстояния в вакуумных аппаратах (например, выключателях). Однако в вакуумных изоляционных конструкциях разряд часто вызывается такими побочными явлениями, как перекрытие вдоль стенок сосуда, нарушение вакуума в результате отрыва от стенок сосуда частиц газа. При этом средние разрядные напряженности вдоль стенок изоляционного сосуда (например, фарфорового) длиной 20—25 мм составляют 2—10 кВ/мм. Поэтому для устранения поверхностных перекрытий размеры сосуда обычно делаются значительно большими, чем расстояние между электродами.

4.6. Разряд в газах вдоль поверхности твердой изоляции

Для многих изоляционных конструкций электрических аппаратов характерно сочетание твердого диэлектрика и газовой изоляции. Наличие твердого диэлектрика, диэлектрическая проницаемость которого много больше диэлектрической проницаемости газа, при нерациональной конструкции может привести к существенному изменению картины электрического поля между электродами, увеличению напряженности в газе вблизи поверхности твердого диэлектрика и в его толще. Следствием этого является резкое снижение электрической прочности конструкции в целом. Так, в случае сильнонеоднородного поля для системы электродов, подобной показанной на рис. 4.24 (когда толщина твердого диэлектрика значительно меньше, чем расстояние между верхними электродами), при кратковременных воздействиях быстро нарастающего напряжения перекрытие вдоль поверхности твердого диэлектрика может развиваться при очень малых средних значениях разрядной напряженности (определенной как отношение напряжения перекрытия к расстоянию между верхними электродами) по сравнению с чисто газовыми промежутками с сильнонеоднородным полем.

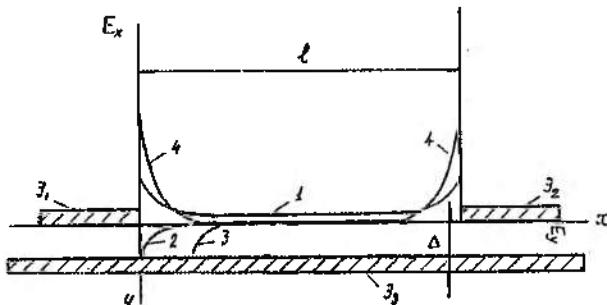


Рис. 4.24. Распределение напряженности поля вдоль поверхности диэлектрика (E_z) и в его толще (E_y)

Большая напряженность электрического поля вблизи верхних электродов (см. рис. 4.24) приводит к тому, что при сравнительно малых напряжениях начинается коронный разряд вблизи электродов. При дальнейшем повышении напряжения начина-

ется развитие стримеров, как и в чисто газовых промежутках. Канал стримера отделен от поверхности твердого диэлектрика слоем газа, поскольку влияющиеся в стример лавины электронов образуются вследствие фотоионизации молекул газа и развиваются в нем.

Отличие разряда вдоль поверхности от свободно развивающегося заключается в значительно меньшем расстоянии между каналом стримера и вторым электродом или, что то же, в значительно большей емкости канала стримера относительно второго электрода. В ходе формирования стримера сильная емкостная связь обеспечивает прохождение значительно большего тока и приводит к более интенсивному разогреву стримера. Разогрев канала стримера, при котором начинается термическая ионизация, происходит при очень малой длине стримера. Так, в воздухе с относительной плотностью $\delta = 1$ и толщиной твердого диэлектрика в несколько миллиметров при длине стримеров 5–10 см образуется лидерный канал. Характерно, что такие явления развиваются при быстроменяющемся напряжении (переменное напряжение, импульсы с большой крутизной). При медленном нарастании напряжения на поверхности твердого диэлектрика оседает объемный заряд, образовавшийся в результате развития стримера. Этот заряд на поверхности твердого диэлектрика ослабляет поле вблизи электродов, что приводит к затуханию разряда.

Развитие стримерного и лидерного разрядов вдоль поверхности твердых диэлектриков на небольшом расстоянии от них определило название этого вида разряда — *скользящий разряд*. Следует особо подчеркнуть, что поверхность твердого диэлектрика не участвует в ионизационных процессах развития скользящего разряда, о чем свидетельствует отсутствие линий твердого диэлектрика в спектре излучения скользящего разряда. Спектрографические данные свидетельствуют о существенном повышении температуры в канале стримера (до 2200 К) и в канале лидера (до 6500 К). Средняя скорость продвижения канала лидера составляет $10^4 - 10^5$ м/с, как и при свободном развитии канала лидера в воздухе.

При возникновении хорошо ионизованных каналов разряда вдоль поверхности твердого диэлектрика резко снижается напряжение перекрытия, причем характерно, что зависимость

напряжения перекрытия от расстояния между электродами / резко нелинейна. Напряжение перекрытия может быть оценено по эмпирическим формулам вида

$$U_p = k \left(\frac{\Delta}{\epsilon} \right)^{0.4} l^{0.2}, \quad (4.23)$$

где Δ — толщина твердого диэлектрика; ϵ — его диэлектрическая проницаемость; l — расстояние между электродами; k — коэффициент, зависящий от скорости нарастания напряжения и картины поля (наличие или отсутствие нижнего электрода, см. рис. 4.24).

Увеличение поверхностной проводимости твердого диэлектрика приводит к выравниванию распределения напряженности поля по поверхности диэлектрика. Соответственно снижается напряженность поля вблизи электрода и повышаются начальное напряжение короны и напряжение появления стримеров, т. е. начальное напряжение скользящего разряда. Поэтому применение полупроводящих покрытий твердого диэлектрика, уменьшающих напряженность поля у электролов, в ряде случаев может оказаться достаточно эффективным.

Появление скользящего разряда в изоляционных конструкциях электрических аппаратов крайне нежелательно. Так, при рабочем напряжении промышленной частоты, когда скользящие разряды (не достигающие противоположного электрода) возникают при каждом полупериоде, на твердый диэлектрик неблагоприятно воздействует излучение разряда, а также химически активные продукты разряда, образующиеся в результате ионизационных процессов в газе (озон и окислы азота в воздухе, фториды в элегазе), что приводит к старению и разрушению диэлектриков.

Поэтому при конструировании изоляционных элементов аппаратов следует принимать меры к выравниванию электрического поля и снижению напряженности поля как в твердом диэлектрике, так и на границе раздела двух диэлектриков. При этом основное требование к изоляционным элементам из твердой изоляции, расположенным между электродами газового промежутка, заключается в следующем: напряженность поля на поверхности твердого диэлектрика не должна превышать макси-

мальную напряженность на поверхности электродов при отсутствии твердого диэлектрика. Тогда при достаточно высокой внутренней электрической прочности твердого диэлектрика его наличие не влияет на электрическую прочность изоляционной системы в целом. Этого можно достичь, выбирая соответствующую форму поверхности изолятора, а также применяя систему экранов, в том числе встроенных в толщу изолятора. Оптимальную конфигурацию изолятора из твердого диэлектрика выбирают на основе расчетов электрических полей изоляционной конструкции.

В ряде работ (И.М. Бортник, Д.Л. Петерсон и др.) показаны возможные пути снижения напряженности на поверхности твердого диэлектрика и в его толще для характерных случаев электрических аппаратов. Коаксиальная система электродов широко применяется в конструкциях электрических аппаратов; примеры оптимальной конструкции изоляторов приведены на рис. 4.25. Для дискового изолятора (рис. 4.25,а) профиль изолятора должен соответствовать уравнению

$$l_i = l_0 (R_0 / R_i)^\alpha, \quad (4.24)$$

где l_i — осевой размер в i -м сечении; R_i — радиус i -го сечения профиля; α — коэффициент. Для эпоксидных компаундов $\epsilon = (2 - 3)\epsilon_0$ и $R_0 / r_0 = 2.5$. Наибольшее приближение внутреннего поля в изоляторе к однородному и одновременно снижение напряженности на поверхности изолятора можно получить при $l_0 = 0.067 R_0$ и $\alpha = 2.5$. Для изолятора воронкообразного профиля (рис. 4.25,б) целесообразно расширение профиля поверхности твердого диэлектрика у электрода с меньшим диаметром до величины, равной расстоянию между электродами. Наклон поверхности изолятора при этом должен составлять 45° . На электрическую прочность системы с оптимальной конфигурацией изоляторов и электродов существенное влияние оказывает узел соединения изолятора с электродами и, в частности, плотность прилегания твердого диэлектрика к электроду. При не плотном прилегании в газовой прослойке между твердым диэлектриком и электродом возникает значительное местное повышение напряженности электрического поля; ионизационные процессы (самостоятельный разряд, приводящий к пробою газовой прослойки) начинаются при сравнительно низком напряжении на элек-

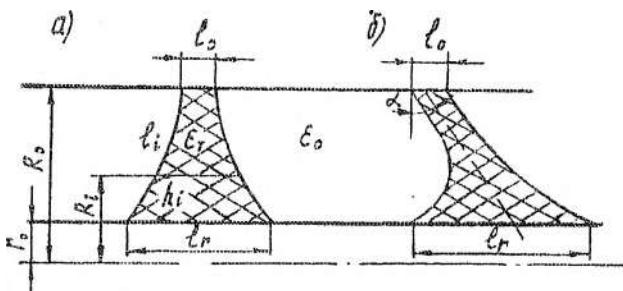


Рис. 4.25. Изоляторы для коаксиальной системы электродов

троде и при их достаточной интенсивности приводят к старению твердой изоляции и, как следствие, к снижению ее длительной электрической прочности.

Изложенное выше относится к случаю отсутствия различных примесей (проводящие частицы, пары воды и др.) в газовой среде. Мелкие проводящие частицы размерами в десятки микрометров, осаждаясь на поверхности твердого диэлектрика, приводят к локальным повышениям напряженности электрического поля и соответственно к развитию ионизационных процессов в этих местах и к снижению длительной электрической прочности. Поэтому, если не принимать специальных мер по тщательной очистке газовой среды внутренней изоляции аппарата от влаги, пыли и проводящих частиц, возможно ускоренное разрушение поверхности изолятора при длительном приложении напряжения даже при оптимальном характере электрического поля.

Таким образом, принятие всех перечисленных выше мер (выравнивание электрического поля, обеспечение плотного соединения твердого диэлектрика с электродами, тщательная очистка газа) приводит к тому, что наличие твердых диэлектриков практически не влияет на электрическую прочность конструкции аппарата, которая определяется электрической прочностью газовой среды.

4.7. Электрическая прочность загрязненных и увлажненных изоляторов

Увлажнение загрязненных поверхностей изоляторов значительно снижает их электрическую прочность. При этом воз-

можны перекрытия изоляторов не только в случае перенапряжений, но и при рабочем напряжении. Слой загрязнения на поверхности изоляторов образуется в результате выпадения из потоков воздуха твердых или жидкых взвешенных частиц. Интенсивность этого процесса пропорциональна градиенту скорости воздушного потока у поверхности изолятора. При резком уменьшении скорости, вызываемом препятствиями в виде вертикальных ребер и т. п., загрязнение изоляторов происходит более интенсивно, чем при ламинарном потоке по гладким поверхностям.

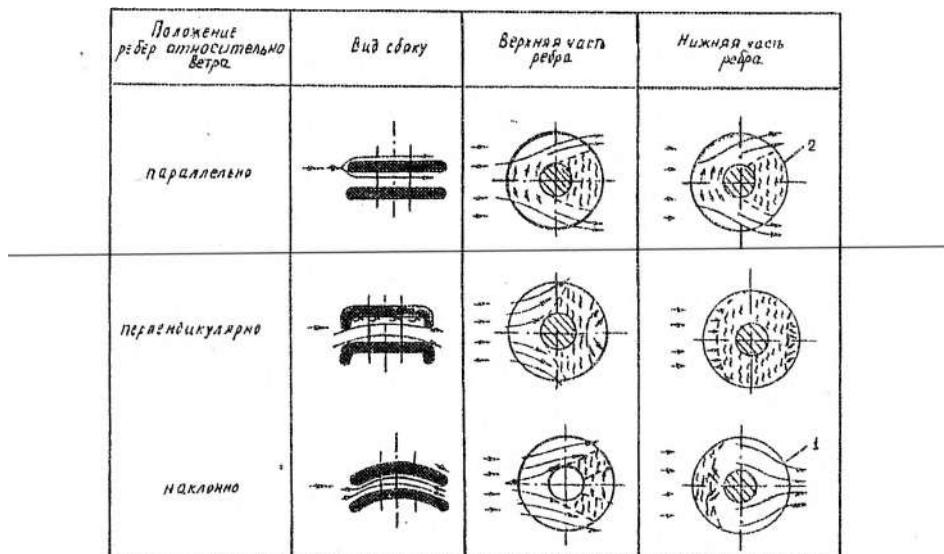


Рис. 4.26. Поля воздушных потоков на поверхности стержневых изоляторов. 1 — ламинарный поток, 2 — зона завихрений

На рис. 4.26 приведены поля воздушных потоков на поверхности трех моделей изоляторов, имитирующих существующие формы изоляторов. Модель представляет собой цилиндр с надетыми на него ребрами различной конфигурации. Когда гладкие ребра изолятора параллельны воздушному потоку, он рассекается передним краем ребер без заметного изменения скорости и соответственно практически без выпадения частиц. Препятствие в виде стержня приводит к образованию за ним зоны завихрений с повышенной интенсивностью отложения загрязняющего ве-

щества. У изолятора с ребром, расположенным перпендикулярно направлению воздушного потока, зона завихрений существенно расширена, особенно у нижней поверхности ребра. Наилучшими аэродинамическими характеристиками обладает изолятор с наклонными ребрами, имеющий минимальную зону завихрений и соответственно наименее загрязняемый.

Проведенные в эксплуатации исследования подтверждают результаты лабораторных исследований. Нижние поверхности ребер с так называемыми капельницами (рис. 4.27, а) загрязняются значительно сильнее, чем без капельниц (рис. 4.27, б). Верхние гладкие поверхности ребер загрязняются в три-четыре раза меньше нижних ребристых поверхностей. Этому способствуют также ливневые дожди, смывающие загрязняющий слой и вымывающие из него растворимые вещества, что приводит к снижению проводимости слоя. Поэтому ливневый дождь является благоприятным естественным фактором, облегчающим условия работы изоляторов в электрических сетях. При конструировании изоляторов следует стремиться не к защите возможно большей поверхности изоляторов от ливневого дождя, а к обеспечению возможно большей доступности поверхности изоляторов этому дождю.

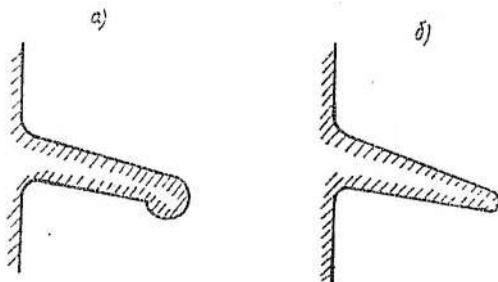


Рис. 4.27. Неправильная (а) и правильная (б) формы ребра

Перекрытия загрязненной изоляции происходят, как правило, при увлажнении моросящим дождем, туманом, росой, когда загрязненный слой насыщается влагой и на поверхности изоляторов образуется электролит. По поверхности изолятора начинает протекать ток, называемый током утечки. Электролит

разогревается, влага испаряется. На отдельных участках поверхности, где наибольшая плотность тока или наименьшая толщина увлажненного слоя, образуются подсущенные зоны. Эти зоны быстро расширяются в направлении, перпендикулярном линиям тока, до тех пор, пока вследствие увеличения падения напряжения не происходит перекрытие подсохшей зоны шириной несколько миллиметров по воздуху. При этом образуется электрическая дуга, опорные точки которой располагаются по краям подсохшей зоны. Вольт-амперная характеристика дуги соответствует функции вида

$$E_d = aI^{-n}. \quad (4.25)$$

Здесь a и n — постоянные, зависящие от тока, атмосферного давления P и длины дуги I ,

$$a = 1,6 \cdot 10^4 I_d^{-0,1} (P/P_0)^{0,71}; \quad n = 0,47 I_d^{-0,04} (P/P_0)^{0,071}, \quad (4.26)$$

где $P_0 = 760$ мм. рт. ст.

Ток, проходящий по каналу дуги, ограничивается сопротивлением поверхности изолятора. Поверхностное сопротивление изолятора с гладкой цилиндрической поверхностью диаметром d с длиной пути утечки L_y и толщиной слоя загрязнения Δ равно

$$R_n = \rho_s \frac{L_y}{\pi d \Delta} = \frac{\rho_n L_y}{\pi d} = \frac{L_y}{\pi g_n d}, \quad (4.27)$$

где $\pi d \Delta$ — площадь поперечного сечения слоя загрязнения; ρ_s — его удельное объемное сопротивление; $\rho_n = \rho_s / \Delta$ — удельное поверхностное сопротивление; $g_n = 1 / \rho_n$ — удельная поверхностная проводимость.

Последние два выражения в формуле (4.27) более удобны для использования, поскольку не требуют знания трудноопределимой величины — толщины слоя загрязнения.

Сопротивление слоя загрязнения, частично шунтированного дугой,

$$R_\Sigma = R_n - (r_n - r_d) I_d, \quad (4.28)$$

где r_n и r_d — сопротивления единицы длины поверхности изолятора и дуги; I_d — длина дуги.

Согласно формулам (4.25), (4.27)

$$r_{\text{п}} = \frac{1}{\pi g_{\text{п}} d}; r_{\Delta} = \frac{E_{\Delta}}{I} = a I^{-(n+1)}. \quad (4.29)$$

Ток по поверхности изолятора

$$I = \frac{U}{R_{\Sigma}} = \frac{U}{R_{\text{п}} - (r_{\text{п}} - r_{\Delta})l_{\Delta}}. \quad (4.30)$$

Если в месте образования кольцевой зоны $r_{\Delta} > r_{\text{п}}$ (где $r_{\text{п}}$ — сопротивление рассматриваемого участка поверхности в увлажненном состоянии), то после образования дуги $R_{\Sigma} > R_{\text{п}}$ и ток при возникновении дуги уменьшается по сравнению с током по увлажненной поверхности.

Разогреваемая опорными точками дуги увлажненная поверхность быстро подсушивается. Поэтому дуга непрерывно перемещается. В результате подсохшая кольцевая зона расширяется, что приводит к удлинению дуги, вызывающему дальнейшее уменьшение тока и согласно (4.29) увеличение r_{Δ} , что также вызывает уменьшение тока. Тепловыделение на поверхности изолятора снижается. Поверхность снова увлажняется, по ней восстанавливается ток и дуга гаснет. Такой режим перемежающихся дужек является нормальным для работы изоляции в электрических сетях.

Напротив, если $r_{\Delta} < r_{\text{п}}$, то $R_{\Sigma} < R_{\text{п}}$ и ток после образования дуги увеличивается. Удлинение дуги приводит к дальнейшему уменьшению сопротивления r_{Δ} и увеличению тока. Это в свою очередь приводит к уменьшению сопротивления r_{Δ} и росту тока. В результате опорные точки дуги проскальзывают по увлажненной поверхности со скоростью 50 м/с и более вплоть до полного перекрытия изолятора.

Исходя из изложенного, условие перекрытия изолятора

$$r_{\Delta} \leq r_{\text{п}}, \quad (4.31)$$

которое при подстановке значений r_{Δ} и $r_{\text{п}}$ примет вид

$$a I^{-(n+1)} \leq \frac{1}{\pi g_{\text{п}} d}. \quad (4.32)$$

При знаке равенства в (4.32) получаем предельный ток по поверхности изолятора

$$I_{\text{пр}} = (a \pi g_n d)^{\frac{1}{1+n}}. \quad (4.33)$$

При таком и больших значениях тока происходит перекрытие изолятора. Используя это значение критического тока, получаем влагоразрядное напряжение

$$U_{\text{вр}} = I_{\text{пр}} R_n = \frac{L_y a^{\frac{1}{1+n}}}{(\pi g_n d)^{\frac{n}{1+n}}}. \quad (4.34)$$

Как видно, $U_{\text{вр}}$ пропорционально длине пути тока утечки, что позволяет определить среднюю влагоразрядную напряженность по длине пути тока утечки

$$E_{\text{вр}L} = \frac{1}{a^{\frac{n}{1+n}}} \frac{L_y}{(\pi g_n d)^{\frac{1}{1+n}}}. \quad (4.35)$$

как величину, характерную для заданного типа изоляторов и заданных условий загрязнения.

При реальных размерах изоляторов (длина и диаметр) и возможном диапазоне изменения поверхностной проводимости $4 \leq g_n \leq 30$ мкСм их электрическая прочность при гладкой поверхности не обеспечивает возможность создания изоляционных конструкций приемлемых размеров. Для повышения электрической прочности изоляторов при увлажнении их поверхности они снабжаются так называемыми ребрами (рис. 4.28). Толщина ребра в месте примыкания к цилиндрической поверхности выбирается из условия обеспечения его необходимой механической прочности, а также из условия исключения сквозного пробоя ребра. У наружной кромки толщина ребра минимальна и в расчетной модели может быть принята равной нулю.

При наличии ребер критический ток определяется минимальным диаметром d поверхности изолятора согласно формуле (4.33). Сопротивление же поверхности изолятора увеличивается

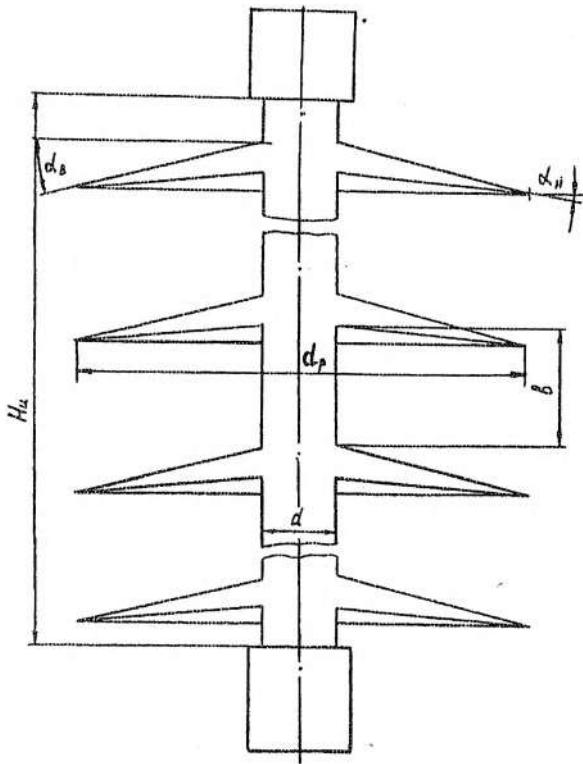


Рис. 4.28. Расчетная модель ребристого стержневого изолятора

из-за наличия ребер по сравнению с сопротивлением гладкой цилиндрической поверхности. С учетом возможности различных наклонов верхней и нижней поверхностей ребер, а также различия их поверхностных проводимостей сопротивление увлажненной поверхности ребра равно

$$R_{\pi p} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{g_{\pi B} \cos \alpha_B} + \frac{1}{g_{\pi H} \cos \alpha_H} \right) \ln \frac{d_p}{d}, \quad (4.36)$$

где $\cos \alpha_B$ и $\cos \alpha_H$ учитывают удлинение поверхности ребра из-за наклона при неизменном отношении d_p/d , индексы "B" и "H" соответствуют верхней и нижней поверхностям ребра.

Суммарное сопротивление поверхности ребристого изолятора с учетом его цилиндрической части

$$R_{\text{пз}} = \frac{mb}{\pi g_n d} + \frac{m}{2\pi} \left(\frac{1}{g_{n_a} \cos \alpha_b} + \frac{1}{g_{n_n} \cos \alpha_n} \right) \ln \frac{d_p}{d} = \\ = \frac{mb}{\pi g_n d} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{d}{b} \left(\frac{g_n}{g_{n_a} \cos \alpha_b} + \frac{g_n}{g_{n_n} \cos \alpha_n} \right) \ln \frac{d_p}{d} \right], \quad (4.37)$$

где m — число ребер; b — шаг оребрения (см. рис. 4.28); g_n — удельная поверхностная проводимость цилиндрической части изолятора. В формуле (4.37) для упрощения расчетов принято, что расстояния от верхнего и нижнего ребер до оконцевателя одинаковы и равны $b/2$.

После перекрытия межреберного расстояния при достижении критического тока утечки (см. формулу (4.33)) дуга свободно проскальзывает по поверхности соседних ребер вплоть до их краев, поскольку такое перемещение дуги приводит к уменьшению суммарного сопротивления неперекрытой части поверхности изолятора и дуги и соответственно к росту тока и дальнейшему уменьшению сопротивления дуги (см. формулу (4.29)). Поэтому влагоразрядное напряжение ребристого изолятора определяется произведением критического тока согласно (4.33) и поверхностного сопротивления согласно формуле (4.37):

$$U_{\text{вр}} = I_{\text{кр}} R_{\text{п}} = \frac{\frac{1}{a^{1+n}} mb}{(\pi g_n d)^{\frac{n}{1+n}}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{d}{b} \left(\frac{g_n}{g_{n_a} \cos \alpha_b} + \frac{g_n}{g_{n_n} \cos \alpha_n} \right) \ln \frac{d_p}{d} \right], \quad (4.38)$$

Длина пути тока утечки согласно модели рис. 4.28 равна

$$L_n = mb + \frac{m}{2} (d_p - d) \left(\frac{1}{\cos \alpha_b} + \frac{1}{\cos \alpha_n} \right) =$$

$$= mb \left[1 + \frac{1}{2} \frac{d}{b} \left(\frac{d_p}{d} - 1 \right) \left(\frac{1}{\cos \alpha_n} + \frac{1}{\cos \alpha_u} \right) \right]. \quad (4.39)$$

Отношение влагоразрядного напряжения к длине пути тока утечки (средняя разрядная напряженность вдоль пути тока утечки)

$$E_{v p L} = \frac{U_{v p}}{L_n} = \frac{\frac{1}{a^{1+n}} - 1 + \frac{1}{2} \frac{d}{b} \left(\frac{g_n}{g_{n u} \cos \alpha_n} + \frac{g_n}{g_{n u} \cos \alpha_u} \right) \ln \frac{d_p}{d}}{\left(\pi g_n d \right)^{\frac{n}{1+n}} - 1 + \frac{1}{2} \frac{d}{b} \left(\frac{d_p}{d} - 1 \right) \left(\frac{1}{\cos \alpha_n} + \frac{1}{\cos \alpha_u} \right)} = E_{v p} k_{\phi}. \quad (4.40)$$

Первая дробь формулы (4.40) определяет напряженность гладкого цилиндрического изолятора $E_{v p}$, а вторая — эффективность развития ребристой поверхности k_{ϕ} . Уменьшение диаметра цилиндрической части изолятора приводит к росту $E_{v p}$ и, следовательно, к увеличению $E_{v p L}$. Это означает, что для повышения эффективности использования длины пути утечки целесообразно выбирать диаметр цилиндрической части изолятора минимальным, исходя из необходимости обеспечения механической прочности изолятора.

При увеличении отношения d_p/d коэффициент k_{ϕ} уменьшается (рис. 4.29). Поэтому для повышения эффективности использования длины пути тока утечки целесообразно формировать ребра с относительно небольшим вылетом, но располагать их чаще.

Проблема увеличения длины пути тока утечки вдоль поверхности изолятора имеет большое значение также при создании опорных изоляторов большого диаметра с внутренней полостью. Опыт показывает, что при длительной эксплуатации на открытом воздухе практически невозможно предохранить замкнутую

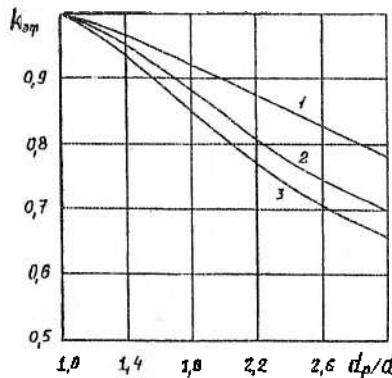


Рис. 4.29. Зависимости k_{ϕ} от отношения d_p/d при $\alpha_n = \alpha_u = 5^\circ$ и $d/b=0,5$ (1), 1 (2) и 1,5 (3)

внутреннюю полость изолятора от выпадения росы, что может привести к пробою. Реальным путем решения этой задачи является изготовление ребер по типу рис. 4.28, обращенных внутрь цилиндрической полости опорного изолятора. В СПбГТУ разработана технология изготовления таких ребер в полимерных (стеклопластиковых) изоляторах.

4.8. Стойкость полимерной изоляции к воздействию частичных дуговых разрядов

Как отмечалось в разд. 4.7, появление частичных дуговых разрядов на поверхности увлажненных изоляторов — явление неизбежное. Опорные точки дуги, опирающиеся на электролит, имеют температуру, не превышающую 100 °С. Однако в стволе дуги, отделенном от подсущенной поверхности изолятора слоем воздуха толщиной в несколько миллиметров, температура достигает 4000 °С. Тем не менее температура поверхности изоляторов не превышает 200 °С, что определяется подвижностью дужек и низкой теплопроводностью слоя воздуха. Поэтому тепловое воздействие частичных дуговых разрядов на поверхность изоляторов не приводит к опасным последствиям.

Однако из опыта эксплуатации и лабораторных испытаний установлено, что со временем поверхность полимерной изоляции разрушается, образуются наутлороженные дорожки, приводящие к перекрытию изоляторов.

Исследованиями, проведенными в СПбГТУ, установлено, что разрушение полимерной изоляции происходит в результате окисления ее поверхности продуктами разложения воздуха в стволе дуговых разрядов. Действительно, при 4000 °С значительная часть (более 50 %) молекул кислорода распадается на атомы. Дифундируя, атомы достигают поверхности изолятора либо непосредственно, либо в составе легко распадающихся молекул озона.

Кроме того, атомы кислорода вступают во взаимодействие с молекулярным и атомарным азотом, образуя окислы азота, которые, достигая увлажненной поверхности, образуют агрессивную азотную кислоту. В результате и подсущенная и увлажненная поверхности изоляторов подвергаются воздействию активных окислителей, что приводит постепенно к изменению химического состава поверхности и увеличению поверхностной прово-

димости на пять-шесть порядков. Изолятор теряет свои изолирующие свойства. Опорные точки дуги переходят на подсушенную поверхность изолятора, разогревают ее вплоть до полного разрушения поверхности с выделением либо летучих продуктов распада (эррозия поверхности), либо углерода. В последнем случае науглероженная поверхность разогревается до тысяч градусов, что приводит к быстрому распространению разрушения поверхности вплоть до полного перекрытия изолятора. Поэтому длительность завершающей стадии разрушения несизмеримо мала по сравнению с длительностью первой, окислительной стадии, которая в зависимости от вида полимерного материала может составлять часы, сутки, месяцы, годы.

Таким образом, критерием стойкости наружной полимерной изоляции к воздействию частичных дуговых разрядов является ее стойкость к воздействию атомарного кислорода и азотной кислоты. Наиболее стойки к этим воздействиям различные модификации кремнийорганической резины, а также фторопласт и различные композиционные материалы на его основе. Эти материалы начинают широко использоваться для создания полимерных изоляторов наружной установки в качестве защитного покрытия, наносимого на стеклопластиковые стержни и цилиндры.

Для низковольтной аппаратуры можно использовать другой путь — исключить появление частичных дуговых разрядов на увлажняемой поверхности изоляторов. Расчеты и экспериментальные исследования показывают, что при слабом загрязнении поверхности изоляторов (соответствующем удельной поверхностной проводимости в увлажненном состоянии $g_n \leq 2 \text{ мкСм}$) ограничение средней напряженности поля вдоль пути тока утечки величиной 150 В/см (действующее значение) практически исключает возникновение поверхностных дуговых разрядов и соответственно разрушение ими поверхности изоляторов.

При более сильном загрязнении ($g_n \approx 5-10 \text{ мкСм}$) для исключения появления поверхностных дуговых разрядов необходимо ограничить среднюю напряженность вдоль пути тока утечки величиной 80—100 В/см (меньшая величина E_{cp} соответствует большей проводимости).

Как видно, для аппаратов на напряжение до 1000 В создание безопасных условий для увлажненной изоляционной поверхности не вызывает больших трудностей.

4.9. Электрическая прочность твердой полимерной изоляции

Разнообразие состава и структуры твердых диэлектриков, применяемых в аппаратах высокого напряжения, а также сложность процессов не позволили создать стройную теорию пробоя твердых диэлектриков (условия самостоятельного разряда), как это было сделано для газов.

Тем не менее установлен ряд теоретических и экспериментальных закономерностей, которые используются при создании изоляционных конструкций. В качестве элементов твердой изоляции электрических аппаратов широко используются органические диэлектрики. К ним относятся прежде всего фторопласт и другие фторсодержащие полимеры, поливинилхлорид (винилпласт), полиэтилен, а также силиконовая резина, силиконовая и эпоксидная смолы и большое количество других полимеров. В результате длительного воздействия электрического поля происходит ~~электрическое старение изоляции~~, которое для органических диэлектриков преимущественно определяется частичными разрядами (ЧР) в неоднородностях (например, газовых включениях) в толще изоляции. Под действием ЧР изоляция разрушается в области, примыкающей к включению, что при накоплении таких повреждений может привести к пробою изоляции.

Размеры и число газовых включений в твердой изоляции меняются в значительных пределах в зависимости от качества изоляции и технологии ее изготовления. В изоляции на основе эпоксидных компаундов при качественном ее изготовлении размеры включений (поры) не превышают 20 мкм.

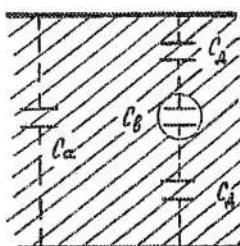
Качественный характер развития ЧР в толще диэлектрика обычно рассматривают на основе идеализированной схемы замещения, приведенной на рис. 4.30. Эквивалентная схема замещения состоит из трех емкостей: C_b — емкость включения, C_d — емкость части диэлектрика, включенная последовательно с включением и C_a — емкость остальной части диэлектрика без включений. При этом емкость диэлектрика

$$C_x = C_a + \frac{C_b C_d}{C_b + C_d}. \quad (4.41)$$

При приложении переменного напряжения промышленной частоты к изоляции амплитуда напряжения на включениях составит

$$U_{\text{вн}} = U_m \frac{C_d}{C_b + C_d}. \quad (4.42)$$

а)



б)

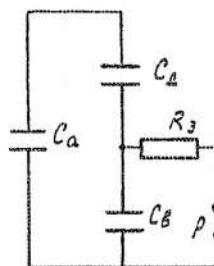


Рис. 4.30. Упрощенная эквивалентная схема диэлектрика с включением

Когда напряжение на включении достигает пробивного напряжения для газового включения ($U_{\text{вз}}$), возникает ЧР, характеризуемый резким спадом напряжения (пробой разрядника Р в схеме замещения на рис. 4.30,а). При пробое включения напряжение уменьшается до некоторой величины $U_{\text{вн}}$, при которой разряд прекращается, так как ток через включение ограничен емкостью C_d , а также образованием объемного заряда на поверхности поры. Соотношение между $U_{\text{вз}}$ и $U_{\text{вн}}$ колеблется в широких пределах $U_{\text{вн}} = (0,3 - 0,9)U_{\text{вз}}$. После погасания первого ЧР напряжение на включении возрастает до следующего пробоя по кривой, соответствующей изменению приложенного напряжения, но смещеннной на величину $\Delta U = U_{\text{вз}} - U_{\text{вн}}$, и следует серия ЧР, как показано на рис. 4.31. При прохождении напряжения $U_{\text{вн}}$ через максимум ЧР прекращаются и далее возобновляются при отрицательном полупериоде при напряжении — $U_{\text{вз}}$.

Число ЧР за один полупериод может быть оценено по формуле

$$N_{\text{ЧР}} = \frac{2(U_{\text{вн}} - U_{\text{вн}})}{U_{\text{вз}} - U_{\text{вн}}}, \quad (4.43)$$

а число ЧР за 1 с

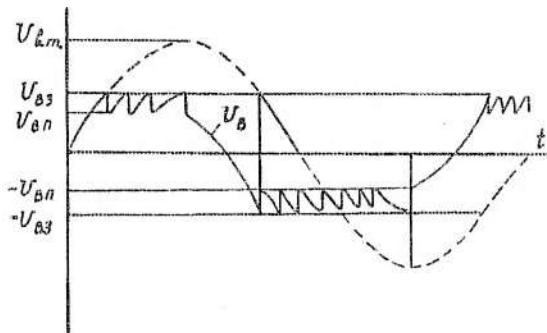


Рис. 4.31. Изменение напряжения U_a на включении

$$N'_{qp} = 2fN_{qp}, \quad (4.44)$$

где f — частота приложенного напряжения.

Каждый единичный ЧР сопровождается прохождением заряда, который при $C_a \gg C_b$ и $C_a \gg C_d$ равен

$$q = \left(C_b + C_d \right) \left(U_{B3} - U_{Bn} \right). \quad (4.45)$$

Величина этого заряда в значительной степени зависит от размера поры и определяет эффект разрушения изоляции вследствие ЧР. Однако практически измерить величину заряда q не представляется возможным. Для оценки интенсивности ЧР вводят понятие "каждущийся заряд ЧР". При этом считают, что изменение напряжения на объекте ΔU которое происходит за счет изменения емкости при возникновении ЧР (шунтирование емкости C_b в схеме рис. 4.30, а), происходит вследствие фиктивного изменения заряда q_{qp} на электродах объекта при неизменной его емкости C_x . По МЭК и другим стандартам кажущимся зарядом q_{qp} частичного разряда называют такой заряд, который, будучи мгновенно введен между выводами испытуемого объекта, вызывает такое же мгновенное изменение напряжения между выводами, как реальный частичный разряд. Величина q_{qp} может быть измерена различными методами, описанными в соответствующих руководствах и пособиях, и составляет $q_{qp} = 10^{-15} \dots 10^{-7}$ Кл в

зависимости от качества изоляции. Каждый заряд может служить мерой интенсивности ионизационных процессов в толще изоляции, так как между величинами $q_{\text{ЧР}}$ и q имеется связь, определяемая формулой

$$q_{\text{ЧР}} = \Delta U C_x = \Delta U_b C_d = q \frac{C_d}{C_d + C_b}. \quad (4.46)$$

Отметим, что в реальных условиях в изоляции имеется большое число включений различной величины, с различными напряжениями зажигания и погасания, и поэтому регистрируется усредненная статистическая величина $\bar{q}_{\text{ЧР}}$, которая зависит от величины приложенного напряжения и ряда других факторов. В частности, при электрическом старении изоляции наблюдается резкий рост $\bar{q}_{\text{ЧР}}$ непосредственно перед пробоем изоляции. В качестве меры интенсивности ЧР часто также используется средний ток $I_{\text{ЧР}}$, который представляет сумму абсолютных значений каждого зарядов в течение некоторого интервала времени, деленную на этот интервал времени, Кл/с:

$$I_{\text{ЧР}} = \frac{1}{t} (|q_{\text{ЧР}1}| + |q_{\text{ЧР}2}| + \dots + |q_{\text{ЧР}n}|). \quad (4.47)$$

Приближение $I_{\text{ЧР}} = N_{\text{ЧР}} \cdot \bar{q}_{\text{ЧР}}$.

Механизм разрушения изоляции вследствие ЧР достаточно сложен. Установлено, что под действием ЧР в полимерах развивается эрозия — разрушение поверхности материала диэлектрика, окружающего включение. Разрушение диэлектрика обычно связано с выделением газов водородного происхождения, образованием углеродистых соединений и химически активных продуктов, разрушающих диэлектрик. Обычно в процессе старения изоляции величина $q_{\text{ЧР}}$ растет незначительно — в основном увеличивается число импульсов ЧР в единицу времени.

Интенсивные ЧР некоторых диэлектриков (в частности, полимерных) могут привести к образованию дендритов, которые представляют собой медленно прорастающий разветвленный путь канала, заполненный ионизированным газом и слабо науглероженными внутренними поверхностями. После образования дендрита величина $\bar{q}_{\text{ЧР}}$ увеличивается на один-два порядка. Прорастание канала до противоположного электрода приводит к пробою изоляции.

Весьма важно установить зависимость между величиной $\bar{q}_{\text{ЧР}}$ при рабочем напряжении и сроком службы изоляции. Исследования показали, что частичные разряды величиной $\bar{q}_{\text{ЧР}} \approx 10^{-12} - 10^{-11}$ Кл не приводят к быстрому разрушению изоляции, однако могут явиться причиной старения изоляции (так называемые начальные ЧР).

Возникновение частичных разрядов с кажущимся зарядом единичного ЧР $\bar{q}_{\text{ЧР}} = 10^{-8} - 10^{-7}$ Кл, даже при кратковременных приложениях напряжения (испытательное напряжение, перенапряжения), приводит к существенному повреждению изоляции, необратимым изменениям и резкому снижению длительной электрической прочности. Такие ЧР называют критическими и их появление в изоляционной конструкции недопустимо, в том числе и при перенапряжениях.

Величина начальных ЧР оказывает влияние на ход вольт-временных характеристик изоляции. Увеличение $\bar{q}_{\text{ЧР}}$ на порядок существенно (на несколько порядков) уменьшает срок службы изоляции (рис. 4.32). Таким образом, величина $\bar{q}_{\text{ЧР}}$ может

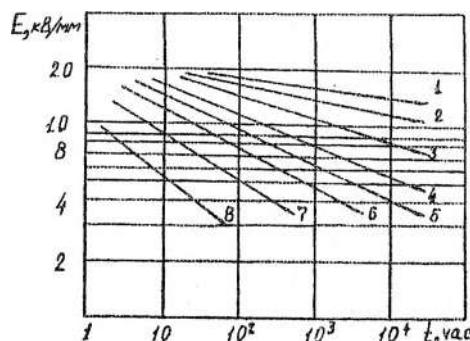


Рис. 4.32. Зависимость срока службы эпоксидной изоляции (слабонеоднородное поле, расстояние между электродами 10 мм) от напряженности электрического поля для разных величин $\bar{q}_{\text{ЧР}}$ (по А.Л. Петерсону и А.А. Филиппову)
 1 — 0,25 пКл, 2 — 0,3 пКл, 3 — 0,5 пКл,
 4 — 1,0 пКл, 5 — 2 пКл, 6 — 3 пКл,
 7 — 10 пКл, 8 — 15 пКл

использоваться для прогнозирования длительной электрической прочности твердой изоляции и выбора допустимой напряженности $E_{\text{дел}}$ электрического поля в толще изоляции. Однако корреляционная связь между ЧР и сроком службы изоляции получена для ограниченного типа образцов изоляции.

Вольт-временные характеристики (кривые жизни) обычно аппроксимируются зависимостью типа

$$\lg t = A - bE, \quad (4.48)$$

где A и b — величины, зависящие от природы твердого диэлектрика и условий испытаний, причем с ростом температуры они уменьшаются. Зависимость (4.48) устанавливает связь между средним значением выдерживаемого времени и воздействующей напряженностью поля E (см. рис. 4.32). При заданной величине E наблюдается большой разброс выдерживаемых времен, распределение которых примерно соответствует нормально логарифмическому закону со стандартом $\sigma_{\lg t} = (0,05 - 0,15)$. Меньшие величины соответствуют более качественным изделиям с малым количеством структурных дефектов. На практике обычно экспериментально определяют начальный ход зависимости (4.48) (при $t = 10^3$ ч) и затем с учетом статистических закономерностей экстраполируют результаты на заданный срок службы изоляционной конструкции.

Длительная электрическая прочность твердой органической изоляции зависит от размеров изоляционной конструкции, причем определяющим является так называемый "напряженный объем", т. е. объем диэлектрика, в котором напряженность электрического поля составляет не менее 85 % от ее максимального значения. Увеличение "напряженного объема" диэлектрика на порядок приводит к снижению длительной электрической прочности на 20–30 %.

При одновременном воздействии высокой температуры и электрического поля процессы старения твердой изоляции из органических диэлектриков происходят быстрые. Это обусловлено тем, что старение и разрушение диэлектрика под действием ЧР связано с химическими процессами, развивающимися во включениях. Основываясь на законах кинетики химических реакций (закон Аррениуса), что является довольно грубым допущением, принимают, что для органической изоляции между сроком службы изоляции и температурой T имеется зависимость

$$t = c \exp(-aT), \quad (4.49)$$

где c и a — постоянные, которые имеют для большинства видов аппаратной изоляции такие значения, что повышение температуры на 10°C приводит к сокращению срока службы изоляции вдвое (это справедливо лишь в узком интервале возможных рабочих температур). На процессы старения изоляции и ее длительную прочность существенно влияет проникновение влаги в толщу изоляции, что может происходить при использовании волокнистых материалов, например стеклопластиков. Увлажнение изоляции ускоряет электрическое и тепловое старение, приводит к резкому увеличению интенсивности ЧР. Поэтому при создании изоляционных конструкций на основе полимеров, работающих на открытом воздухе, большое внимание уделяют вопросам герметизирующих покрытий.

Задача выбора допустимых рабочих напряженностей, т. е. напряженностей в толще твердой изоляции при рабочем напряжении, обеспечивающих заданный срок службы аппарата (25 лет), достаточно сложна и требует выполнения большого объема длительных экспериментальных исследований, так как все расчеты базируются на эмпирических предпосылках. Для твердой аппаратной изоляции на основе органических материалов обычно принимают $E_{\text{раб}} = 1 - 2 \text{ кВ/мм}$ (при монолитной структуре и качественной технологии). При сложной структуре и наличии включений и микропор $E_{\text{раб}}$ существенно снижается (до $E_{\text{раб}} \approx 0,3 - 0,5 \text{ кВ/мм}$).

Кратковременная электрическая прочность твердых диэлектриков зависит от целого ряда факторов, в частности от времени приложения напряжения. При воздействии грозовых перенапряжений пробой твердых диэлектриков определяется только электрическими процессами. Механизм электрического пробоя в твердых диэлектриках достаточно сложен и его теория разработана в основном для кристаллических диэлектриков, хорошо очищенных от примесей. Основой механизма электрического пробоя, как и в газах, является ударная ионизация электронами, развитие лавин электронов и образование стримеров. Скорость развития стримера в твердых диэлектриках существенно (в 10—100 раз) меньше, чем в газах.

В широком диапазоне предразрядных времен ($t_p = 1 - 10^2 \text{ мкс}$) кратковременная электрическая прочность твердых диэлектри-

ков не зависит от длительности воздействующего напряжения. Некоторое повышение электрической прочности происходит при весьма малых предразрядных временах (около 0,1 мкс). На импульсную электрическую прочность твердой изоляции на основе эпоксидных компаундов влияет характер электрического поля: в сильнонеоднородных полях средняя пробивная напряженность значительно меньше, чем в однородном или слабонеоднородном. Характерно, что средняя пробивная напряженность эпоксидных компаундов в неоднородном поле снижается с увеличением расстояния между электродами (рис. 4.33). При отрицательной полярности импульсов в неоднородных полях электрическая прочность несколько выше, чем при положительной.

Увеличение длительности воздействующего напряжения до 10^{-3} — 10^{-2} с, что соответствует коммутационным перенапряжениям, приводит к некоторому снижению электрической прочности (на 10—20 %). Это определяется влиянием частичных разрядов, возникающих в неоднородностях, что приводит к смене механизма развития разряда. Кумулятивный эффект для большинства видов твердой изоляции наблюдается лишь при очень большом числе импульсных воздействий (10^5 — 10^6), что существенно превышает число перенапряжений за срок службы изоляции аппарата.

Твердая изоляция электрических аппаратов, выбранная по условию надежной работы при рабочем напряжении при сроке службы 20—30 лет, всегда имеет значительные запасы электрической прочности относительно кратковременных повышений напряжения, т. е. определяющей является длительная электрическая прочность.

При некоторых условиях (медленный подъем переменного или постоянного напряжения в течение нескольких минут и бо-

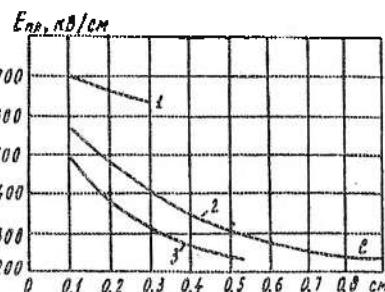


Рис. 4.33. Зависимости средней пробивной напряженности эпоксидной изоляции от расстояния между электродами при импульсах 1,2/50
1 — однородное поле; 2 — игла-плоскость при положительной полярности, 3 — то же при отрицательной полярности

лее, при наличии неоднородностей в виде проводящих каналов и др.) возможен так называемый тепловой пробой твердых диэлектриков, механизм которого обусловлен резким ростом диэлектрических потерь или проводимости твердых диэлектриков с повышением температуры. В случае нарушения баланса между выделяемым и отводимым теплом происходит монотонное возрастание температуры и разрушение диэлектрика. При перенапряжениях такой механизм пробоя невозможен вследствие их кратковременности. В стационарном режиме (рабочее напряжение) конструкция аппарата должна быть выбрана так, чтобы температура токоведущих частей и твердого диэлектрика (см. гл. 1) не превышала предельно допустимую по механической и электрической прочности.

4.10. Электрическая прочность изоляционных промежутков в жидкких диэлектриках

В отличие от твердых в жидкких диэлектриках силы, вызывающие упорядочение структуры, распространяются на ограниченную область пространства в пределах нескольких диаметров молекул. При этом беспорядочное тепловое движение молекул способствует непрерывной перегруппировке областей упорядоченной структуры. Кроме того, в жидкких диэлектриках при обычной промышленной очистке (технически чистые диэлектрики) всегда имеется некоторое количество примесей (твердые частицы, волокна органических диэлектриков, пузырьки газа, влага), которые при определенных условиях могут существенно повлиять на электрическую прочность изоляционного промежутка.

Наряду с такими наиболее распространенными жидкими диэлектриками, как минеральные масла различных марок, в мировой практике широко применяются синтетические жидкости, обладающие широким спектром физико-химических и электроизоляционных свойств. К ним относятся так называемые чистые углеводороды (полиизобутилен и додексилен), а также аскарели, представляющие собой полихлорированные дифенилы в смеси с три- и тетрахлорбензолом. Последние представляют повышенную экологическую опасность, и потому постепенно заменяются силиконовыми жидкостями, отличающимися физиологической, токсилогической и экологической безопасностью.

Проводимость технически чистого трансформаторного масла составляет $g_3 = 10^{-19} - 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, что во много раз больше, чем для газов. Проводимость определяется перемещением ионов, которые образуются вследствие диссоциации молекул жидкости или примесей, а также из-за ионизационных процессов. Степень диссоциации молекул жидкости m_n (отношение числа диссоциированных молекул n_n к общему числу молекул в единице объема n) зависит от диэлектрической проницаемости жидкого диэлектрика. Для трансформаторного масла ($\epsilon_M = 2,1$) степень диссоциации составляет примерно $m_n = 10^{-11}$. Кроме ионной, проводимость жидкого диэлектрика может быть обусловлена перемещением мельчайших (коллоидных) твердых заряженных частиц примесей. Проводимость жидкого диэлектрика определяет диэлектрические потери и выражается через угол диэлектрических потерь

$$g_3 = \epsilon_M \omega \operatorname{tg} \delta, \quad (4.50)$$

где ω — угловая частота напряжения ($\omega = 2\pi f$).

Величина $\operatorname{tg} \delta$ является одной из характеристик, по которой можно судить о степени очистки жидкого диэлектрика (у хорошо очищенного трансформаторного масла $\operatorname{tg} \delta = (1 - 2) \cdot 10^{-3}$).

Электрическая прочность изоляционных промежутков в жидких диэлектриках зависит от большого числа факторов, из которых основными являются характер электрического поля, размеры электродов и расстояние между ними, длительность приложения напряжения. Вольт-временные характеристики промежутков в трансформаторном масле для случая поля, близкого к однородному, и для резко неоднородного поля приведены на рис. 4.34. Как видно, в слабонеоднородных полях электрическая прочность весьма сильно зависит от длительности приложения напряжения.

В области малых времен ($t_p = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ с}$) пробой в жидкости характеризуется теми же процессами, что и в газе: ударная ионизация, образование лавин электронов и стримеров. В случае однородных и слабонеоднородных полей пересечение промежутка стримером приводит к пробою промежутка, однако скорость развития стримера в жидком диэлектрике примерно на

порядок меньше, чем в воздухе при $\delta = 1$. Резкий подъем пробивных напряжений в области малых предразрядных времен ($t_p < 10^{-5}$ с) определяется соизмеримостью времени развития разряда со временем воздействия напряжения. Так как скорость развития стримера в жидкости существенно зависит от напряженности поля, то для осуществления пробоя необходимо значительно повысить амплитуду приложенного напряжения.

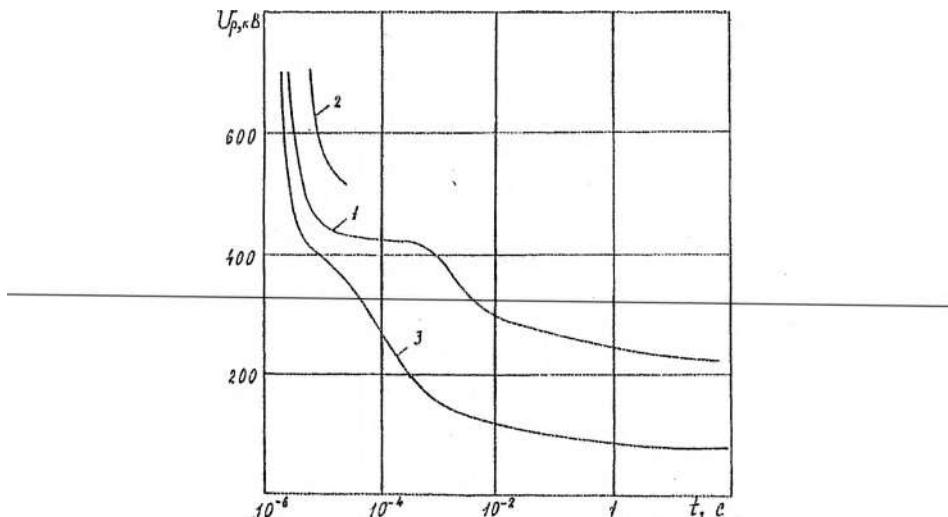


Рис. 4.34. Зависимости пробивного напряжения трансформаторного масла от длительности приложенного напряжения. 1 — сильно-неоднородное поле (стержень—плоскость, $l=20$ см), положительная полярность; 2 — то же, отрицательная полярность; 3 — слабо-неоднородное поле (шар диаметром 5 см — плоскость, $l=2$ см)

В сильнонеоднородном поле при длине стримера в несколько сантиметров и более происходит разогревание его канала и образуется лидер. Как и в газе, среднее падение напряжения по длине канала лидера существенно меньше, чем в канале стримера, пробой промежутков с неоднородным полем происходит при существенно меньших средних напряженностях по длине про-

межутков (рис. 4.34). В сильнонеоднородном поле пробою промежутка предшествует коронный разряд в лавинной и стримерной формах. На начальное напряжение самостоятельного разряда в жидкости, как и в газе, влияет радиус кривизны электрода. Характер развития разряда в жидким диэлектрике в больших промежутках с неоднородным полем (несколько сантиметров), как было показано В.С. Комельковым, имеет много общего с характером лидерного механизма пробоя длинных воздушных промежутков. Скорость развития лидера в жидким диэлектрике при положительной полярности напряжения составляет $10^3 - 10^4$ м/с. Эффект полярности приложенного напряжения при кратковременных его воздействиях в трансформаторном масле в неоднородных полях выражен существенно меньше, чем в воздухе при $\delta = 1$, хотя при отрицательной полярности электрическая прочность промежутков несколько выше, чем при положительной. Характерно, что при кратковременных воздействиях напряжения на электрическую прочность жидких диэлектриков примесей практически не оказывает влияния. При длительности приложения напряжения $10^{-3} - 10^{-2}$ с и более электрическая прочность технически чистого трансформаторного масла резко снижается, особенно в случае однородного и слабонеоднородного поля, так как начинают влиять примеси, а при больших временах и высоких напряженностях электрического поля идет процесс старения жидкого диэлектрика. Одновременно со снижением 50%-ных разрядных напряжений увеличивается коэффициент вариации (до величины $\sigma^* = 0,1 - 0,15$). При небольших расстояниях между электродами (порядка сантиметров) в однородных и слабонеоднородных полях возможно образование проводящих мостиков из частичек твердых примесей, эмульгированных капелек воды или увлажненных волокон органических диэлектриков, что облегчает развитие разряда.

Процесс старения трансформаторного масла при длительных приложениях напряжения обусловлен рядом причин: частичными разрядами в газовых включениях, разрушением молекул углеводородов с выделением газа (водорода), окислительными процессами и т. п. Одновременно с образованием газообразных продуктов разложения масла происходит поглощение газа за счет растворения в жидкости и химических реакций. Когда

интенсивность газовыделения превышает интенсивность газопоглощения, образуются газовые пузыри и резко возрастает интенсивность ЧР (критические ЧР). Поэтому длительная электрическая прочность изоляционных промежутков в трансформаторном масле существенно ниже импульсной (при грозовых и коммутационных перенапряжениях). Отношение разрядных напряжений при грозовых импульсах к длительно допустимому напряжению промышленной частоты может достигать 3–5 и даже более. Допустимая средняя напряженность в масляных промежутках в слабонеоднородных полях по условию надежной работы при рабочем напряжении составляет 10–20 кВ/см.

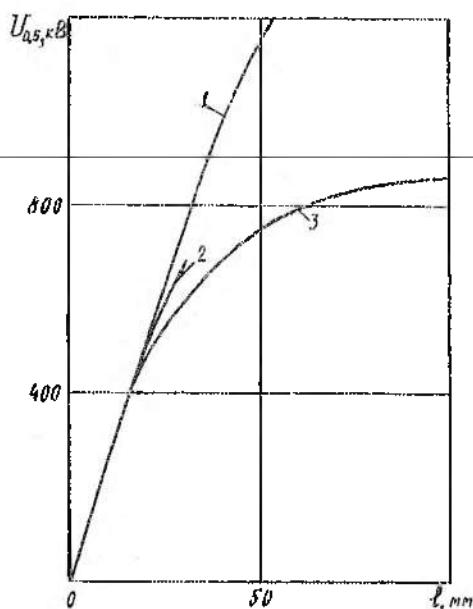


Рис. 4.35. Зависимости пробивного напряжения трансформаторного масла от расстояния между электродами при различных формах импульсов положительной полярности: грозовом импульсе (1, 3) и коммутационном (2) в слабонеоднородном (1, 2) и сильно-неоднородном (3) полях

Зависимости пробивных напряжений от расстояния между электродами в трансформаторном масле при грозовых и коммутационных импульсах приведены на рис. 4.35. В сильно-неоднородных полях эти зависимости резко нелинейны. Поэтому следует избегать таких ситуаций в конструкциях аппаратов (выключателей) высокого напряжения. Как следует из сопоставления рис. 4.34 и 4.35, обычно изоляционные промежутки в жидким диэлектрике, выбранные по условию надежной работы при длительном воздействии напряжения, обеспечивают требуемую надежность работы также при перенапряжениях. Для повышения электрической прочности масляных промежутков в электрических

аппаратах используют различные комбинации жидкого и твердого диэлектрика.

В баковых масляных выключателях широко применяются барьеры (перегородки) из твердого диэлектрика (электротехнический картон, гетинакс и др.). Дугогасительные камеры масляных выключателей выполняются из твердых диэлектриков (эпоксидные компаунды, стеклопластик). При этом твердый диэлектрик, являясь конструктивным элементом аппарата (камера для организации обдува и охлаждения дуги, отделение газового пузыря при горении дуги от заземленных частей и т.п.), влияет на электрическую прочность масляных изоляционных промежутков. В слабонеоднородных полях при длительном приложении напряжения барьер служит механическим препятствием для образования проводящих мостиков, и электрическая прочность промежутков несколько повышается.

В бумажно-масляной изоляции (см. рис. 4.2) длительная электрическая прочность определяется в основном интенсивностью частичных разрядов в масляных прослойках. Напряженность электрического поля в масляной прослойке существенно выше, чем в бумаге, и зависит от соотношения между толщинами масляной прослойки и бумаги. Приближенно она может быть оценена из соотношения

$$\frac{E_M}{E_{cp}} = \frac{1 + \frac{\Delta_M}{\Delta_B}}{\frac{\Delta_M}{\Delta_B} + \frac{\epsilon_M}{\epsilon_B}}, \quad (4.51)$$

где E_{cp} — средняя напряженность по толще изоляции; E_M — напряженность в масляной прослойке; Δ_M и Δ_B — толщина соответственно масляной прослойки и бумаги; ϵ_M и ϵ_B — диэлектрическая проницаемость соответственно масла и бумаги.

Толщина масляной прослойки зависит от толщины применяемой бумаги. Для аппаратной изоляции (трансформатор тока) обычно, при этом

$$\frac{E_M}{E_{cp}} = \frac{2\epsilon_B}{\epsilon_M + \epsilon_B} \approx 1,3. \quad (4.52)$$

Электрическая прочность масляной прослойки в сильной степени зависит от ее толщины (рис. 4.36). Поэтому целесообразнее применять более тонкую бумагу при конструировании изоляции. Частичные разряды в бумажно-масляной изоляции обычно возникают в масляной прослойке в зоне повышенной напряженности поля (на краю электродов). Наличие ЧР в толще изоляции приводит к разложению масла в прослойке и газовыделению. Допустимые рабочие напряженности в бумажно-масляной изоляции определяются по условию отсутствия критических ЧР в течение заданного срока службы (см. разд. 4.9). Для аппаратной изоляции при толщине слоя около 1 мм (изоляция конденсаторного типа) допустимая рабочая напряженность составляет 40 кВ/см. При этом амплитуда начальных ЧР при рабочем напряжении не должна превышать 10^{-12} Кл.

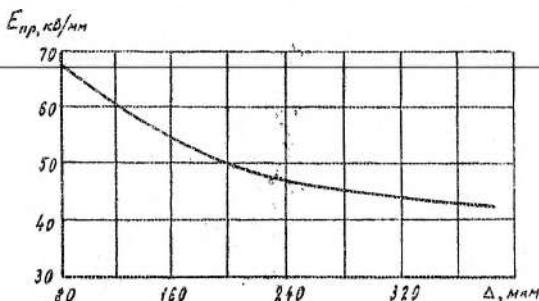


Рис. 4.36. Зависимость пробивной напряженности масляной прослойки от ее толщины в однородном поле

Электрическая прочность бумажно-масляной изоляции при перенапряжениях в значительной степени определяется качеством применяемой бумаги. Пробивная напряженность зависит от толщины и плотности бумаги, а также от числа слоев. В тонкой бумаге (конденсаторной толщиной 10—12 мкм) всегда имеются проводящие включения, размеры которых соизмеримы с толщиной бумаги. Число таких включений зависит от технологии изготовления и может достигать нескольких десятков на один квадратный метр поверхности. При использовании нескольких слоев бумаги существенно уменьшается вероятность совпадения проводящих включений, и среднее значение пробивной напряжен-

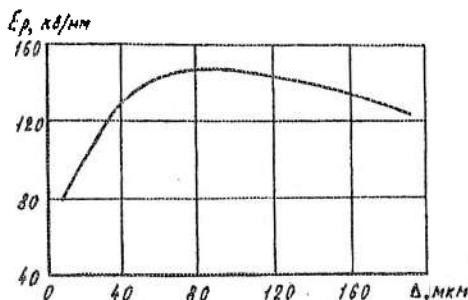


Рис. 4.37. Зависимость пробивной напряженности бумажно-масляной изоляции от толщины при разном числе слоев бумаги (толщина бумаги 10 мкм)

ности возрастает (рис. 4.37). Однако при увеличении толщины слоя изоляции (свыше 100 мкм) пробивная напряженность снижается вследствие повышения напряженности на краю электрода, если не применяются специальные меры по выравниванию поля.

В наиболее часто применяемой в аппаратах (трансформаторах тока) кабельной бумаге с толщиной листа 80—120 мкм сквозные проводящие включения маловероятны. Поэтому кратковременная электрическая прочность изоляции на основе кабельной бумаги в слабонеоднородных полях примерно пропорциональна толщине слоя изоляции. Увеличение плотности бумаги приводит к повышению кратковременной электрической прочности, однако из-за зависимости диэлектрической проницаемости от плотности бумаги повышается напряженность поля в масляной прослойке, что приводит к снижению длительной электрической прочности. Обычно бумажно-масляная изоляция, выбранная по условию надежной работы при рабочем напряжении, обладает достаточной кратковременной электрической прочностью по отношению к перенапряжениям при существующих уровнях их ограничения.

4.11. Методы управления электрическим полем изоляционных аппаратов

Наибольшая электрическая прочность изоляционных промежутков достигается в однородных и слабонеоднородных по-

лях, когда разрядное напряжение определяется начальным напряжением самостоятельного разряда. Действительно, например, в воздухе при атмосферном давлении начальная напряженность самостоятельного разряда не ниже 23,6 кВ/см (см. - разд. 4.2), а средняя разрядная напряженность вдоль изоляционных конструкций высотой более 1 м меньше 5 кВ/см. Такое большое различие разрядных напряженостей в однородном и сильнонеоднородном полях определяет возможность управления электрической прочностью изоляционных конструкций.

Однако высоковольтные элементы аппаратов по конструктивным и технологическим причинам изготавливаются с различными неровностями, выступающими деталями — края фланцев, головки болтов и т. п. Самостоятельный разряд на этих деталях возникает при очень низком напряжении в форме лавинной или стримерной короны. Для повышения начального напряжения короны необходимо уменьшить заряд на высоковольтном элементе аппарата в целом и на выступающих деталях, в частности. Эта задача решается путем установки дополнительных электродов — экранов, электрически связанных с высоковольтным элементом. В этом случае заряд на высоковольтном элементе аппарата может быть определен из системы потенциальных уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} U &= \alpha_{11}q_1 + \alpha_{12}q_2; \\ U &= \alpha_{21}q_1 + \alpha_{22}q_2; \end{aligned} \quad (4.53)$$

где α_{11} и α_{22} — собственные потенциальные коэффициенты высоковольтного элемента и экрана; α_{12} — взаимный потенциальный коэффициент.

Эта система определяет величины q_1 и q_2 в виде

$$q_1 = \frac{U}{\alpha_{11}} \frac{1 - \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}}}{1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11}\alpha_{22}}}; \quad (4.54)$$

$$q_2 = \frac{U}{\alpha_{22}} \frac{1 - \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}}}{1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11}\alpha_{22}}}. \quad (4.55)$$

В формулах (4.54), (4.55) первый множитель определяет заряд на одном электроде при отсутствии другого. Второй множитель учитывает влияние другого электрода. Как видно, наличие экрана приводит к уменьшению заряда на высоковольтном элементе аппарата и тем в большей степени, чем больше отношение взаимного потенциального коэффициента к собственному потенциальному коэффициенту экрана $\alpha_{12} / \alpha_{22}$. В общем случае чем больше удается создать заряд на экране и чем ближе он расположен к высоковольтному элементу аппарата (ВЭА), тем большее влияние оказывает экран на его заряд. Однако этим не ограничивается влияние экранов на напряженность поля ВЭА. При близком расположении двух одноименно заряженных тел происходит перераспределение зарядов по поверхности обоих тел. В той части поверхности ВЭА, где направления векторов напряженности поля, создаваемых зарядами ВЭА и экрана, совпадают, напряженность поля усиливается, где оно противоположно — уменьшается. Поэтому экранирующий эффект существенно зависит не только от расстояния между ВЭА и экраном, но и от их взаимного расположения (рис. 4.38). Поэтому при выборе экранов необходимо тщательно проанализировать поле ВЭА и целесообразный путь его деформации с помощью экранов. На рис. 4.38 проиллюстрированы возможности регулирования распределения напряженности поля вдоль изоляционной колонки с помощью экранов.

Выравнивания распределения напряженности поля можно достичь также путем фиксирования потенциала в различных точках поля. Рассмотрим, например, случай, когда промежуточный потенциал фиксируется с помощью одного экрана торoidalной формы. Для упрощения решения задачи высоковольтный электрод аппарата вместе с экраном может быть эквивалентирован (по емкости) сферой или тороидом с помощью системы потенциальных уравнений (4.53).

Собственный потенциальный коэффициент эквивалентного электрода с учетом (4.54) и (4.55) определяется соотношением

$$\alpha_3 = \frac{U}{q_1 + q_2} = \frac{\alpha_{11} \cdot \alpha_{22} - \alpha_{12}^2}{\alpha_{11} + \alpha_{22} - 2\alpha_{12}}. \quad (4.56)$$

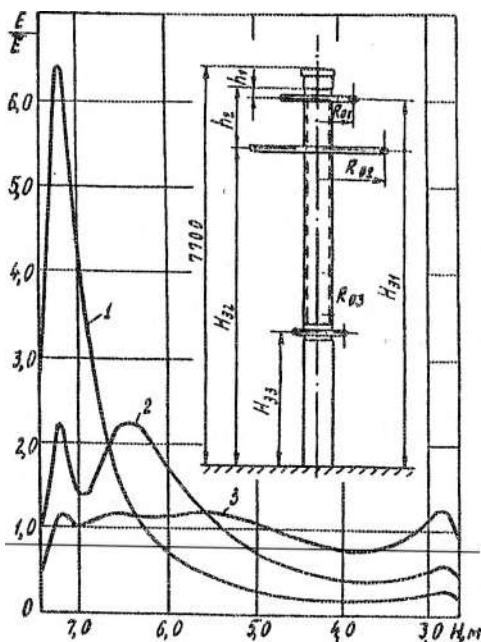


Рис. 4.38. Распределение напряженности электрического поля вдоль изоляционной колонки аппарата класса 750 кВ высотой 6 м, установленной на металлической подставке высотой 2 м. 1 — при наличии одного тороидального экрана диаметром 1 м на уровне высоты колонки; 2 — то же при диаметре экрана 3,2 м; 3 — при наличии экрана диаметром 1 м на уровне высоты колонки, второго экрана диаметром 3,2 м на 1 м ниже и с учетом влияния подставки, эквивалентированной тороидом диаметром 1 м на высоте 2 м над землей

Приписывая далее эквивалентному высоковольтному электроду индекс 1, а дополнительному экрану с промежуточным потенциалом индекс 2, составим систему потенциальных уравнений

$$U_1 = \alpha_{11}q_1 + \alpha_{12}q_2;$$

$$U_2 = \alpha_{21}q_1 + \alpha_{22}q_2 \quad (4.57)$$

Разрешая эту систему относительно зарядов ВЭА и дополнительного экрана, получаем

$$q_1 = \frac{U_1}{\alpha_{11}} \frac{1 - \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}} \frac{U_2}{U_1}}{1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11}\alpha_{22}}}; \quad (4.58)$$

$$q_2 = \frac{U_2}{\alpha_{22}} \frac{1 - \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}} \frac{U_1}{U_2}}{1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11}\alpha_{22}}} = \frac{U_1}{\alpha_{22}} \frac{U_2 - \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}} U_1}{1 - \frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{11}\alpha_{22}}}. \quad (4.59)$$

Как и ранее (см. формулы (4.54) и (4.55)), заряды на электродах определяются двумя множителями, один из которых равен заряду на электроде при отсутствии второго электрода, а другой учитывает влияние второго электрода. Однако в рассматриваемом случае влияние второго электрода может привести к изменению не только величины, но и знака заряда. Действительно, например, при $\frac{U_2}{U_1} = \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}}$ согласно (4.59) заряд $q_2 = 0$, при этом потенциал U_2 равен потенциалу поля ВЭА в месте расположения экрана. При $\frac{U_2}{U_1} > \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}}$ потенциал U_2 больше потенциала поля ВЭА в месте расположения экрана и заряд q_2 имеет тот же знак, что и потенциал U_1 ; при $\frac{U_2}{U_1} < \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}}$ потенциал U_2 меньше потенциала поля ВЭА в месте расположения экрана и заряд имеет противоположный знак. Соответственно согласно (4.58) при $\frac{U_2}{U_1} = \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}}$ второй множитель в формуле (4.58) становится равным единице и заряд ВЭА оказывается таким же, как и при отсутствии экрана с промежуточным потенциалом. При $\frac{U_2}{U_1} > \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}}$ числитель второго множителя в формуле (4.58) меньше знаменателя и заряд мень-

ше, чем при отсутствии экрана. Уменьшение заряда ВЭА приводит к уменьшению напряженности поля вблизи него и соответственно к повышению электрической прочности изоляционной конструкции. Поэтому именно случай $\frac{U_2}{U_1} > \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}}$ может быть использован для сокращения размеров изоляционных конструкций.

При $\frac{U_2}{U_1} < \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22}}$ второй множитель в формуле (4.58) больше единицы. Заряд q_1 больше, чем при отсутствии экрана с промежуточным потенциалом. При этом условия развития разряда с высоковольтного электрода облегчаются.

Следует заметить, что согласно (4.58) путем увеличения U_2 можно получить, что заряд ВЭА $q_1 = 0$. Однако при этом $\frac{U_2}{U_1} = \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{12}}$, т. е. потенциал экрана должен быть больше потенциала ВЭА. Уже при значительно меньшем потенциале $U_2 < U_1$ разряд начинает развиваться не с высоковольтного электрода, а с дополнительного экрана, что и ограничивает возможности увеличения отношения U_2 / U_1 .

Формула (4.58) позволяет оценить влияние размеров дополнительного экрана. Взаимный потенциальный коэффициент определяется в основном взаимным расположением ВЭА и промежуточного экрана. Поэтому возможности его изменения ограничены. Увеличение размеров дополнительного экрана приводит к уменьшению собственного потенциального коэффициента α_{22} , что в свою очередь приводит к увеличению влияния промежуточного потенциала U_2 на величину заряда q_1 . Таким образом, чем больше размеры дополнительного экрана, тем более эффективно управление полем изоляционной конструкции аппарата с помощью промежуточного потенциала.

Для реализации полученных соотношений и выбора экранов необходимо установить связь между их размерами и потенциальными коэффициентами.

4.12. Основы теории экранов электрических аппаратов

Для управления полем электрических аппаратов наибольшее распространение получили торOIDальные экраны и их различные комбинации. ТорOIDальные экраны полностью характеризуются двумя параметрами: радиусом осевой линии R_0 и радиусом трубы r_0 .

В случае торOIDальных экранов с размерами, характерными для электрических аппаратов, соотношения между зарядами, потенциалом Φ и максимальной напряженностью может быть получено с достаточно малой погрешностью (в пределах 1 %) без учета неравномерности распределения заряда по поверхности тора исходя из поля заряда q , расположенного по оси тора. При этом потенциал (рис. 4.39)

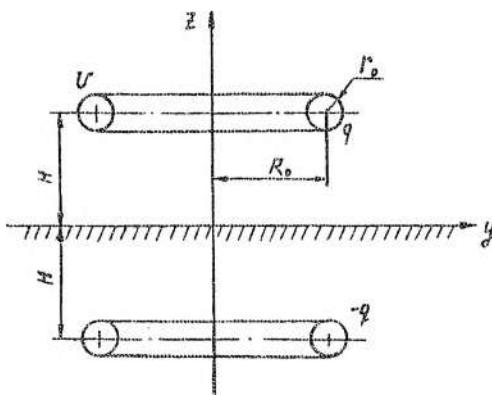


Рис. 4.39. К расчету поля торOIDального экрана

$$\Phi = \frac{q}{2\pi^2 \epsilon_0} \frac{K(k)}{\sqrt{z^2 + (y + R_0)^2}}, \quad (4.60)$$

где $K(k)$ — полный электрический интеграл 1-го рода, модуль которого

$$k = \sqrt{\frac{4R_0 y}{z^2 + (y + R_0)^2}}. \quad (4.61)$$

Вдали от поверхности тора $k \ll 1$, что позволяет использовать разложение $K(k)$ в ряд по степеням модуля k для получения приближенной формулы

$$\varphi = \frac{q}{2\pi^2 \epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{z^2 + (y + R_0)^2}} \frac{\pi}{2} \left[1 + \frac{yR_0}{z^2 + (y + R_0)^2} \right] \quad (4.62)$$

При $z^2 \gg (y + R_0)^2$

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 z} \quad (4.63)$$

и при $z = 0, y \gg R_0$

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 y}. \quad (4.64)$$

Отсюда следует, что на достаточно большом расстоянии от тороида его поле соответствует полю сферы.

Вблизи поверхности тороида модуль k близок к единице. При $k=1$ быстро сходится другое разложение

$$K(k) = \ln \frac{4}{k'} + \frac{1}{4} \left(\ln \frac{4}{k^1} - 1 \right) (k')^2 + \dots, \quad (4.65)$$

где

$$k' = \sqrt{1 - k^2} = \sqrt{\frac{z^2 + (y - R_0)^2}{z^2 + (y + R_0)^2}}. \quad (4.66)$$

Следовательно, согласно (4.60) потенциал в окрестностях тороида определяется формулой

$$\varphi = \frac{q}{2\pi^2 \epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{z^2 + (y + R_0)^2}} \ln 4 \sqrt{\frac{z^2 + (y + R_0)^2}{z^2 + (y - R_0)^2}}. \quad (4.67)$$

Используя формулу (4.67) для вычисления потенциала от заряда на тороиде и формулу (4.63) для вычисления потенциала от заряда тороида, отраженного в поверхности земли (для учета влияния земли), получаем формулу для потенциала тороида над землей (см. рис. 4.39). Для этого в формуле (4.67) полагаем $z = 0; y = R_0 + r_0$, а в формуле (4.63) $z = 2H$. В результате имеем

$$U = \frac{q}{4\pi^2 \epsilon_0 R_0} \left[\frac{1}{1 + \frac{r_0}{2R_0}} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) - \frac{\pi R_0}{2H} \right], \quad (4.68)$$

откуда емкость тороида над поверхностью земли

$$C = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 R_0 \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)}{\ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) - \frac{\pi R_0}{2H}}, \quad (4.69)$$

Пренебрежение в последней формуле множителем $\left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)$

во втором члене знаменателя не вносит заметной погрешности в вычисления, поскольку при обычных соотношениях параметров r_0, R_0, H второй член в знаменателе значительно меньше первого.

При расположении двух тороидов над землей (рис. 4.40) учесть влияние соседнего тороида можно также, заменив тороид точечным зарядом (сферой) по формулам (4.63) и (4.64). Тогда потенциал тороида 1 от заряда тороида 2, вычисленный, например, в ближайшей к тороиду 2 точке тороида 1.

$$\begin{aligned} U_{12} &= \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{D - R_0} - \frac{1}{\sqrt{(2H)^2 + (D - R_0)^2}} \right] = \\ &= \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 D} \left[\frac{1}{1 - \frac{R_0}{D}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2H}{D}\right)^2 + \left(1 - \frac{R_0}{D}\right)^2}} \right] = \alpha_{12} q_2. \end{aligned} \quad (4.70)$$

С учетом собственного заряда q_1 потенциал тороида 1

$$U_1 = \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2 = \frac{q_1}{4\pi^2 \epsilon_0 R_0} \left[\frac{1}{1 + \frac{r_0}{2R_0}} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) - \frac{\pi R_0}{2H} + \right]$$

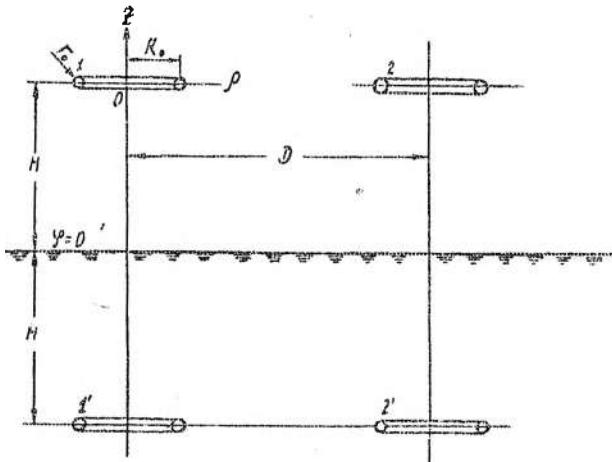


Рис. 4.40. К учету влияния соседнего экрана

$$+ \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 D} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2H}{D}\right)^2}} \right], \quad (4.71)$$

где во втором члене опущены малые члены $\frac{R_0}{D}$.

В частном случае $U_1 = \pm U_2$ заряды на тороидах $q_1 = \pm q_2$ и, следовательно,

$$U_1 = \frac{q_1}{4\pi^2\epsilon_0 R_0} \left[\frac{1}{1 + \frac{r_0}{2R_0}} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) - \frac{\pi R_0}{2H} \pm \right. \\ \left. \pm \frac{\pi R_0}{D} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2H}{D}\right)^2}} \right] \right]. \quad (4.72)$$

Рабочая емкость экрана

$$C_1 = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 R_0}{\left[\frac{1}{1 + \frac{r_0}{2R_0}} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) - \frac{\pi R_0}{2H} \pm \frac{\pi R_0}{D} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2H}{D} \right)^2}} \right] \right]} \quad (4.73)$$

уменьшается по сравнению с емкостью одиночного тороида над землей при $U_1 = U_2$ и увеличивается при $U_1 = -U_2$.

Формулы (4.72), (4.73) с отрицательным знаком добавочного члена справедливы и для средней фазы трехфазной системы. Действительно, в этом случае в момент максимума напряжения на средней фазе U_m напряжения на крайних фазах одинаковы и равны $-U_m / 2$. С достаточной степенью приближения можно принять, что соотношение между зарядами аналогично. Тогда в соответствии с формулой (4.71)

$$U_1 = \alpha_{11}q_1 + \alpha_{12}q_2 + \alpha_{13}q_3 = q_1(\alpha_{11} - \alpha_{12}),$$

что соответствует формуле (4.72) при отрицательном знаке добавочного члена.

Для вычисления напряженности поля на поверхности тороида можно воспользоваться формулой для потенциала поля вблизи тороида (4.67). Напряженность поля максимальна на внешней поверхности сферы на образующей с координатами $z = 0$; $y = R_0 + r_0$:

$$\begin{aligned} E_{\max} &= -\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{q}{2\pi^2 \epsilon_0} \frac{1}{y + R_0} \ln 4 \frac{y + R_0}{y - R_0} \right]_{y=R_0+r_0} = \\ &= \frac{q}{2\pi^2 \epsilon_0} \left[\frac{1}{(y + R_0)^2} \ln 4 \frac{y + R_0}{y - R_0} + \frac{2R_0}{(y + R_0)^2(y - R_0)} \right]_{y=R_0+r_0} = \\ &= \frac{q}{4\pi^2 \epsilon_0 R_0 r_0 \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)^2} \left[1 + \frac{r_0}{2R_0} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.74)$$

Первый член в (4.74) определяет среднюю величину напряженности поля на поверхности тороида. Неравномерность распределения заряда по поверхности тороида учитывается вторым членом. Чем больше отношение R_0/r_0 , тем более равномерно распределяется напряженность поля по поверхности тороида и тем ближе E_{\max} к среднему значению.

Приравнивая в формуле (4.74) максимальную напряженность начальной напряженности короны на цилиндрической поверхности (4.16), получаем заряд q_n , при котором возникает коронный разряд. Подставляя этот заряд в формулу (4.68), получаем выражение для начального напряжения корон на тороидальном экране

$$U_n = E_n r_0 \left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right) \frac{\ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right) - \frac{\pi R_0}{2H}}{1 + \frac{r_0}{2R_0} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right)}. \quad (4.75)$$

Как следует из (4.75), начальное напряжение короны на тороиде слабо зависит от высоты над землей и определяется в основном радиусом трубы тороида r_0 и отношением радиусов R_0 / r_0 .

Распределение потенциала и напряженности поля вдоль оси симметрии одиночного тороида можно вычислить из формулы (4.60). Так как при $y = 0$; $k = 0$ и $K(k) = \frac{\pi}{2}$,

$$\varphi(z) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{z^2 + R_0^2}} = \frac{CU}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{z^2 + R_0^2}} \quad (4.76)$$

или при подстановке выражения для ёмкости согласно (4.69)

$$\varphi(z) = \frac{\pi R_0 U \left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right)}{\sqrt{z^2 + R_0^2} \left[\ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right) - \frac{\pi R_0}{2H} \right]}. \quad (4.77)$$

Из (4.77) следует, что в центре симметрии тороида ($z = 0$) потенциал

$$\Phi_0 = \frac{\pi U \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)}{\ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)}. \quad (4.78)$$

существенно ниже, чем на его поверхности, причем при увеличении отношения R_0 / r_0 разность потенциалов $U - \Phi_0$ увеличивается. Например, при $R_0 / r_0 = 12,5$ значение $\Phi_0 = 0,7U$.

При удалении от центра симметрии тороида (при увеличении z) потенциал изменяется сначала медленно, а затем все быстрее (рис. 4.41), что определяет неравномерность распределения напряжения вдоль экранируемой изоляционной конструкции. При увеличении радиуса R_0 распределение напряжения выравнивается.

Напряженность поля вдоль оси z

$$E_z = -\frac{d\Phi(z)}{dz} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{\left(z^2 + R_0^2\right)^{3/2}} = \\ = \frac{\pi R_0 z U \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)}{\sqrt{\left(z^2 + R_0^2\right)^3} \ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)}. \quad (4.79)$$

В центре симметрии тороида ($z = 0$) $E_z = 0$, а при увеличении z напряженность поля сначала быстро увеличивается из-за увеличения числителя, а затем уменьшается из-за преобладающего увеличения знаменателя (рис. 4.41). Максимальное значение E_z найдем, приравнивая нулю производную E_z по z

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\left(z^2 + R_0^2\right)^{3/2} \left(z^2 + R_0^2 - 3z^2\right)}{\left(z^2 + R_0^2\right)^3} = 0.$$

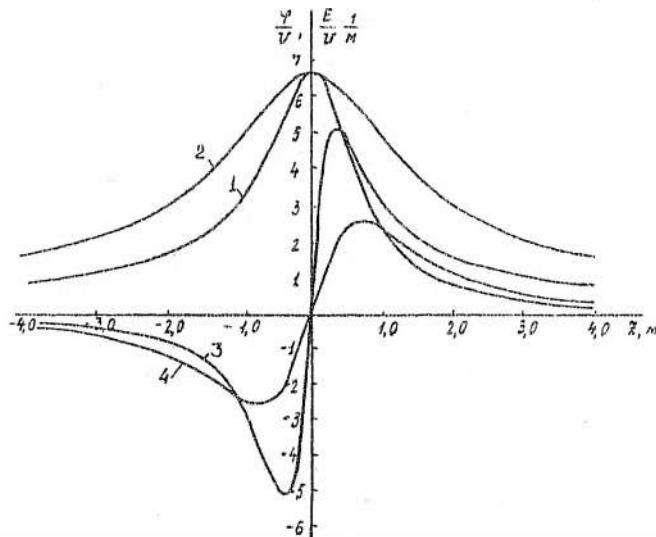


Рис. 4.41. Распределение потенциала (1, 2) и напряженности поля (3, 4) вдоль оси симметрии тороида при $R_0 = 0,5$ м (1, 3) и $R_0 = 1$ м (2, 4)

Координата z , соответствующая максимуму напряженности поля,

$$z_{\text{экс}} = \frac{R_0}{\sqrt{2}}, \quad (4.80)$$

откуда согласно (4.79) максимальная напряженность на оси z

$$E_{\max} = \frac{0,386q}{4\pi\epsilon_0 R_0^2} = \frac{1,2U\left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right)}{R_0 \ln \frac{8R_0}{r_0}\left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right)}. \quad (4.81)$$

Как видно, максимальная напряженность пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна радиусу тороида R_0 (при постоянном отношении R_0 / r_0). При увеличении отношения R_0 / r_0 E_{\max} незначительно уменьшается (рис. 4.42).

В разд. 4.11 указывалось на дополнительный эффект экранирования от встречной напряженности поля. Например, в слу-

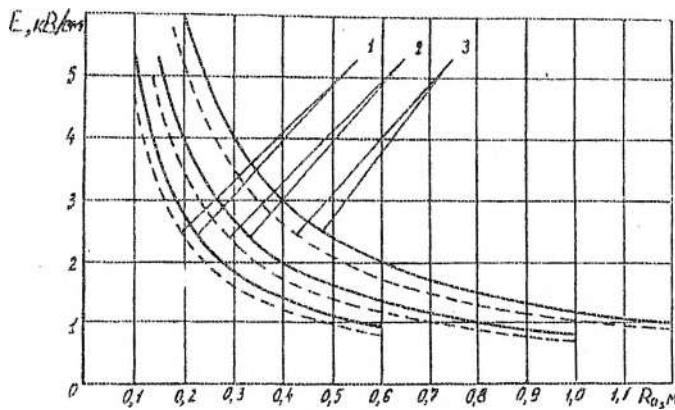


Рис. 4.42. Зависимости максимальной напряженности на оси симметрии тороида от его радиуса R_0 при $R_0 / r_0 = 12.5$ (сплошные линии) и $R_0 / r_0 = 25$ (штриховые линии) для классов 330 кВ (1); 500 кВ (2) и 750 кВ (3)

час экранирования тороидом наибольшее снижение напряженности поля на экранируемом элементе аппарата достигается при размещении его в месте максимума встречной напряженности поля от тороида (выше тороида при $z = -z_{\text{экс}}$). Так, при расположении тороидального экрана под высоковольтным электродом, например в виде сферы, рост напряженности поля от заряда тороида в диапазоне $\pm z_{\text{экс}}$ от центра симметрии тороида (см. рис. 4.41) позволяет выравнивать поле вблизи ВЭА в этом диапазоне. Действительно, напряженность поля, создаваемая зарядом ВЭА, быстро уменьшается по мере удаления от поверхности ВЭА. Если тороид разместить на расстоянии $z_{\text{экс}}$ от поверхности ВЭА, то напряженность поля на ней будет снижена в максимальной степени. Увеличение напряженности поля заряда тороида по мере приближения к центру его симметрии и далее вплоть до максимума напряженности при $z_{\text{экс}}$ приводит к снижению скорости уменьшения напряженности поля заряда ВЭА вплоть до полного выравнивания поля в указанном выше диапазоне $\pm z_{\text{экс}}$ от центра тороида. Поэтому эта зона может быть названа зоной выравнивания поля тороидом. Ее ширина максимальна вдоль оси симметрии тороида и равна $2z_{\text{экс}} = \sqrt{2}R_0$, т. е. при увеличении радиуса осевой линии тороида пропорционально увеличивается

максимальная длина зоны выравнивания поля. При этом, однако, перепад напряженности поля тороида в этой области

$$\Delta E_z = 2E_{\max} = \frac{0,772q_T}{4\pi\epsilon_0 R_0^2} = \frac{2,42U\left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right)}{R_0 \ln \frac{8R_0}{r_0}\left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right)} \quad (4.82)$$

уменьшается обратно пропорционально R_0 . Следует иметь в виду, однако, что при увеличении радиуса R_0 тороида по отношению к размерам ВЭА согласно (4.69) уменьшается собственный по-

тенциальный коэффициент тороида $\left(\alpha_{22} = \frac{1}{C_T}\right)$, что согласно (4.54) приводит к уменьшению заряда q_1 ВЭА. Поэтому подбором размеров тороида можно обеспечить полное выравнивание электрического поля в пределах зоны выравнивания поля тороидом.

При использовании расщепленных тороидальных экранов картина распределения электрического поля может быть получена наложением полей каждого из экранов по формуле

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i(z + d_{1i})}{\left[\left(z + d_{1i}\right)^2 + R_{0i}^2\right]^{3/2}}, \quad (4.83)$$

где n — число соосных тороидальных экранов; R_{0i} — радиусы осевых линий экранов; d_{1i} — расстояние между осевыми линиями первого и i -го экрана; z — координата вдоль общей оси тороидов, отсчитываемая от оси первого экрана, ближайшего к заземленному электроду.

Заряды тороидов q_i могут быть найдены в результате решения системы потенциальных уравнений Максвелла.

$$U_j = \sum_{i=1}^n \alpha_{ji} q_i (j = 1, 2, \dots, n), \quad (4.84)$$

где $U_j = U$ — напряжение на экранах, а потенциальные коэффициенты согласно (4.60) при их расположении над землей на высоте H_i могут быть вычислены по формуле

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon_0} \left[\frac{K \left(\sqrt{\frac{4R_{0j}R_{0i}}{\left(H_j - H_i\right)^2 + \left(R_{0j} + R_{0i}\right)^2}} \right)}{\sqrt{\left(H_j - H_i\right)^2 + \left(R_{0j} + R_{0i}\right)^2}} - \frac{K \left(\sqrt{\frac{4R_{0j}R_{0i}}{\left(H_j + H_i\right)^2 + \left(R_{0j} + R_{0i}\right)^2}} \right)}{\sqrt{\left(H_j + H_i\right)^2 + \left(R_{0j} + R_{0i}\right)^2}} \right]. \quad (4.85)$$

При $j = i$ получаем выражение для собственного потенциального коэффициента, который может быть вычислен также в соответствии с формулой (4.69) $\alpha_{ii} = \frac{1}{C_i}$.

При экранировании пространственных изоляционных конструкций необходимо обеспечить ограничение напряженности поля не только вдоль оси тороидов, но и в любом месте расположения изоляционных материалов. Составляющие напряженности поля вдоль оси z при произвольном значении координаты y (перпендикулярной z) и вдоль оси u при произвольном значении координаты z

$$E_z = -\frac{d\phi}{dz} = \frac{qz}{16\pi^2 \epsilon_0 (yR_0)^{3/2}} \frac{k^3}{1-k^2} E(k); \quad (4.86)$$

$$E_y = -\frac{d\phi}{dy} = \frac{q}{8\pi^2 \epsilon_0 \sqrt{yR_0}} \frac{k}{y} \left[K(k) + \left(\frac{y-R_0}{2R_0} \frac{k^2}{1-k^2} - 1 \right) E(k) \right], \quad (4.87)$$

где $E(k)$ -- полный эллиптический интеграл 2-го рода. При использовании нескольких тороидов составляющие E_z и E_y от каждого тороида суммируются. Модуль вектора напряженности поля в произвольной точке экранируемого пространства

$$E = \sqrt{E_z^2 + E_y^2}. \quad (4.88)$$

Вычисления по формуле (4.88) показали, что характер распределения напряженности поля вдоль оси z при произвольной величине координаты $y < R_0 / \sqrt{2}$ сохраняется. При $z = 0$ напряженность поля минимальна, по мере увеличения z напряженность поля нарастает, достигает максимума и затем убывает. При этом максимумы распределения напряженности поля вдоль оси z достигаются на поверхности сферы с радиусом $r = R_0 / \sqrt{2}$ (т. е. $y^2 + z^2 = \frac{1}{2} R_0^2$). Поэтому при $y = R_0 / \sqrt{2}$ максимум напряженности поля достигается при $z = 0$, и он вдвое превышает E_{\max} при $y = 0$ (см. формулу (4.81)). В промежуточных точках он может быть вычислен по приближенной формуле

$$\frac{E_{\max}(y)}{E_{\max}(y=0)} = 0,99 + 0,01 \exp \left(6,5 \frac{y}{R_0} \right). \quad (4.89)$$

При $z = 0$, $y > R_0 / \sqrt{2}$ напряженность E_{\max} возрастает в несколько раз по мере приближения к поверхности тороида. Поэтому располагать изоляционные элементы в области поля тороида, где $y > R_0 / \sqrt{2}$, нецелесообразно.

Формулы (4.81) и (4.89) позволяют установить функциональную зависимость необходимого радиуса тороида R_0 для ограничения напряженности поля на изоляционной трубе радиуса r_{tp} до величины $E_{\text{доп}}$

$$r_{tp} = \frac{R_0}{6,5} \ln 100 \left[E_{\text{доп}} R_0 \frac{\ln \frac{8R_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right) - \frac{\pi R_0}{2H}}{1,21U \left(1 + \frac{r_0}{2R_0} \right)} \right] \quad (4.90)$$

Изменяя размеры, количество и расположение тороидальных экранов, можно обеспечить ограничение напряженности поля в любой точке экранируемого пространства до необходимой величины.

Глава 5

ТЕОРИЯ ГАШЕНИЯ ДУГИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

5.1. Электрическая дуга при коммутации

При выполнении коммутационным аппаратом операции отключения между контактами возникает *электрическая дуга*. Возникновение между контактами, горение и гашение дуги происходят при определенных условиях и зависят как от собственных параметров аппарата (быстродействие, контактные материалы, среда дугогасительного устройства), так и от внешних параметров, связанных с вводом аппарата в эксплуатацию (номинальные параметры сети и ее режимы, вид короткого замыкания и т. д.) (рис. 5.1, а).

Вопросы эксплуатации — определяющие в выборе электрического аппарата, а следовательно, и его дугогасительного устройства. Случайный характер эксплуатационных нагрузок (режимы при коммутации, вид короткого замыкания и т. д.) требует проведения нормированных испытаний в соответствии с требованиями МЭК и стандартов России.

Задачами теории гашения дуги является теоретическое обеспечение основ разработки, испытаний и эксплуатации дугогасительных устройств с целью оптимизации их конструкций и взаимодействия электрического аппарата с сетью при выполнении требуемых (нормированных) операций в эксплуатации.

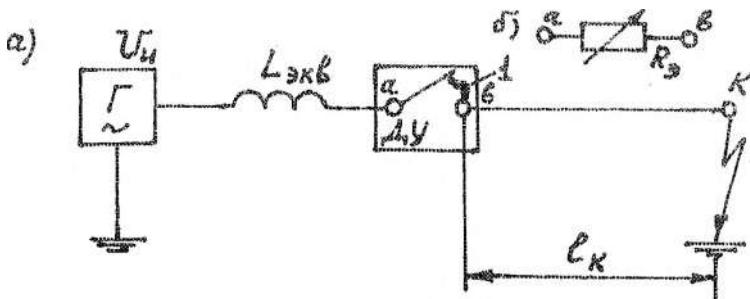


Рис. 5.1. Электрическая дуга отключения: а — схема замещения системы "источник Г — дугогасительное устройство электрического аппарата ДУ — линия" ($L_{\text{экв}}$ — эквивалентная индуктивность сети со стороны источника с напряжением U_n ; l_k — длина линии до места короткого замыкания (К)); б — эквивалентное сопротивление электрической дуги

Целевое использование электрического аппарата в энергосистеме (или энергоустановки) предопределяет удобный для практики вид представления его в схеме замещения сети (или энергоустановки) в виде эквивалентного нелинейного сопротивления R_3 (рис. 5.1,б).

Параметры сопротивления R_3 определяются характеристиками дугогасительного устройства, и гашение дуги — переходный процесс, при котором исходное проводящее состояние межконтактного промежутка с конечным сопротивлением электрической дуги R_3 , не равным нулю, достигает изоляционного состояния, при котором сопротивление R_3 в пределе равно бесконечности.

Дугогасящие среды электрических аппаратов. Характерно, что название электрического аппарата обычно происходит от названия дугогасящей среды, а следовательно, принципа дугогашения и конструкции дугогасительного устройства. Поэтому в выключателях высокого напряжения (воздушных, масляных, вакуумных, электромагнитных, элегазовых) применяются для гашения дуги соответственно воздух высокого давления, масло, вакуум, магнитное дутье при атмосферном давлении воздуха, элегаз. В защитных электрических аппаратах (токограничивающие предохранители, автогенерирующие выключатели) используют кварцевый песок, газогенерирующие материалы. В электрических

аппаратах низкого напряжения используется вакуум, воздух при атмосферном давлении в сочетании с магнитным или электромагнитным дутьем, деионными решетками, изоляционными щелевыми камерами и т. д. Повышение эффективности дугогашения непосредственно связано с интенсивностью взаимодействия дугогасящей среды с электрической дугой в дугогасительном устройстве электрического аппарата.

Так как функционирование энергосистемы (или отдельной электроустановки), где установлен электрический аппарат, осуществляется при переменном или постоянном напряжении, рассмотрим принципиальные особенности поведения дуги в таких сетях.

Электрическая дуга в сетях переменного тока. На рис. 5.2 показан типичный переходный процесс при коротком замыкании в индуктивной цепи переменного тока высокого напряжения. В момент A контакты размыкаются и появляется дуга. По мере увеличения межконтактного промежутка напряжение на дуге U_d растет, однако в первый переход тока через нуль дуга не гаснет, а в результате повторного пробоя продолжает гореть. При повторном подходе тока к нулю условия для дугогашения улучшаются (сопротивление дуги R_d значительно увеличивается) и происходит гашение дуги.

Следовательно, в цепях переменного тока процесс гашения дуги связан с переходом тока через нуль, когда в области нуля тока благодаря активной деионизации межконтактного промежутка (с помощью дугогасительного устройства), удается увеличить электрическую прочность так, что восстанавливающееся напряжение на промежутке не способно возобновить горение дуги в следующем полупериоде тока.

Электрическая дуга в сетях постоянного тока. На рис. 5.3 даны характеристики тока и напряжения на промежутке при возникновении дуги на контактах в цепи постоянного тока. В момент A

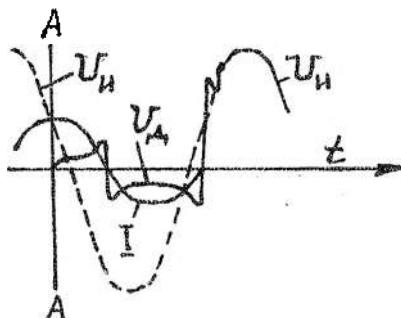


Рис. 5.2. Переходные процессы при коротком замыкании в сети переменного тока

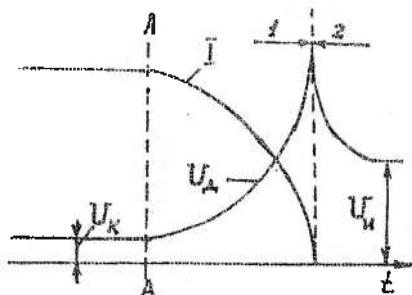


Рис. 5.3. Переходные процессы при коротком замыкании в сети постоянного тока

вает напряжению сети U_n . Такой процесс возможен в сетях низкого напряжения, когда источник не способен при определенных условиях (в частности, при значительном ходе контактов) поддерживать горение дуги и она гаснет.

В цепях высокого напряжения необходимы специальные меры по искусственному переводу тока отключения через нуль и организация гашения дуги, как в системах переменного тока. Следовательно, в цепях постоянного тока процесс гашения дуги связан с созданием условий, когда источник питания не способен поддерживать горение дуги.

5.2. Свойства электрической дуги

Электрическая дуга представляет собой завершающую стадию пробоя газа при достаточно малом сопротивлении источника напряжения, обеспечивающим баланс энергии, выделяемой в дуге в результате протекания тока и рассеиваемой ею в окружающее пространство. Степень ионизации газа в дуговом разряде превышает 10^{-3} и обеспечивается термической ионизацией газа. Энергия электронов в плазме дуги превышает 1 эВ.

Основные особенности дугового разряда: ясно очерчена граница между дуговым столбом и окружающей средой; высокая плотность тока в дуговом столбе; высокая температура газа и преобладание термической ионизации газа; малое падение напряжения и высокая плотность тока на катоде.

контакты размыкаются и напряжение на межконтактном промежутке $U_d > U_k$, где U_k — напряжение на контактах до $t = A$. По мере разведения контактов напряжение на дуге U_d растет, и возникают предпосылки образования изоляционного промежутка (стадия 1). На стадии 2 контакты разведены на достаточное расстояние, и дуга погасла, а напряжение на промежутке соот-

ветствует напряжению сети U_n . Такой процесс возможен в сетях низкого напряжения, когда источник не способен при определенных условиях (в частности, при значительном ходе контактов) поддерживать горение дуги и она гаснет.

В цепях высокого напряжения необходимы специальные меры по искусственному переводу тока отключения через нуль и организация гашения дуги, как в системах переменного тока. Следовательно, в цепях постоянного тока процесс гашения дуги связан с созданием условий, когда источник питания не способен поддерживать горение дуги.

5.2. Свойства электрической дуги

Электрическая дуга представляет собой завершающую стадию пробоя газа при достаточно малом сопротивлении источника напряжения, обеспечивающим баланс энергии, выделяемой в дуге в результате протекания тока и рассеиваемой ею в окружающее пространство. Степень ионизации газа в дуговом разряде превышает 10^{-3} и обеспечивается термической ионизацией газа. Энергия электронов в плазме дуги превышает 1 эВ.

Основные особенности дугового разряда: ясно очерчена граница между дуговым столбом и окружающей средой; высокая плотность тока в дуговом столбе; высокая температура газа и преобладание термической ионизации газа; малое падение напряжения и высокая плотность тока на катоде.

Рассмотрим некоторые характеристики дугового разряда.

Распределение электрического поля между электродами вдоль дугового разряда. Типичное распределение потенциала между электродами вдоль оси стабилизированной осесимметричной дуги показано на рис. 5.4. Из характера распределения следует, что можно выделить область ствола дуги, где наблюдаются относительно низкая напряженность поля и равномерное распределение падения потенциала, и околоэлектролные области. В окрестности катодной области малой протяженности падение потенциала примерно равно потенциальному ионизации газа или паров материала катода и обусловлено наличием нескомпенсированного положительного объемного заряда с высокой напряженностью поля у поверхности катода. Анодная область дуги также имеет малую протяженность и высокое падение потенциала, обусловленное наличием на границе с областью ствола дуги нескомпенсированного отрицательного объемного заряда.

Уравнение полного падения потенциала на дуге можно представить в виде

$$U_d = U_k + U_a + U_c, \quad (5.1)$$

где $U_c = \int_0^l E_c(x) dx$ -- падение напряжения на стволе дуги, которое может существенно изменяться с повышением интенсивности теплообмена; U_k , U_a -- катодное и анодное падение потенциала на дуге.

Если расстояние между электродами уменьшается, то область ствола дуги в пределе исчезает, однако прикатодная область остается. Этим определяется предельное условие существования короткой дуги в цепи с источником постоянного напряжения $U_n - R_n I > U_k$, где R_n -- сопротивление нагрузки.

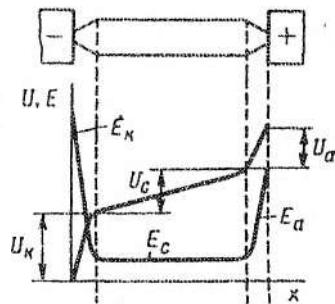


Рис. 5.4. Распределение потенциала U и напряженности электрического поля E вдоль дугового разряда между электродами

Вольт-амперные характеристики дуги. Эта характеристика устанавливает связь между током и падением напряжения между электродами при неизменной длине дуги и неизменных условиях ее горения. В зависимости от условий горения дуги различают статические и динамические вольт-амперные характеристики.

Статическая вольт-амперная характеристика устанавливает связь между напряжением и током при неизменяющихся со временем условиях горения дуги. Причем при переменном токе статическая вольт-амперная характеристика устанавливает связь между действующими значениями напряжения и тока.

Статическую вольт-амперную характеристику равномерно охлаждаемой стационарной дуги в общем виде можно представить уравнением

$$U_d = U_s + E_c I = U_s + A_m l_d / I^m, \quad (5.2)$$

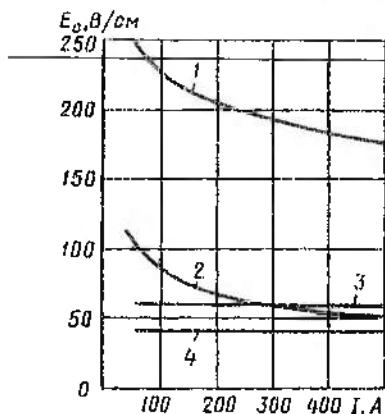


Рис. 5.5. Статические вольт-амперные характеристики ствола дуги в потоке воздуха при $v = 340$ м/с и $p = 0,5$ МПа (кривая 1), при поперечном движении в воздухе при $v = 100$ м/с и $p = 0,1$ МПа (кривая 2), в узкощелевом канале при зазоре $\delta = 1$ мм (кривая 3) и зазоре 2 мм (кривая 4)

где m — показатель, зависящий от вида (способа) воздействия окружающей среды на ствол дуги; A_m — коэффициент, определяемый интенсивностью теплообмена в зоне ствола дуги при данном (m) способе воздействия окружающей среды; l_d — длина дуги; $U_s = U_k + U_a$.

В общем случае суммарное приэлектродное падение U_s весьма слабо зависит от тока. Следовательно, ход статической характеристики длинной дуги ($U_c > U_s$) в основном определяется характером зависимости напряженности поля в стволе от тока $E_c = A_m / I^m$ (рис. 5.5).

Динамическая вольт-амперная характеристика представляет собой зависимость напряжения на дуге от тока, изменяющегося во времени, полученную при неизменной длине ствола и определенных условиях теп-

лообмена между дугой и окружающей средой. Динамическая вольт-амперная характеристика дуги может служить показателем эффективности дугогашения, влияния нестационарных (гидродинамических, термодинамических, тепломассообменных, электродинамических) явлений как в области максимума тока, так и в момент перехода тока через нуль. Математическое описание динамических вольт-амперных характеристик является основой для исследования и расчета динамического состояния электрических луг и процессов электродугового размыкания электрических цепей. Методы получения аналитических выражений для этих характеристик приведены ниже.

5.3. Основные процессы в катодной области дуги

Резко различная скорость движения электронов и ионов в прикатодной области определяет наличие в ней избыточного положительного объемного заряда, что отражается на виде распределения потенциала и напряженности поля (см. рис. 5.4). Освобожденные из катода под воздействием photoионизации электроны ускоряются полем в области катодного падения и могут произвести ионизацию атомов газа, пройдя путь, в среднем равный средней длине пробега. В этом сложном комплексе взаимосвязанных процессов определяющая роль принадлежит эмиссии электронов с поверхности катода, которая может приобретать качественно различный характер при различных внешних условиях.

Эффективная работа выхода $W_{\text{эф}}$, которой соответствует энергия (температура) электрона, достаточная для его выхода с поверхности катода при отсутствии внешнего, положительно направленного электрического поля, для различных металлов имеет следующие значения:

Металл...	Cu	Ag	Fe	Mo	Ni	W
$W_{\text{эф}}, \text{эВ...}$	4,4	4,7	4,7	4,1	5,0	4,0

Баланс энергии катода, пороговый ток. Этот баланс приближенно можно представить уравнением

$$P_u = P_o + P_c + P_r + P_k, \quad (5.3)$$

где $P_u = J_u(U_u + U_k - W_{\text{эф}})$ — подводимая мощность; P_θ — мощность, расходуемая на испарение материала катода; P_c — мощность, уносимая электронами эмиссии; P_r — мощность радиационных потерь; P_λ — мощность, отводимая в катод путем теплопроводности.

P_u принимается за исходную величину при расчете процессов нагревания катодного пятна и электродуговой эрозии материала катода. Отметив, что условие сохранения теплового баланса катодной области определяет пороговый ток, т. е. предельное минимальное значение тока, при котором возможно образование и существование дугового разряда.

Пороговый ток зависит от температуры испарения и теплопроводности материала катода (рис. 5.6):

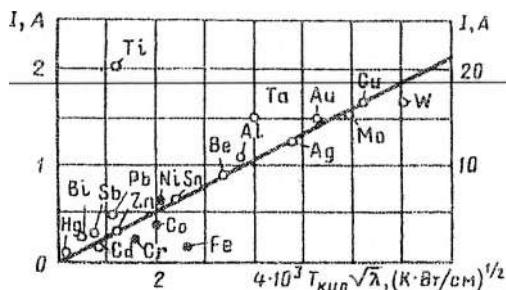


Рис. 5.6. Пороговые токи для дугового разряда (опытные данные) между металлическими электродами (масштаб ординат справа относится к металлам, обозначенным черными точками)

$$I_{\text{пор}} = 0,25 \cdot 10^{-3} T_{\text{кип}} \sqrt{\lambda}, \quad (5.4)$$

где $T_{\text{кип}}$ — температура кипения материала катода, К; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Прикатодное падение напряжения. Условия возникновения дуги. Опытные данные о катодном падении $U_{k\min}$ для коротких дуг низкого давления на металлических электродах приведены в табл. 5.1. Здесь же даны расчетные отношения $U_{k\min}/U_u$. Для коротких дуг на электродах из различных металлов минимальная

величина катодного падения напряжения составляет 10–18 В, а отношение минимального катодного падения к потенциалу ионизации данного материала 1–2.

Таблица 5.1

Металл	$U_{\text{в}}$, В	$T_{\text{книд}}$, К	$U_{\text{к мин}}$, В	$U_{\text{к мин}}/U_{\text{в}}$
Cu	7,68	3150	16	2,08
Ag	7,54	2436	13	1,73
Zn	9,36	1046	10	1,07
Cd	8,96	770	11	1,23
Al	5,96	2621	15,5	2,6
Fe	7,83	3045	17	2,17
Co	7,81	2528	16	2,05
Ni	7,61	2415	18	2,36

Опытами установлено, что минимальное катодное падение напряжения весьма слабо зависит от тока дуги. Это дает основание в практических случаях принимать $U_{\text{к мин}}$ постоянным, не зависящим от тока. Таким образом, можно сделать вывод о том, что для возникновения и развития дугового разряда с испаряющимся катодом необходимо выполнение двух основных условий: должна поддерживаться минимально необходимая разность потенциалов между электродами, которая в случае предельно-короткой дуги приблизительно равна катодному падению напряжения; разрядный ток должен превышать значение порогового тока.

5.4. Физические свойства и характеристики ствола дуги

Область ствола электрической дуги представляет собой газообразную, термически возбужденную ионизированную квазинейтральную среду — плазму, в которой под действием внешнего электрического поля носители зарядов (электроны и ионы) движутся в направлении к электродам противоположного знака. Необходимая для термической ионизации газа высокая температура поддерживается за счет внешних источников энергии. Свойство квазинейтральности плазмы определяется уравнением

$$n_e = n_{\text{н}1} + 2n_{\text{н}2} + 3n_{\text{н}3} + \dots, \quad (5.5)$$

где n_e — концентрация электронов.

Температура плазмы. Этот параметр является важнейшей термодинамической характеристикой систем, находящихся в состоянии термического равновесия. В термически равновесной плазме все кинетические и химические равновесия между частицами

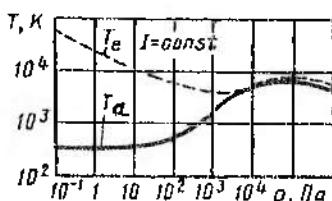


Рис. 5.7. Зависимость температуры электронов и атомов плазмы ствола дуги от давления

При $p < 2 \cdot 10^3$ Па по мере уменьшения давления пре-вышение температуры электронов значительно увеличивается. При $p > 2 \cdot 10^3$ Па с увеличением давления температуры T_e и T_a практически выравниваются. Признаком неизотермичности или изотермичности плазмы определяется понятие соответственно дуг низкого и высокого давления.

Состав равновесной плазмы. Концентрация носителей зарядов и степень ионизации x компонентов газа плазмы при заданных температуре и давлении характеризуют состав плазмы. Расчет состава плазмы основывается на уравнении Саха (4.12), выведенном только для обратимых процессов диссоциации и ионизации, т. е. для вполне определенных условий:

а) процессы диссоциации и ионизации в основном уравновешиваются рекомбинацией; потери частиц за счет диффузии относительно малы;

б) преобладающая часть энергии возбуждения атомов возвращается плазме за счет столкновений второго рода, доля излучаемой атомами энергии относительно мала.

Процессы горения и гашения дуги происходят на контактах из различных материалов. Примеси паров металлических контактов, имеющих относительно низкий потенциал ионизации, значительно увеличивают концентрацию электронов плазмы смеси в целом. Средняя температура, характерная для начала термической ионизации для паров металлов (рис. 5.8) существенно ниже, чем для чистых газов (рис. 4.12). Поэтому "загрязнение" газовой плазмы парами металла контактов при отключении оказывает отрицательное влияние на процесс гашения дуги.

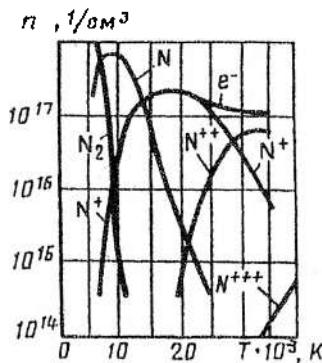


Рис. 5.9. Зависимость состава азотной плазмы от температуры при атмосферном давлении

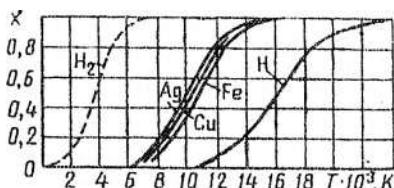


Рис. 5.8. Степень диссоциации (пунктирная кривая) и термической ионизации (сплошные кривые) для водорода и паров металлов

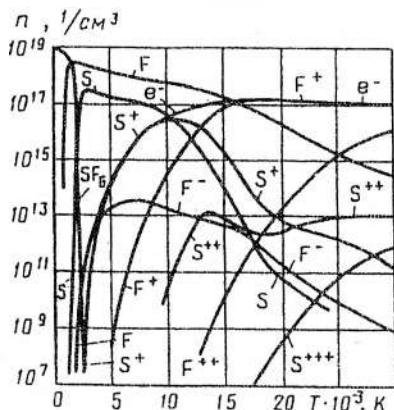


Рис. 5.10. Зависимость состава элегазовой плазмы от температуры при атмосферном давлении

Полученные зависимости $n = f(T, p)$ служат для расчета состава плазмы при различных температурах, которые корректируются данными эксперимента (рис. 5.9, 5.10).

Энтальпия и теплоемкость плазмы. Энтальпию единицы массы плазмы можно представить в виде суммы энтальпии атомарной, ионной и электронной составляющих равновесной плазмы $h = h_a + h_i + h_e$.

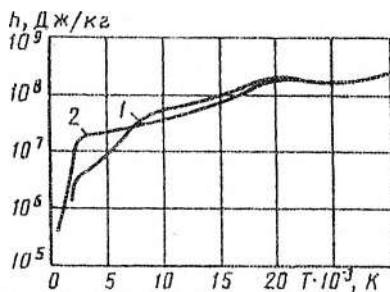


Рис. 5.11. Зависимость энталпии азотной (1) и элегазовой (2) плазмы от температуры при атмосферном давлении

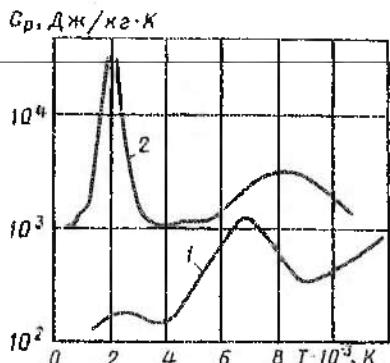


Рис. 5.12. Зависимость удельной теплоемкости при постоянном давлении для азотной (1) и элегазовой (2) плазмы от температуры, $p = 0,1 \text{ МПа}$

биполярный характер. Поток амбиполярной диффузии

$$q_a = -D_a \nabla n, \quad (5.7)$$

где D_a — эффективный коэффициент амбиполярной диффузии, определяемый из соотношения

$$D_a = (T_e + T_n) D_e D_n / (T_n D_e + T_e D_n). \quad (5.8)$$

Для единицы объема общая энталпия $h_p = \sum_s h_s \rho_s$, где ρ_s и h_s — парциальная массовая плотность и энталпия компонента плазмы, откуда общая энталпия для единицы массы

$$h = \sum_s \frac{\rho_s}{\rho} h_s. \quad (5.6)$$

Наибольшая крутизна изменения энталпии от температуры наблюдается в области диссоциации газов (рис. 5.11). Для удельной теплоемкости при постоянном давлении $c_p = dh/dT$ максимальные значения соответствуют также температуре диссоциации (рис. 5.12).

Диффузия и теплопроводность плазмы. В плазме дуги в случае неравномерного распределения температуры, а следовательно, и концентрации частиц протекают одновременно процессы кондуктивного и диффузионного тепло- и массообмена. В плазме диффузия электронов и диффузия ионов между собой электростатически связаны, поэтому процесс диффузии приобретает ам-

Для изотермической плазмы при $D_e \gg D_n$ коэффициент $D_a = 2D_n$.

Теплопроводность по порядку величин приблизительно равна произведению коэффициента амбиополярной диффузии на теплоемкость единицы объема при постоянном давлении,

$$\lambda_r = \rho c_p D_a, \quad (5.9)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); ρ — плотность плазмы, кг/м³.

Как и для теплоемкости c_p , в области температур диссоциации и начала ионизации отдельных компонентов газа имеются резко выраженные максимумы, т. е. ход кривых $\lambda_r = f(T)$ и $c_p = f(T)$ по характеру совпадает (см. рис. 5.13).

Излучение плазмы. Термически возбужденная плазма благодаря высокой температуре является источником лучистой энергии. Излучение плазмы порождается столкновениями того или иного вида между частицами, в результате которых световые кванты излучаются и поглощаются при переходе электронов в атомных системах (молекулы, атомы, ионы) из одного энергетического состояния в другое. Для простейшей атомной системы существуют три основных вида излучения: тормозное излучение, излучение рекомбинации и излучение возбужденных атомов и ионов.

Тормозное излучение происходит, когда свободный электрон при столкновении с атомом, т. е. при резком изменении направления и скорости движения, теряет часть своей энергии.

Излучение рекомбинации возникает, когда свободный электрон захватывается ионом. При этом освобождается энергия, равная сумме кинетической энергии свободного электрона и его энергии связи. Фотоны, излучаемые в процессе рекомбинации, образуют сплошной спектр, на который накладывается линейч-

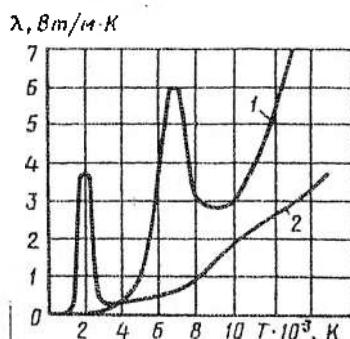


Рис. 5.13. Коэффициент теплопроводности для азотной (1) и элегазовой (2) плазмы в зависимости от температуры, $p = 0,1$ МПа

тый спектр возбужденных атомов, образующихся при ступенчатых переходах.

Спектр излучения возбужденных атомов и ионов состоит из ряда линий, соответствующих различным состояниям возбужденных атомов и ионов.

Удельная электропроводность плазмы ствола дуги. Поскольку плотность тока проводимости для случая отсутствия внешнего магнитного поля

$$j_e = e n_e b_e E, \quad (5.10)$$

удельная электропроводность плазмы ствола дуги (См/м)

$$\sigma_3, \text{ См} \cdot \text{м}$$

$$\sigma_3 = e n_e b_e, \quad (5.11)$$

где b_e — подвижность электронов, общее выражение для подвижности имеет вид

$$b_e = e^2 k_b \lambda_e / (m_e v_{e\text{ср}}), \quad (5.12)$$

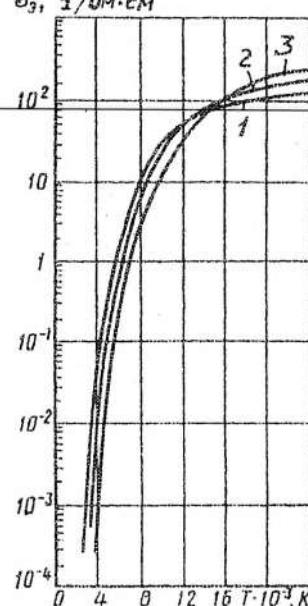


Рис. 5.14. Зависимость удельной электропроводности плазмы воздуха от температуры при различных давлениях; $p = 10^5$ Па (1); $p = 10^6$ Па (2); $p = 10^7$ Па (3).

где $\lambda_e = 1 / \left(\sum_k n_k S_{ek} \right)$ — средняя длина свободного пробега электрона при тепловом движении, м;

$v_{e\text{ср}} = \sqrt{8k_b T_e / (\pi m_e)}$ — средняя скорость электрона при тепловом движении, м/с; S_{ek} — поперечное сечение столкновения положительного иона и атома с электроном, м².

Следовательно,

$$b_e = \frac{e^2 n_e}{\sqrt{8k_b T_e m_e / \pi}} \frac{1}{\sum_k n_k S_{ek}}. \quad (5.13)$$

Данные об удельной электропроводности плазмы воздуха в зависимости от температуры и давления даны на рис. 5.14.

Процессы ионизации и денонизаций в области ствола дуги. В области ствола дуги одновременно протекают процессы образования электронов и положительных ионов и процессы их исчезновения. В простейшем случае для квазинейтральной плазмы газов при отсутствии градиентов давления и действия объемных гравитационных сил связь между этими процессами можно представить уравнением (пренебрегая ударной ионизацией и рекомбинацией)

$$\frac{dn}{dt} = (dn/dt)_T - (dn/df)_{Df}, \quad (5.14)$$

где $(dn/dt)_T$ — скорость увеличения концентрации электронов и ионов за счет термической ионизации, $1/(m^3 \cdot c)$; $(dn/df)_{Df}$ — скорость уменьшения электронно-ионных пар за счет амбиполярной диффузии, $1/(m^3 \cdot c)$.

Из уравнения (5.14) следует, что квазистационарное состояние $(dn/dt = 0)$ характеризуется равенством $(dn/df)_{Df} = (dn/dt)_T$. В случае преобладания диффузионной составляющей, т. е. при $(dn/df)_{Df} > (dn/dt)_T$ возникает процесс деионизации или распад плазмы ствола, определяющий условия гашения дуги. Такое состояние наступает при отрицательном энергетическом небалансе, когда отводимая при охлаждении ствола мощность становится больше мощности, вводимой в дугу от внешних источников, что обычно приводит к снижению температуры плазмы, следовательно, и к уменьшению степени термической ионизации. В процессе распада плазмы существенную роль играет потеря электронов, обусловленная явлением прилипания электрона к атомам газа (см. гл. 4).

Время релаксации. Постоянная времени дуги. Рассмотренные процессы переноса в плазме (тепла, концентрации) связаны, в частности, с выравниванием температуры, концентрации. Действительно, при отклонении некоторой величины q от равновесного значения возникают факторы, стремящиеся вернуть ее к исходному состоянию. Скорость приближения величины q к равновесному значению пропорциональна ее отклонению от равно-

весного значения $dq/dt = k(q_0 - q)$, где $k = 1/\tau$ — коэффициент пропорциональности; τ — постоянная времени релаксации. Для $q = 0$ при $t = 0$ имеем $\tau = q_0/(dq/dt)$. Применительно к процессам переноса (диффузия, турбулентная теплопроводность) представляют интерес время релаксации $\tau_{Dif}, \tau_{турб}$. Для анализа процессов в распадающейся плазме при гашении дуги представляет интерес время установления максвелловского распределения τ_n , релаксация электронов и ионов τ_e, τ_i , установление равнораспределения энергии между электронами и ионами τ_{e-i} , постоянная времени диссоциации и т. д.

Исследования показывают, что можно установить следующую последовательность (иерархию) релаксационных процессов в плазме:

$$\tau_n < \tau_e < \tau_i < \tau_{e-i} < \tau_{Dif} < \tau_{турб}.$$

В практике моделирования электрической дуги отключения широко используется постоянная времени дуги $\tau_s = -\frac{dG_s}{G_s dt} = \frac{dR_s}{R_s dt}$, где $G_s = 1/R_s$ — проводимость дуги. Эффективность дугогасительных устройств непосредственно связана с минимизацией постоянной времени дуги. По существу τ_s является аналогом времени релаксации доминирующего процесса, связанного с гашением или горением дуги при определенных условиях.

В разд. 5.5 будет показано, что в зависимости от принятых значимых параметров (в соответствии с принятыми допущениями) в математических моделях дуги имеется разнообразие в описании постоянной τ_s .

Уравнения сохранения для ствола дуги. Характеристики ствола дуги могут быть проанализированы на основе фундаментальных уравнений сохранения механики сплошных сред. В данном случае уравнения сохранения (в дифференциальной или интегральной форме) энергии, импульса (количества движения) и массы, ранее использованные при описании теплообмена в элементах электрических аппаратов (см. гл. 1), могут быть использованы и при описании характеристик плазмы (при соответствую-

ющих изменениях в уравнениях и краевых условий согласно природе плазменных явлений).

Рассмотрим уравнение теплопроводности (1.32) применительно к цилиндрическому каналу дуги с учетом подвода тепла $E^2 \sigma_3$ от дуги и отвода тепла за счет конвективного теплообмена по оси x и радиальной составляющей теплообмена посредством теплопроводности с окружающим пространством. Тогда уравнение (1.32) имеет вид

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho v_x \frac{\partial T}{\partial x} = \sigma_3 E^2 + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (5.15)$$

где c_p , ρ , σ_3 , λ — удельная теплоемкость при постоянном давлении, плотность, удельная электропроводность и коэффициент теплопроводности плазмы среды; r — переменный радиус дуги.

Если в первом приближении принять параболическое изменение температуры по радиусу дуги $T = T_0 \left[1 - (r / r_0)^2 \right]$, где T_0 — температура по оси канала; r_0 — внешний радиус дуги, то уравнение (5.15) можно записать в виде

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho v_x \frac{\partial T}{\partial x} = \sigma_3 E^2 - 4\lambda T_0 / r_0^2. \quad (5.16)$$

Когда среда (плазма) находится в поле скоростей v , удельное теплосодержание среды (энталпия) $h = c_p T$ зависит от кинетической составляющей $v^2/2$.

Чтобы получить уравнение полной энталпии $h_0 = h + v^2/2$, воспользуемся уравнением движения (1.33), пренебрегая силами проталкивания $\partial p / \partial x$, вязкостью η и силой тяжести ρg_x . Умножим все члены уравнения (1.33) на скорость v_x :

$$\rho v_x \frac{dv}{dt} + \rho v_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v^2}{2} \right) = 0. \quad (5.17)$$

Суммируя уравнения (5.15) и (5.17) получаем:

$$\rho \frac{\partial h_0}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial h_0}{\partial x} = \sigma_3 E^2 + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (5.18)$$

где $h_0 = c_p T + v_x^2/2$ — полная энталпия плазмы.

Уравнения (5.15)–(5.18) широко используются при анализе различных характеристик ствола дуги с учетом доминирующих факторов при переходном процессе. Рассмотрим модели электрической дуги, базирующиеся на этих зависимостях.

5.5. Модели электрической дуги

Анализ и расчет дуговых процессов в дугогасительных устройствах ЭА обуславливает совместное рассмотрение термогазодинамических, кинетических, электрических (сетевых), дуговых, механических процессов. Это существенно осложняет поиск приемлемых моделей, и сейчас нет общепринятых моделей, которые удовлетворяли бы всем этим требованиям. Трудности решения уравнений, которые базируются на общих принципах термодинамики и законах механики сплошных сред, связаны, в частности, с достоверностью граничных и начальных условий, которые обычно выбираются с учетом экспериментальных данных (техника эксперимента при изучении дуги достаточно сложна и имеет высокую стоимость). Однако в некоторых случаях удается получить (в первом приближении) простые выражения для расчета характеристик дуги, основываясь на анализе значимости членов исходных уравнений, привлекая результаты теоретических и экспериментальных исследований свойств плазмы (в частности, воздушной и элегазовой).

На стадии оценки характеристик горения дуги в дугогасительном устройстве в режимах, близких к стационарным (основная фаза полупериода переменного тока, постоянный ток, движение столба дуги, стартовые свойства перед переходным процессом в нуле тока и т. д.), удобно использовать *каналовую модель дуги* и ее модификации.

В переходных процессах (с учетом влияния сети, линии) отключения, для формирования моделей привлекаются результаты экспериментальных исследований, и их сочетание с исходными общими теоретическими предпосылками позволяет построить *адаптивные модели дуги*. Различные ее модификации имеют тесную связь с каналовыми моделями, расширяя возможности друг друга.

Анализируя эти модели, выделим для рассмотрения такие свойства дуги, как вольт-амперная характеристика, постоянная времени τ_s , отводимая мощность $P_{\text{отв}}$, радиус r и сопротивление R_d дуги.

Каналовая модель. Стационарная дуга. Данная модель и ее модификации основываются на следующих допущениях: столб дуги обладает цилиндрической симметрией, стабилизирован стенкой цилиндрического канала с радиусом R_0 ; рассматривается стационарный, одномерный процесс; дуга разбивается на проводящую цилиндрическую область с радиусом r_0 и непроводящую область радиусом R_0 (рис. 5.15); рассматривают относительно длинные дуги, у которых процессы в столбе играют доминирующую роль по сравнению с приэлектронными процессами; в столбе дуги соблюдаются условия локального термодинамического равновесия; определяющим механизмом отвода тепла к стенке является теплопроводность (конвекция и излучение отсутствуют).

При этих условиях уравнение баланса энергии (5.15) записывается в виде (уравнение Эленбааса—Геллера)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) = -\sigma_s E^2.$$

После введения теплового потенциала (подстановка Киргофа)

$S_T = \int \lambda dT$ имеем

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial S_T}{\partial r} \right) = -\sigma_s E^2 = -q_T. \quad (5.19)$$

Согласно постановке задачи в первом приближении, изменение удельной проводимости $\sigma_s(S_T)$ (рис. 5.15) представим в виде двух зон:

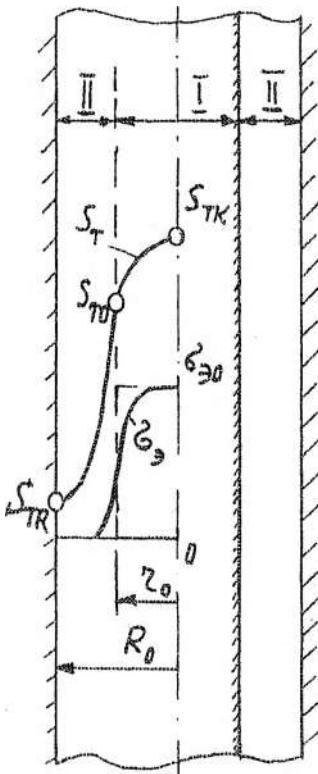


Рис. 5.15. Стационарная электрическая дуга в канале (каналовая модель дуги)

$\sigma_{\infty} = \sigma_{z0} = \text{const}$ при $0 \leq r \leq r_0$ и $\sigma_{\infty} = \sigma_{z0} = 0$ при $r_0 \leq r \leq R_0$. Тогда граничные условия для проводящей зоны I имеют вид $r = 0, S_t = S_{tk}$ и $r = r_0, S_t = S_{t0}$ (рис. 5.15) и решение уравнения (5.19) можно записать в виде

$$S_t(r) = S_{t0} + \frac{q_t}{4} r_0^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (5.20)$$

Для непроводящей зоны II решение уравнения (5.19) с граничными условиями $r = r_0, S_t = S_{t0}$ и $r = R_0, S_{tR} = 0$ имеет вид

$$S_t(r) = \frac{S_{t0}}{\ln(r_0/R_0)} \ln(r/R_0). \quad (5.21)$$

Отсюда следует, что изменение $S_t(r)$ в проводящей области параболическое, а в непроводящей — логарифмическое.

Для определения радиуса дуги r_0 и статической вольт-амперной характеристики примем в качестве дополнительного условия, что на границе двух зон при $r = r_0$ имеется $dS_{tI}/dt = dS_{tII}/dt$. Тогда из уравнений (5.20) и (5.21) получим

$$-q_t \frac{r_0}{2} = \frac{S_{t0}}{r \ln(r_0/R_0)}. \quad (5.22)$$

Учитывая, что $S_t(r) = S_{tk}$ и согласно уравнению (5.20) $S_{tk} - S_{t0} = \tilde{S}_t = q_t r_0^2 / 4$ перепишем выражение (5.22) в виде

$$\ln \frac{r_0}{R_0} = -\frac{2S_{t0}}{q_t r_0^2} = -\frac{2S_{t0}}{2\tilde{S}_t}. \quad (5.23)$$

Отсюда радиус дуги $r_0 = R_0 \exp(-S_{t0}/(2\tilde{S}_t))$.

Согласно закону Фурье из уравнения (5.21) $q_{t0} = -\frac{dS_t}{dr} = -\frac{-S_{t0}}{2 \ln r_0/R_0}$ и количество теплоты, проходящей сквозь цилиндрическую стенку и отнесенное к единице длины дуги,

$$E_{cT} I_{cT} = 2\pi r q_{t0} = -2\pi S_{t0} / (\ln(r_0/R_0)) = 4\pi \tilde{S}_t.$$

Так как для стационарной плазмы $\tilde{S}_t = \text{const}$, то статическая вольт-амперная характеристика $E_{ct} I_{ct} = \text{const}$, что согласуется с экспериментальными данными, (см. рис. 5.5).

Каналовая модель. Интегральная модель Лаука. Рассмотрим ствол дуги в аксиальном потоке газа. Эта модель характерна для анализа процессов в дугогасительных системах продольного газового дутья (рис. 5.16). Использование профицированного канала в виде сопла 4 — необходимое условие ускорения газового потока и достижения высокой степени интенсивности тепломассообмена между плазмой 2 и потоком холодного газа 1. (Газодинамические характеристики такой системы будут рассмотрены ниже). Рассмотрим течение плазмы 2 как стационарный одномерный процесс, где основной вид теплообмена — конвективный перенос тепла за счет высокоскоростного внешнего потока холодного газа. Тогда уравнение полной энталпии (5.18) можно записать в виде

$$\rho v_x \frac{\partial h_0}{\partial x} = \sigma_3 E^2. \quad (5.24)$$

В первом приближении для этих двух коаксиальных потоков примем равенство числа Маха потоков $M_x = M_n$, изменения давления $p_x = p_n$ и $h \gg v_x^2/2$.

Примем во внимание, что

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x h) = \rho v_x \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial (\rho v_x)}{\partial x} = \rho v_x \frac{\partial h}{\partial x},$$

где $h \frac{\partial (\rho v_x)}{\partial x} = 0$ согласно уравнению неразрывности (1.35).

Отсюда уравнение (5.24) представим так:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x S_n h) \approx \sigma_3 E^2 S_n.$$

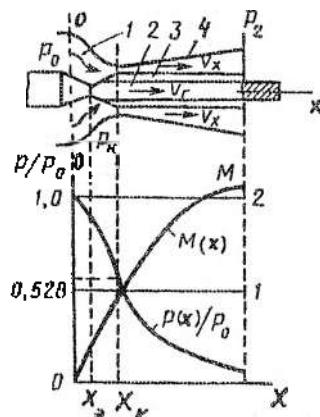


Рис. 5.16. Дугогасительное устройство с продольным газовым дутьем (а) и распределение относительного давления p/p_0 числа Маха M по длине соплового канала (б)

Будем считать, что параметры ρ, h, v_x, σ_3 не зависят от координаты x , а учитывая, что $E^2 = I^2 / (S_n \sigma_3)^2$, имеем

$$\frac{I^2 \sigma_3}{\sigma_3^2 S_n} = \rho v_x h \frac{dS_n}{dx}. \quad (5.25)$$

Разделяя переменные и интегрируя уравнение (5.25), получаем выражение относительно критической площади сечения дуги S_{n_k}

$$S_{n_k}^2 = 2I^2 x_k / (\sigma_3 \rho_k v_{x_k} h_k), \quad (5.26)$$

где x_k — расстояние между контактом вверх по потоку и критическим сечением сопла. Для критического сечения сопла поток энталпии для элегаза $\rho_k h_k v_{x_k} / p_k \sim 162 \text{ кВт/(бар}\cdot\text{см}^2)$ при $T = 20\,000 \text{ К}$, $\sigma_3 = 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Тогда для диаметра дуги имеем

$$d_k = k_r (x_k / p_k)^{0.25} I^{0.5}, \quad (5.27)$$

где $k_r = 0.005$ (азот); 0.0057 (элегаз).

Характерно, что напряженность поля E не зависит от тока и равна

$$E = I / [\sigma_3 S_n(x)] = 1 / [k_r x_k p_k]^{0.25}. \quad (5.28)$$

Как следует из рис. 5.17, несмотря на существенные допущения, данная модель дуги правильно описывает процесс и удобна для приближенных инженерных расчетов. Однако при анализе критических ситуаций, в частности, когда диаметр дуги близок к диаметру горловины сопла (или оклонулевые процессы), эта модель не подходит.

Аддитивная модель дуги. Модель Майра. Представление электрической дуги между контактами выключателя в виде нелинейного сопротивления R_s в схеме замещения сети (или испытательной установки) называется аддитивной моделью дуги. Модель Майра является аддитивной моделью дуги.

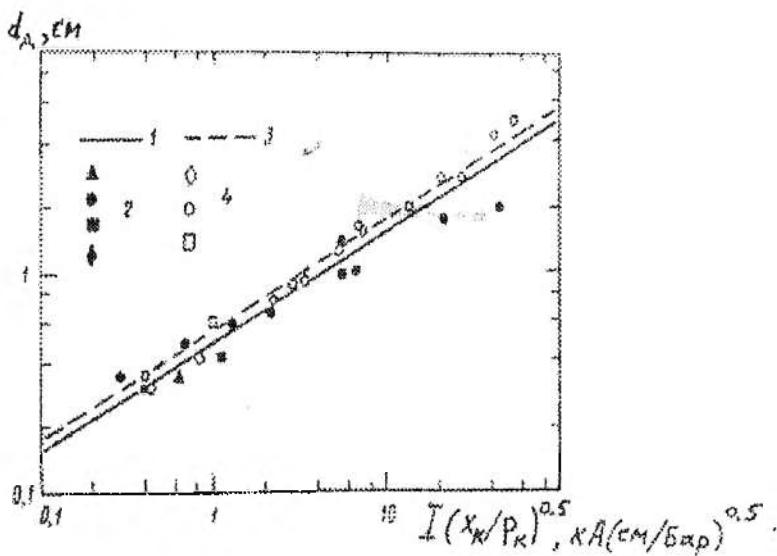


Рис. 5.17. Зависимость диаметра электрической дуги от параметра K . 1 — воздух; 3 — элегаз, расчет по уравнению (5.27); 2, 4 — экспериментальные данные разных авторов

тельной установки) — удобный метод изучения коммутационной способности выключателя методами математического моделирования. Дополнив схему замещения электрическим аналогом дуги отключения, можно, в частности, проанализировать окончательные процессы в электрических аппаратах переменного тока при коммутации (модель Майра).

Рассмотрим межконтактный промежуток (см. рис. 5.16) как контрольный постоянный объем V , не выделяя вид теплообмена (конвекция или теплопроводность) и запишем уравнение (5.16) в виде

$$c_p \rho V \frac{dT}{dt} = \sigma_3 E^2 V - P_{\text{отв}} = \frac{dH}{dt}, \quad (5.29)$$

где $P_{\text{отв}} \sim (4\pi\lambda T_0/r_0)2V + c_p \rho v_x V \frac{\partial T}{\partial x} = \text{const}$ — отводимая мощность от дуги; $\sigma_3 E^2 V = IU_d$.

Используя подстановку Майра $dG / Gdt = -\frac{dR_3}{R_3 dt} = \frac{dH}{H_0 dt}$, где H_0 — постоянная теплосодержания, представим уравнение (5.29) таким образом:

$$\begin{aligned}\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} &= -\frac{1}{R_3} \frac{dR_3}{dt} = \frac{1}{\tau_m} \left(\frac{U_n I}{P_{orb}} - 1 \right) = \\ &= \frac{U_n}{I} \left(\frac{1}{U_n} \frac{dI}{dt} - \frac{I}{U_n^2} \frac{dU_n}{dt} \right),\end{aligned}\quad (5.30)$$

где $\tau_m = H_0 / P_{orb}$ — постоянная времени дуги по Майру.

Уравнение (5.30) представляет собой математическое выражение динамической вольт-амперной характеристики дуги и должно рассматриваться в совокупности с уравнениями сети.

В частности, в первом приближении короткое замыкание на выводах выключателя (см. рис. 5.1) может быть проанализировано по упрощенной схеме замещения LC (рис. 5.27), а поведение дуги характеризуется по уравнению (5.30).

Для расчета характеристик переходного процесса уравнение (5.30) следует дополнить уравнениями

$$\frac{dU_c}{dt} = \frac{1}{C} (i - U_n / R_3), \quad \frac{di}{dt} = \frac{1}{L} (U_0 - U_c), \quad (5.31)$$

где U_0 — напряжение источника (амплитуда); L, C — индуктивность и емкость сети со стороны источника.

Для получения обобщенных характеристик переходного процесса удобно выполнить нормирование уравнений (5.30), (5.31) вводя новые переменные: $\tau = t / \sqrt{LC}$, $R_* = R_3 / z = R_3 \sqrt{C/L}$, $U_* = U / U_0$. Тогда уравнение (5.30) можно переписать в виде $\dot{R}_* = aR_* - bU_*^2$, где $a = \sqrt{LC}/\tau_m$, $b = U_0^2 C / (P_{orb} \cdot \tau_m)$. Следовательно, коммутационная способность может быть представлена как $a(b)$. Типичные зависимости $I_*(a, b, \tau)$ представлены на рис. 5.18. Следовательно, данная аддитивная модель позволяет определить

гашение или негашение дуги в зависимости как от внешних условий (параметров схемы замещения сети), так и внутренних (взаимодействие дуги с охлаждаемой средой, свойства среды и параметры дугогасительного устройства).

Достоверность расчета с использованием моделей типа Майра зависит от определения по экспериментальным данным

$I(t)$ и $U_{\text{д}}(t)$ зависимостей $\tau_m(R_3)$ и $P_{\text{отв}}(R_3)$ в околоснулевой области. Сложность получения таких зависимостей с достаточной точностью объясняет и многочисленные попытки улучшить модель Майра.

Аддитивная модель дуги. Модель Касси. При горении дуги переменного тока (в большей части полупериода тока) напряженность на стволе дуги $E = E_{\text{ст}} = \text{const}$ и практически не зависит от тока I . Отсюда следует $P_{\text{отв}} = IE_{\text{ст}}I_{\text{д}} = E_{\text{ст}}^2 GI_{\text{д}}^2$.

Тогда уравнение (5.30) имеет вид

$$-\frac{dR_3}{R_3 dt} = \frac{1}{\tau_k} \left[\frac{E^2}{E_{\text{ст}}^2} - 1 \right], \quad (5.32)$$

где $\tau_k = H_0/P_{\text{отв}}$ — постоянная времени дуги по Касси.

Успех использования уравнения (5.32) в практике определяется точностью оценки τ_k и $E_{\text{ст}}$ согласно экспериментальным данным.

Определение постоянной времени дуги τ_k и τ_m через параметры каналовой модели дуги. Для анализа физической сущности постоянных времени дуги τ_k и τ_m воспользуемся элементами физических моделей на базе каналовых моделей дуги.

Запишем уравнение теплопроводности (5.16) в виде

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = \sigma_3 E^2 - 4\pi \lambda T_0 / S_{\text{n}}. \quad (5.33)$$

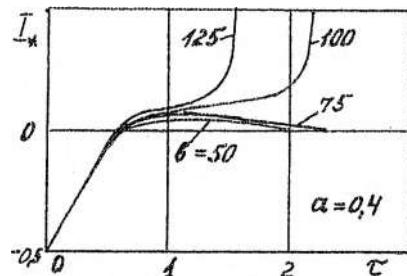


Рис. 5.18. Зависимость остаточного тока от времени при $a = 4 = \text{const}$ (по Майру)

Принимая $G = \sigma_3 S_n$, на единицу длины дуги можно записать

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{1}{\sigma_3} \frac{d\sigma_3}{dt} + \frac{1}{S_n} \frac{dS_n}{dt}. \quad (5.34)$$

Для модели дуги по Майру $\frac{1}{\sigma_3} \frac{d\sigma_3}{dt} = \frac{1}{\sigma_3} \frac{d\sigma_3}{dT} \frac{dT}{dt} \gg \frac{1}{S_n} \frac{dS_n}{dt}$

и отсюда уравнение (5.33) перепишем в виде

$$\rho c_p \frac{1}{G} \frac{dG}{dt} \sigma_3 \frac{dT}{d\sigma_3} = \sigma_3 E^2 - 4\pi\lambda T_0 / S_n$$

или окончательно

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{4\pi\lambda T_0}{\rho c_p \sigma_3 S_n} \frac{d\sigma_3}{dT} [EI/(4\pi T_0) - 1]$$

В нуле тока постоянная дуги τ_m равна

$$\tau_m = \frac{\rho c_p \sigma_3 S_n}{4\pi\lambda T_0} \cdot \frac{dT}{d\sigma_3} = \frac{S_n}{4\pi\lambda T_0 \epsilon}, \quad (5.35)$$

где $\epsilon = d\sigma_3 / dT / (\rho c_p \sigma_3)$. Следовательно, определяющим при охлаждении ствола дуги в нуле тока является параметр $\sigma_3 \frac{dT}{d\sigma_3} / T$. В частности, резкое падение этого параметра при температурах ниже 8000 К для SF₆ показывает эффективность данной среды по сравнению с азотом (рис. 5.19).

Для модели стационарной дуги по Касси изменение $d\sigma_3/dt/\sigma_3$ мало и, следовательно, $\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} \sim \frac{1}{S_n} \frac{dS_n}{dt}$. Принимая во внимание конвективный теплообмен, запишем $\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial h}{\partial x} = \sigma_3 E^2$, умножим все параметры на S_n/S_n и, приняв $h = \text{const}$, имеем

$$\rho h \frac{\partial S_n}{S_n \partial t} = \sigma_3 E^2 - \rho v_x h \frac{\partial S_n}{S_n \partial x} \quad (5.36)$$

или

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{\sigma_3 E^2}{\rho h} - v_x \frac{\partial S_n}{S_n \partial x}.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{1}{G} \frac{dG}{dt} &= \frac{\sigma_3 E^2}{\rho h} \times \\ &\times \left[1 - \frac{\partial S_n v_x}{S_n \partial x} \left(\frac{\rho h}{\sigma_3 E^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.37)$$

Если принять второй член в скобках в правой части уравнения постоянной величиной cI можно показать, что уравнение (5.37) примет вид уравнения Касси в случае, если τ_k соответствует

$$\tau_k^{-1} = \rho h / (\sigma_3 E_{cr}^2)$$

или

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{\sigma_3 E^2}{\rho h} \frac{\rho h}{\sigma_3 E_{cr}^2} - ct = \frac{1}{\tau_k} \left(\frac{\sigma_3 E^2}{\rho h} - ct \right).$$

Отсюда $\rho h / \sigma_3 E_{cr}^2 = \rho h \sigma_3^2 S_n^2 / \sigma_3 I^2$. С учетом уравнения (5.26) для S_{nK} имеем

$$\tau_k = 2x_K \rho_k h_k I^2 \sigma_3 / (\rho_k h_k v_{xK} I^2) \sim 2x_K / v_{xK}. \quad (5.38)$$

Так для $x_K = 5$ см, $v_{xK} = 5 \cdot 10^5$ см/с, $\tau_k = 20$ мкс.

Следовательно, элементы физических моделей позволяют установить связь постоянных времени дуги τ_m и τ_k с характеристиками плазмы и внешней среды охлаждения.

Постоянная времени при турбулентном охлаждении ствола дуги. При взаимодействии дуги I с потоком газа I в системах продольного дутья (рис. 5.16) интенсивность тепломассообмена связана

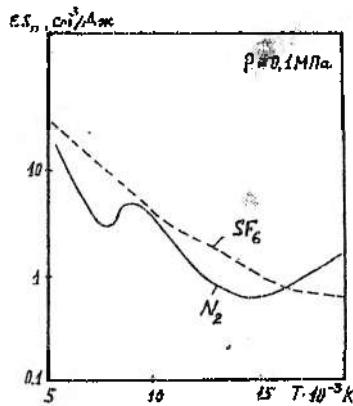


Рис. 5.19. Зависимость параметра $\epsilon S_n = S_n \partial \delta / \partial T / (\rho c_p \sigma)$ от температуры для азотной и элегазовой плазмы при $p = 0,1$ МПа

с пограничным слоем 3. В этой области между потоками происходит интенсивный процесс турбулентного переноса тепла. Эффективность распада остаточного ствола дуги в высокоскоростном потоке газа непосредственно связана с уровнем турбулентного переноса тепла q_r . Тогда тепловой поток в радиальном направлении, согласно уравнению Фурье (1.25), можно рассмотреть в виде

$$q = q_m + q_{\text{турб}} = \lambda \frac{dT}{dr} + \lambda_{\text{турб}} \frac{dT}{dr} = \frac{\rho \lambda}{\rho c_p} \frac{dh}{dr} + \frac{\rho \lambda_{\text{турб}}}{\rho c_p} \frac{dh}{dr}. \quad (5.39)$$

Здесь $\lambda_{\text{турб}}$ — коэффициент турбулентной теплопроводности; λ — теплопроводность плазмы. По аналогии с молекулярным числом Прандтля $Pr = \eta_k / \alpha$ ($\alpha = \lambda / (\rho c_p)$) — коэффициент температуропроводности, η_k — кинематический коэффициент вязкости) при анализе турбулентности вводится турбулентное число Прандтля $Pr_* = \eta_{k\text{турб}} / \alpha_{\text{турб}}$, где $\eta_{k\text{турб}}$ и $\alpha_{\text{турб}} = \lambda_{\text{турб}} / (\rho c_p)$ — коэффициенты турбулентной вязкости и температуропроводности. Тогда уравнение (5.39) можно записать в виде

$$q = \rho \frac{\eta_k}{Pr} \frac{dh}{dr} + \rho \frac{\eta_{k\text{турб}}}{Pr_*} \frac{dh}{dr} = \frac{dS_T}{dr} + a_* \beta_* \frac{dh}{dr}, \quad (5.40)$$

где $a_* = dh/dS_T = \text{const}$, $\beta_* = \rho h_{kt}/Pr_*$.

Принимая $dS_T = \lambda dT$ и $dF_* = \rho c_p dT$ и подставляя уравнение (5.40) в уравнение (5.15), пренебрегая конвективным переносом, получаем

$$\frac{\partial S_T}{\partial t} = a_{**} (1 + \beta_{**}) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial S_T}{\partial r} \right) + \sigma_3 E^2, \quad (5.41)$$

где $a_{**} = \partial S_T / \partial F_* = \text{const}$, $\beta_{**} = 1 + \beta_* a_* = \text{const}$.

Для анализа процесса охлаждения в нуле тока представим $S_T = S_T(r, t) = S_0$, где S_0 — тепловой потенциал при $\sigma_3 = 0$, а профиль теплового потенциала по радиусу дуги соответ-

ствует функции Бесселя первого рода нулевого порядка:
 $S_t(r, t) - S_0 = J_0(x_0, r/r_*) \tilde{S}$, где x_0 — первый нуль функции Бесселя, r_* — радиус дуги в нуле тока.

Так как

$$\frac{\partial}{r \partial r} \left(r \frac{\partial S_t}{\partial r} \right) = - \frac{x_0^2}{r_*^2} J_0(x_0, r/r_*) \tilde{S}(t),$$

перепишем уравнение (5.41) в виде

$$\frac{d\tilde{S}}{dt} = - \frac{a_{**}(1 + \beta_{**})x_0^2}{r_*^2} \tilde{S}(t). \quad (5.42)$$

Отсюда постоянная времени дуги $\tau_s = r_*^2 / [a_{**}(1 + \beta_{**})x_0^2]$ при увеличении уровня турбулентности β_{**} уменьшается, что повышает эффективность дугогашения.

Диэлектрическая фаза пробоя межконтактного промежутка. Газодинамика соплового канала. При анализе процессов после нуля тока принято выделять процесс тепловой фазы пробоя, когда остаточный ток и высокая температура инициируют пробой межконтактного промежутка и диэлектрической фазы пробоя, когда промежуток охлажден и остаточный ток отсутствует. Тогда процесс пробоя промежутка связан с параметрами газа. Применим к системам продольного дугья пробой определяется газодинамическими характеристиками соплового канала.

Рассмотрим стационарный одномерный процесс в сопловом канале без теплообмена (адиабатный). Согласно уравнению

(5.18) имеем $\rho \frac{dh_0}{dt} = 0$, и, следовательно, для двух рассматриваемых сечений (в координатах Эйлера) можно записать

$$c_p T_0 + \frac{v_0^2}{2} = c_p T_i + \frac{v_i^2}{2}. \quad (5.43)$$

Принимая, что в сечении $a=0$ вверх по потоку $v_0 \approx 0$, и используя известные соотношения для идеального газа $h = c_p T = k_r p / (\rho(k_r - 1))$ из уравнения (5.43), получаем

$$\frac{v_i^2}{2} + c_p T_i = c_p T_0 \text{ или } \frac{T_0}{T_i} = 1 + \frac{k_r - 1}{2} M^2, \quad (5.44)$$

где $M = v/v_{\infty}$ — число Маха.

Согласно уравнению адиабаты $p_0 p_0^{-k_r} = p_i p_i^{-k_r} = \text{const}$ и, следовательно,

$$\frac{p_i}{p_0} = \left(\frac{T_0}{T_i} \right)^{\frac{k_r}{k_r - 1}} = \left(1 + \frac{k_r - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{k_r}{k_r - 1}}. \quad (5.45)$$

Связь между геометрией канала S/S_k и числом Маха M можно определить из уравнения неразрывности (1.35) для стационарного процесса $\rho v S = \rho_k v_k S_k = \text{const}$. Используя соотношения (5.44) и (5.45), окончательно получаем

$$\frac{S(x)}{S_k}(M) = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{k+1} \left(1 + \frac{k_r - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{k_r + 1}{2(k_r - 1)}}. \quad (5.46)$$

Следовательно, если известно соотношение S/S_k то далее по уравнению (5.46) определяется число Маха M_i и далее по уравнениям (5.44) и (5.45) $T_i/T_0(M_i)$ и $p_i/p_0(M_i)$. Типичные кривые $M(x)$ и $p(x)$ для воздушного потока приведены на рис. 5.16. Следовательно, электрическая прочность промежутка (при анализе диэлектрической фазы пробоя) определяется газодинамическими характеристиками потока.

5.6. Электродуговое размыкание цепей постоянного тока

Процесс гашения электрической дуги в цепях с источником постоянного напряжения можно рассматривать как нарушение устойчивости в рассматриваемой системе, в результате которого ток снижается до нуля. Это иллюстрирует простой пример линейной цепи с дугой, имеющей источник постоянного напряжения, представленной на рис. 5.20. Из уравнения

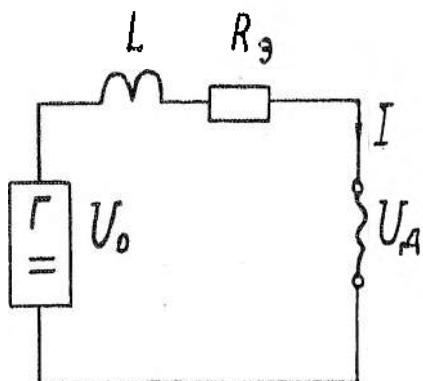


Рис. 5.20. Цепь постоянного тока с дугой

$$U_0 = R_d I + L dI/dt + U_d, \quad (5.47)$$

где U_d — напряжение на дуге, определяемое ее вольт-амперной характеристикой, находим выражение для производной

$$dI/dt = (1/L)(U_c - U_d), \quad (5.48)$$

в котором $U_c = U_0 - R_d I$ — воздействующее на дугу сетевое напряжение.

Условие уменьшения тока дуги во времени ($dI/dt < 0$) выполняется, если при всех значениях тока ($0 < I < \infty$) напряжение дуги $\{U_d > U_c\}_{0 < I < \infty}$.

Вольт-амперная диаграмма для анализа условий гашения дуги в линейной цепи постоянного тока приведена на рис. 5.21. Предельное условие для гашения наступает при $U_d = U_c$, когда эти характеристики касаютсяся в некоторой точке M_3 , т. е. дуга достигает критической длины $l_x = l_{kp}$ при заданных условиях внешних воздействий на нее.

В простейшем случае, если напряжение на дуге представить статической вольт-амперной характеристикой без учета катодного и анодного падения

$$U_d = A_m l_x / I^m, \quad (5.49)$$

на основании уравнения (5.47) и исходных условий

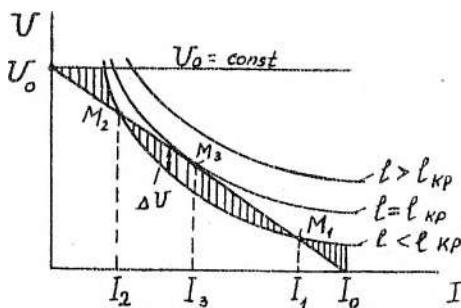


Рис. 5.21. Вольт-амперная диаграмма для анализа условий гашения дуги в линейной цепи постоянного тока

$$I_d = I_{kp}; \quad I = I_{kp}; \quad U = U_{kp};$$

$$\left[\frac{dU_n}{(dI)} \right]_{I_d=I_{kp}} = \left[\frac{dU_c}{(dI)} \right]_{I_d=I_{kp}}$$

можно найти выражения для критических значений тока I_{kp} , напряжения U_{kp} , а также критической длины ствола дуги:

$$I_{kp} = mI_0/(m+1); \quad U_{kp} = mU_0/(m+1);$$

$$l_{kp} = \left[m^m / (m+1)^{m+1} \right] U_0 I_0^{m+1} / A_m, \quad (5.50)$$

где A_m — постоянная, характеризующая интенсивность охлаждения ствола дуги; ток $I_0 = U_0/R_s$.

Если в некоторых пределах значений тока $I_2 < I < I_1$ напряжение сетевого воздействия преобладает над напряжением дуги, т. е. $U_c > U_n$ (рис. 5.21), то эти характеристики пересекаются в M_1 и M_2 .

Из простого качественного анализа следует, что при токе $I = I_1$ (точка M_1) существует условие стабильного горения дуги ($dI/dt = 0$); случайные малые отклонения тока в ту или другую сторону сохраняют условия устойчивости системы в целом:

$$I = I_1 + \Delta I; \quad dI/dt < 0; \quad I \rightarrow I_1;$$

$$I = I_1 - \Delta I; \quad dI/dt > 0; \quad I \rightarrow I_1.$$

При токе I_2 точка M_2 соответствует состоянию неустойчивого равновесия в системе; случайные сколь угодно малые отклонения тока приводят или к увеличению тока до значения I_1 , или уменьшают его до нуля, т. е.

$$I = I_2 + \Delta I; \quad dI/dt > 0; \quad I \rightarrow I_1;$$

$$I = I_2 - \Delta I; \quad dI/dt < 0; \quad I \rightarrow 0$$

Как следует из рис. 5.21, условия гашения дуги можно достичь или путем увеличения длины дуги (при данном A_m) до $l_n > l_{kp}$, или за счет увеличения балластного сопротивления R_s . Условия гашения, кроме того, можно также достичь посредством шунтирования дуги активным сопротивлением.

Если дуга в линейной цепи $R_s L$ зашунтирована активным линейным сопротивлением R_m (рис. 5.22), то на основании заданных параметров и характеристик $U_d(I_d)$; $U_c = U_0 - R_s I$; $U_m = R_m I_m = U_d$; $I = I_n + I_m$ можно построить зависимость напряжения дуги от полного тока цепи $U_d = f(I_n + I_m)$, как показано на рис. 5.23. Из сопоставления характеристик $U_d(I_d)$, $U_d(I)$ и $U_c(I)$ видно, что шунтирование стабильно горящей дуги позволяет достичь условия гашения. Кроме того, путем шунтирования дуги можно существенно ограничить напряжение на размыкаемом промежутке, иногда даже исключить возможность коммутационных перенапряжений.

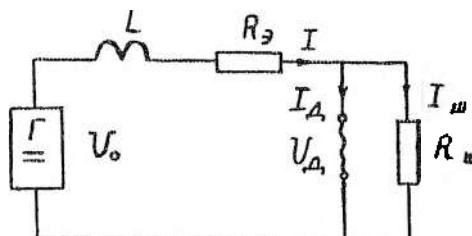


Рис. 5.22. Цель постоянного тока с дугой, шунтированной линейным сопротивлением

Для определения полного времени погасания дуги (при $I_n \geq I_{kp}$) уравнение (5.48) можно представить в следующем виде:

$$dI/dt = (\gamma L)(U_c - U_d) = -(\gamma L)\Delta U,$$

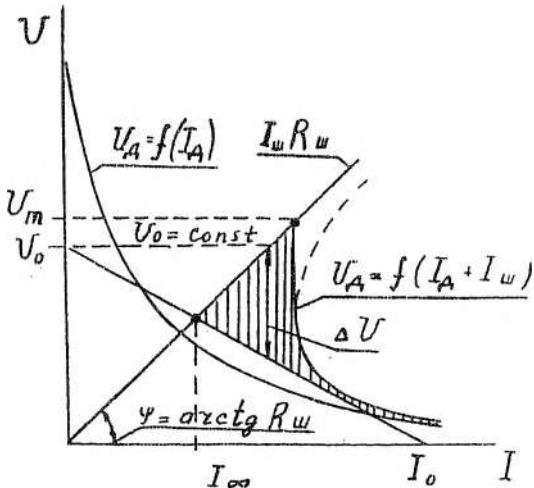


Рис. 5.23. Вольт-амперная характеристика дуги, шунтированной активным линейным сопротивлением

откуда

$$dt = -LdI / \Delta U; \quad t = \int_0^I \frac{dI}{\Delta U}. \quad (5.51)$$

Определение этой зависимости можно выполнить численным методом на ЭВМ или графически, как показано на рис. 5.24. На этом же рисунке построена характеристика тока $I(t)$, из нее определено время погасания дуги $t_{\text{заг}}$.

В некоторых случаях напряжение на дуге можно считать постоянным. Такой случай наблюдается, например, при гашении дуги в узкощелевом канале. Интегрирование уравнения (5.47) дает

$$I = (1/R_s) \{U_0 - U_d [1 - \exp(-t/\tau_s)]\}, \quad (5.52)$$

где $\tau_s = L/R_s$ — электромагнитная постоянная времени цепи, с.

Пользуясь уравнением (5.52), можно определить время погасания дуги $t_{\text{заг}}$. При $I = 0$

$$U_0 - U_{\text{д}} \left[1 - \exp(-t/\tau_s) \right] = 0,$$

$$t_{\text{гаш}} = \tau_s \ln \left[1 / \left(1 - U_0 / U_{\text{д}} \right) \right].$$

Очевидно, решение будет вещественным только при условии $U_0 < U_{\text{д}}$.

Электродуговое размыкание линейной цепи с источником постоянного напряжения. Рассмотрим процесс гашения длинной нестационарной дуги без учета катодного и анодного падения, модель которой рассмотрена выше. Уравнение динамической вольт-амперной характеристики такой модели имеет вид

$$\begin{aligned} \tau_M \left(\frac{1}{I} \frac{dI}{dt} - \frac{1}{U_{\text{д}}} \frac{dU_{\text{д}}}{dt} \right) = \\ = \frac{U_{\text{д}} I}{I_{\text{кр}} P_{\text{отв}}} - 1. \end{aligned} \quad (5.53)$$

Здесь $P_{\text{отв}} = E_{\text{ст}} I_{\text{ст}} = \text{const}$ — отводимая мощность, Вт/м. Значения $E_{\text{ст}}$ и $I_{\text{ст}}$ определяются статической вольт-амперной характеристикой в виде равнобочкой гиперболы, т. е. $m = 1$ [см. выражения (5.50)].

В случае $I_{\text{д}} = I_{\text{кр}}$ справедливо соотношение

$$I_0 U_0 = 4 I_{\text{кр}} P_{\text{отв}}, \quad (5.54)$$

где U_0 — постоянное напряжение источника.

В результате совместного решения уравнения дуги (5.53) и уравнения (5.47) размыкаемой цепи данного типа находим производную от напряжения дуги по току, представляющую собой динамическое сопротивление

$$\frac{dU_{\text{д}}}{dI} = \frac{U_{\text{д}}}{I} - \frac{L}{\tau_M} \frac{U_{\text{д}}}{U_0 - R_s I - U_{\text{д}}} \left(\frac{U_{\text{д}} I}{I_{\text{кр}} P_{\text{отв}}} - 1 \right), \quad (5.55)$$

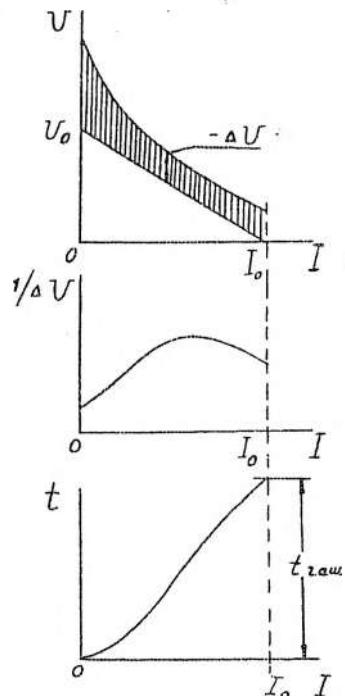


Рис. 5.24. К определению времени гашения дуги

которое после подстановки относительных величин тока и напряжения дуги $i = I/I_0$; $u = U_u/U_0$ имеет вид

$$\frac{du}{di} = \frac{u}{i} - \frac{\tau_3}{\tau_M} \frac{u}{1-i-u} \left(\frac{I_0 U_0 i u}{I_k P_{\text{отв}} l} - 1 \right). \quad (5.56)$$

При $l_a = l_{kp}$, согласно (5.54), уравнение (5.56) приводится к виду

$$\frac{du}{di} = \frac{u}{i} - \frac{\tau_3}{\tau_M} \frac{u}{1-i-u} (4iu - 1). \quad (5.57)$$

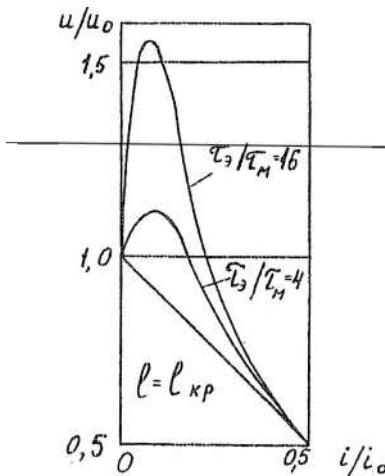


Рис. 5.25. Динамические характеристики дуги при гашении в цепи постоянного тока

По уравнению (5.57) при заданных граничных условиях [$u(0) = 1$; $u(0,5) = 0,5$] можно рассчитать и построить характеристики $u = f(i)$ численным методом на ЭВМ. Семейство таких характеристик для различных τ_3/τ_M приведено на рис. 5.25. На основании таких характеристик можно получить зависимости $I(t)$ и $U(t)$ для данной модели дуги и заданных сетевых условий. Как видно из рис. 5.25, в случае $\tau_3/\tau_M > 1$ при гашении дуги возникают перенапряжения ($U_{\max}/U_0 > 1$), кратность которых можно найти по уравнению

$$U_{\max}/U_0 = 0,5 \left[1 + \sqrt{(\tau_3/\tau_M + 1)^2 / (4\tau_3/\tau_M)} \right]. \quad (5.58)$$

Наибольшая кратность перенапряжения имеется при гашении дуги в высокойндуктивных цепях при малых значениях тока, когда тепловая постоянная времени τ_M дуги очень мала.

5.7. Электродуговое размыкание цепей переменного тока

Общая характеристика процесса гашения дуги в цепях переменного тока высокого напряжения. При электродуговом размыкании цепей переменного тока в межконтактном промежутке дугогасителя протекают три процесса: а) горение электрической дуги в сильноточной фазе полупериода тока; б) распад плазмы ствола дуги в течение весьма короткого промежутка времени в конце полупериода (в так называемой оклонулевой области тока) при определенном характере воздействия на дугу окружающей среды и сетевого воздействия переходного восстанавливающегося напряжения; в) восстановление электрической прочности области размыкания в завершающей части процесса распада остаточного ствола.

Процесс горения дуги характеризуется величиной и характером изменения во времени тока дуги и падения напряжения на ней. В случаях размыкания высокомагнитных цепей (отключение тока к.з.) характер изменения определяется отношением между напряжением на дуге U_d и амплитудой напряжения сети U_m . При обычных современных способах гашения дуги в высоковольтных аппаратах это отношение очень мало, т. е. дуга весьма слабо влияет на изменение амплитуды и формы кривой тока.

Напряжение на дуге в процессе ее горения зависит от мгновенного значения тока и в общем случае определяется динамической вольт-амперной характеристикой, вид которой зависит от условий тепломассообмена между дугой и окружающей средой. При анализе процесса горения дуги воспользуемся уравнением (5.30) динамической характеристики дуги. Если ток является функцией времени $i = f(t)$, то уравнение (5.30) принимает вид

$$(d/dt)(1/r_s) + 1/(r_s \tau) = f^2(t)/(P_{\text{отв}} \tau), \quad (5.59)$$

где τ — тепловая постоянная времени дуги, с.

Поскольку в рассматриваемом случае $i = I_m \sin \omega t$, уравнение (5.59) имеет следующее решение:

$$\frac{1}{r_s} = \frac{I_m^2}{2P_{\text{отв}}} \left[1 - \frac{\sin(2\omega t + \varphi)}{\sqrt{1 + 4\omega^2 \tau^2}} \right], \quad (5.60)$$

где $\varphi = \arctg(2\omega\tau)$.

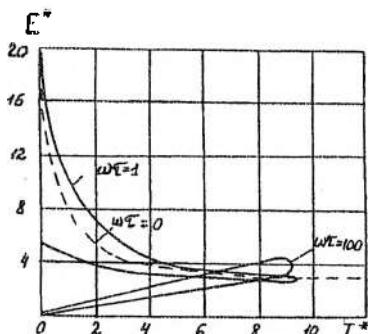


Рис. 5.26. Вольт-амперные характеристики дуги переменного тока

охлаждения ствола дуги, применяемых в дугогасителях современных выключателей высокого напряжения, произведение $\omega t < 1$. Это позволяет в приближенных расчетах пользоваться не динамической, а статической вольт-амперной характеристикой дуги.

Стадия распада плазмы ствола содержит комплекс взаимно связанных между собой процессов в области самой дуги и электромагнитных процессов в размыкаемой цепи.

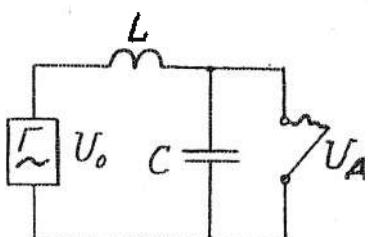


Рис. 5.27. Упрощенная (одночастотная) схема электродугового размыкания высокониндуктивной цепи переменного тока

По уравнению (5.60) с учетом $E = rI_m \sin \omega t$ при заданных I_m , $P_{\text{опт}}$ можно рассчитать и построить динамические характеристики дуги (рис. 5.26). При $\omega t \leq 1$ динамическая вольт-амперная характеристика дуги мало отличается от статической при $\omega t = 0$. Однако при больших ωt характер динамической характеристики существенно изменяется, а при $\omega t \rightarrow \infty$ дуга имеет омическую положительную характеристику. При интенсивных способах

В простейшем случае размыкания индуктивной цепи (рис. 5.27) (шунтирующее дугу сопротивление $R_d \rightarrow \infty$) при резком увеличении напряжения на дуге в конце полупериода увеличивается ток i_c емкости, шунтирующей дугу, что следует из уравнения

$$i_c = CDU_C/dt = CdU_d/dt.$$

Соответственно, должен уменьшаться ток дуги $i_d = i - i_c$, где i — мгновенное значение тока генератора, А.

В некоторый момент времени $t = t_1$, (рис. 5.28), когда ток емкости достигает значения тока дуги, происходит переход (опрокидывание) системы в качественно новое состояние. Этот переходный процесс (состояние) характеризуется тем, что ток дуги более резко спадает до нуля; при обесточенной (в рас-

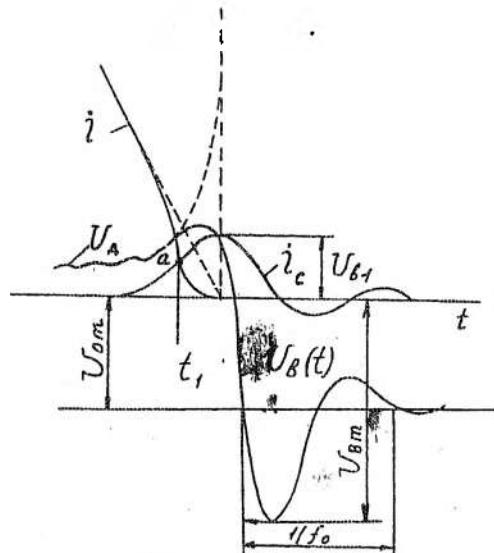


Рис. 5.28. Изменение тока и напряжения на дуговом промежутке в оклонулевой области переменного тока при гашении дуги

сматриваемом случае) или почти обесточенной дуге в контуре LC возникает электромагнитный процесс перезарядки емкости C с некоторого начального напряжения U_{n1} до возвращающегося напряжения U_{0m} , равного мгновенному значению ЭДС генератора в момент перехода тока через нулевое значение. В рассматриваемых условиях в кривой восстанавливающегося напряжения $U_n(t)$ имеется переменная составляющая с частотой $f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$. При отсутствии затухания амплитуда восстанавливающегося напряжения U_{nm} превысила бы в два раза возвращающееся напряжение U_{0m} , т. е. $k_a = U_{nm}/U_{0m} = 2$, где k_a — коэффициент превышения амплитуды. Для выключателей переменного тока высокого напряжения за счет затухания коэффициент k_a составляет 1,4–1,6.

Таким образом, с момента времени $t = t_1$ значение и характер изменения напряжения на дуговом промежутке в основном определяются не вольт-амперной характеристикой гасимой дуги, а ходом электромагнитных процессов в размыкаемой цепи и,

следовательно, параметрами цепи — амплитудой напряжения промышленной частоты, углом сдвига фаз тока и ЭДС генератора.

В начале этого переходного периода ток очень мал, начальное напряжение $U_{\text{в}}$ несопоставимо меньше значения, необходимого для поддержания дуги при этих малых токах. Благодаря этому в начальной стадии процесса область ствола дуги теряет свойство самостоятельного дугового разряда, так как в нем прекращаются процессы термической ионизации; ствол дуги приобретает качественно новые свойства так называемого остаточного ствола, при этом создаются условия для его распада под воздействием окружающей среды при определенных условиях полного восстановления электрической прочности межконтактного промежутка. Одновременно под воздействием восстанавливавшегося напряжения (рис. 5.28) в области остаточного ствола могут развиваться процессы ионизации, способствующие возобновлению (повторному зажиганию) дуги под действием электрического пробоя в начале следующего полупериода. При определенных условиях охлаждения остаточного ствола вероятность повторного зажигания в общем случае тем больше, чем выше начальная скорость восстановления напряжения $|dU_{\text{в}}(t)/dt|$ и чем больше амплитуда восстанавливавшегося напряжения $U_{\text{ин}}$, которые в основном определяются сетевыми условиями размыкания.

В общем случае условия хода оклонулевых процессов могут быть несколько иными и отличаться от рассмотренных. Отличие может состоять прежде всего в том, что при отключении дугогасителем достаточно большого тока, при весьма высокой начальной скорости восстановления напряжения остаточный ствол в начальный момент времени $t = t_1$ (рис. 5.28) может обладать еще достаточно высокой температурой и иметь относительно большое поперечное сечение. В этом случае начальное состояние ствола характеризуется относительно большой электрической начальной неперходной проводимостью и наличием остаточного тока.

При этих условиях колебательный процесс восстановления напряжения на промежутке приобретает более выраженный затухающий и в пределе апериодический характер, что способствует уменьшению скорости восстановления напряжения. Одновременно под воздействием восстанавливавшегося напряжения за счет увеличения вводимой в ствол удельной энергии

$E_b^2(r)\sigma_3(r,t)$ создаются условия для развития в области ствола процессов термической ионизации и возможного последующего так называемого термического (теплового) зажигания дуги.

Условия возобновления дуги за счет электрического пробоя определяются сопоставлением характеристики восстанавливающегося напряжения $U_b(t)$ с характеристикой восстанавливющейся электрической прочности $U_p(t)$, как показано на рис. 5.29.

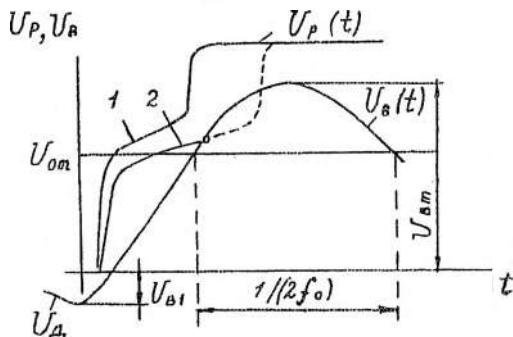


Рис. 5.29. Восстановление напряжения и электрической прочности дугового промежутка после перехода тока через нуль:
1 — случай успешного гашения; 2 — случай повторного зажигания (возобновления) дуги

Ход окончательных процессов во многом зависит также от исходных сетевых условий электродугового размыкания, для которых характеристики восстанавливающегося напряжения $U_b(t)$ могут существенно отличаться. К наиболее характерным условиям следует отнести: а) отключение тока к.з. в однофазной цепи, питаемой от генератора, при коротком замыкании непосредственно за выключателем (см. рис. 5.27) при отключаемом токе, равном номинальному току отключения выключателя; б) отключение тока к.з. в цепи генератор-трансформатор (реактор) при коротком замыкании непосредственно за выключателем; в) отключение тока линии при "неудаленном" к.з.; г) отключение малых индуктивных токов.

Условия для п. а) рассмотрены выше. Характерными из них являются: одночастотный переходный процесс восстановления напряжения, почти полное отсутствие в стволе остаточной про-

водимости и остаточного тока при интенсивных (жестких) способах гашения дуги, возобновление дуги вследствие электрического пробоя. Общее выражение для восстанавливющегося напряжения имеет вид

$$U_b(t) = U_m [1 - \exp(-\alpha t) \cos \omega_0 t], \quad (5.61)$$

где $\alpha = R_s/(2L)$; $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

Второй случай (п. б) может быть представлен одним из вариантов эквивалентной двухчастотной схемы двух сопряженных контуров L_1C_1 и L_2C_2 . В частном случае, когда

$$\omega_{02} = 1/\sqrt{L_2 C_2} \gg \omega_{01} = 1/\sqrt{L_1 C_1},$$

процессы в каждом из контуров могут протекать независимо один от другого. Соответственно восстанавливающееся напряжение для каждого из них можно представить уравнениями:

$$U_{b1}(t) = U_m \frac{L_1}{L_1 + L_2} [1 - \exp(-\alpha_{1T} t) \cos \omega_{01} t];$$

$$U_{b2}(t) = U_m \frac{L_2}{L_1 + L_2} [1 - \exp(-\alpha_{2T} t) \cos \omega_{02} t].$$

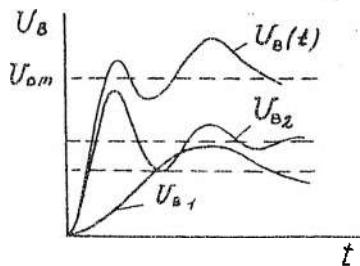


Рис. 5.30. Восстанавливающееся напряжение после погасания дуги при размыкании двухчастотной электрической цепи переменного тока

(рис. 5.31), имеет отличительные особенности. При коротком замыкании до момента обрыва тока напряжение вдоль рассматриваемого участка l_k линии распределяется по закону прямой от

Воздействующее на дуговой промежуток восстанавливающееся напряжение можно представить суммой (рис. 5.30) $U_b(t) = U_{b1} + U_{b2}$.

В реальных условиях этот процесс характеризуется относительно высокой начальной скоростью восстановления напряжения, обусловленной главным образом составляющей $U_{b2}(t)$ повышенной частоты.

Отключение тока короткого замыкания, возникающего в линии на некотором небольшом расстоянии (удалении) l_k от выключателя

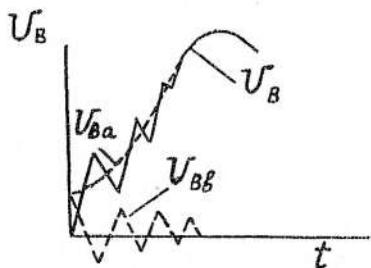
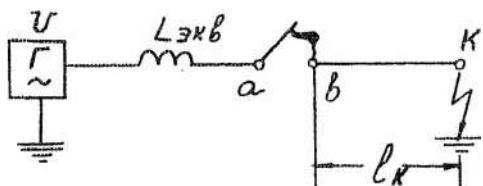


Рис. 5.31. Переходные процессы при неудаленном коротком замыкании

нуля в точке k до максимума U_{bm} в точке b (линейный зажим выключателя):

$$U_{bm} = U_{\Phi} \sqrt{2} L_{\pi} / (L_{\pi} + L_{\text{экв}}),$$

где $L_{\pi} = L_{\pi 1} l_k$ — индуктивность участка линии; $L_{\pi 1}$ — индуктивность единицы длины линии; $L_{\text{экв}}$ — эквивалентная индуктивность сети.

В процессе отключения в момент обрыва тока возникает и затем развивается волновой процесс уравнивания остаточного заряда, начальное распределение которого вдоль отрезка l_k имеет косоугольный характер. Поэтому переходное восстанавливающееся напряжение $U_{bb}(t)$ со стороны линии (на зажиме выключателя) имеет характер периодических затухающих колебаний пилообразной формы с периодом колебаний $T = 4l_k/v_c$, где $v_c = 3 \cdot 10^8$ — скорость света, м/с.

В простейшем случае, если в схеме отсутствуют шины подстанции, начальная скорость восстановления составляющей напряжения со стороны линии

$$|dU_{bb}(t)/dt| = I_m \omega Z_b, \quad (5.62)$$

где I_m — амплитуда тока неудаленного короткого замыкания; Z_n — эквивалентное волновое сопротивление линии; ω — угловая частота сети.

Напряжение U_1 первого пика в данном случае определяется уравнением

$$U_1 \approx 2I_m\omega L_n l_k, \quad (5.63)$$

где l_k — расстояние до места короткого замыкания.

Переходная составляющая восстанавливающегося напряжения U_{ba} со стороны питания в простейшем случае определяется колебательным процессом в одночастотном контуре $L_{\text{ЭКВ}}; C_{\text{ЭКВ}}$ по уравнению (5.61) при определенном значении возвращающегося напряжения. Полное переходное восстанавливающееся напряжение на разрыве дугогасителя

$$U_b = U_{ba} - U_{bb}. \quad (5.64)$$

Этот процесс восстановления напряжения представлен на рис. 5.31, из которого видно, что при данных условиях отключения больших токов к.з. начальная скорость восстановления напряжения может также быть очень большой. В этом случае значительно возрастает вероятность повторного зажигания дуги вследствие термического пробоя и создаются особо тяжелые условия для гашения дуги в дугогасителе.

При отключении малых токов от единиц до десятков ампер дуга, как правило, подвергаясь интенсивному воздействию дугогасящей среды, может погаснуть ранее момента естественного перехода тока через нулевое значение. Это явление, известное как срез тока, возникает чаще всего при отключении токов намагничивания ненагруженных трансформаторов или шунтирующих реакторов. Ток среза обусловлен возбуждением высокочастотных колебаний в контуре, образованном емкостью C_k источника ЭДС, индуктивностью L_k соединительных шин и емкостью обмотки трансформатора или реактора (рис. 5.32). При этом суммарный ток, состоящий из высокочастотной составляющей и составляющей промышленной частоты, может перейти через нулевое значение. После обрыва тока в выключателе возникает колебательный процесс в контуре LC , обусловленный энергией, запасенной в магнитной цепи трансформатора или реактора — $W_L = L_i^2/2$ (i_0 — ток в индуктивном элементе в момент обрыва тока в выключателе). В колебательном процессе

обмена эта энергия оказывается запасенной в электростатическом поле емкости C , что может привести к значительному повышению напряжения на ней. Максимальное повышение напряжения на отключаемом оборудовании можно определить из выражения для энергетического баланса

$$Li_0^2/2 + CU_0^2/2 = CU_{\max}^2/2, \quad (5.65)$$

где U_0 — напряжение на емкости C в момент обрыва тока в выключателе, В.

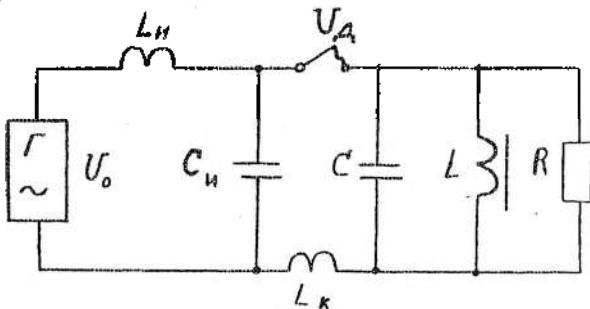


Рис. 5.32. Электрическая схема замещения при коммутации малых индуктивных токов

Из выражения (5.65) следует

$$U_{\max} = \sqrt{i_0^2 Z^2 + U_0^2}, \quad (5.66)$$

где $Z = \sqrt{L/C}$ — характеристическое сопротивление схемы замещения трансформатора или реактора, Ом.

Следует подчеркнуть, что проблемы, связанные со срезом тока при отключении индуктивных цепей, имеют большое значение при оценке работы дугогасительных устройств (см. разд. 5.11).

5.8. Анализ процессов в окончательной области тока при электродуговом размыкании цепей переменного тока

Оценка возможных условий гашения дуги переменного тока в общем случае основывается на анализе переходных процессов при распаде остаточного ствала непосредственно после нулевого значения тока и последующего процесса восстановления элект-

рической прочности межконтактного промежутка при определенном сетевом воздействии восстановливающегося напряжения.

Общее решение этой задачи основано на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих динамические свойства области ствола, и уравнений, характеризующих переходные электромагнитные процессы в размыкаемой цепи для окончательной области тока. Эта система уравнений аналитически решается в немногих частных случаях, поэтому применяются различные приближенные методы: приближенные аналитические методы, численные методы, приближенные графоаналитические методы, метод теории устойчивости.

Задача обычно существенно упрощается, если характеристика внешней цепи в отдельные этапы гашения такова, что обеспечивает или определенный ток $I = f(t)$ через дугу, или определенную напряженность поля $E = f_1(t)$ на дуговом промежутке. В обоих случаях можно найти решение, причем задача значительно облегчается, если оперировать как неизвестной величиной сопротивления дуги $r_3(t)$ или $1/r_3(t)$ вместо I или E . Тогда, если задана функция напряженности поля $E = f_1(t)$, то $I = f_1(t)/[r_3(t)]$; при заданной функции тока $I = f(t)$ в результате решения получаем $E = r_3(t)f(t)$.

Рассмотрим такой подход к решению задачи, применяя модель дуги Майра. Полагаем, что напряженность электрического поля на дуговом промежутке задается внешней цепью и зависит только от времени, т. е. $E = E(t)$.

Используя соотношение $(d/dt)(1/r_3) = (-1/r_3^2)dr_3/dt$ исходное уравнение (5.30) приводим к виду

$$dr_3/dt = (1/\tau_M)r_3 = [-1/(\tau_M P_{\text{отв}1})]E^2. \quad (5.67)$$

Получаем линейное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого имеет следующий вид:

$$r_3 = \exp\left(\frac{t}{\tau_M}\right) \left[r_{30} - \frac{1}{\tau_M P_{\text{отв}1}} \int_0^t E^2(t') \exp\left(-\frac{t'}{\tau_M}\right) dt' \right], \quad (5.68)$$

где $r_{30} = r_{3\text{ст}}$ — сопротивление единицы длины ствола дуги в момент перехода тока через нулевое значение ($t = 0$), Ом/м.

Выражение (5.68) будем применять для анализа поведения остаточного ствола дуги при различных формах восстанавливающегося напряжения. Наиболее простой случай: восстанавливающееся напряжение отсутствует или весьма мало (в начальный момент при $t = 0$). Тогда вторым членом выражения (5.68), стоящим в скобках, можно пренебречь, т. е.

$$r_3 = r_{30} \exp(t/\tau_M). \quad (5.69)$$

Из уравнения (5.69) следует, что при уменьшении постоянной времени дуги τ_M процесс нарастания сопротивления остаточного ствола проходит более интенсивно. Теперь рассмотрим случай заданного напряжения $E = E_0 = \text{const}$, т. е. после перехода тока через нулевое значение к дуговому промежутку приложено постоянное напряжение. Тогда, используя (5.68) для сопротивления остаточного ствола дуги, имеем

$$r_3 = \exp\left(\frac{t}{\tau_M}\right) \left[r_{30} - \frac{E_0^2}{P_{\text{ст}1}\tau_M} \int_0^t \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right) dt \right]. \quad (5.70)$$

Учитывая, что $r_{30} = r_{3\text{ст}}$; $E_{\text{ст}}^2 = P_{\text{ст}1}r_{30}$ и интегрируя (5.70), получаем

$$r_3 = r_{30} \left\{ \left(E_0 / E_{\text{ст}} \right)^2 + \left[1 - \left(E_0 / E_{\text{ст}} \right)^2 \right] \exp(t/\tau_M) \right\}. \quad (5.71)$$

Проанализируем это выражение. При $E_0 = E_{\text{ст}}$ сопротивление $r_3 = r_{30}$. В этом случае имеем неустойчивое состояние дугового промежутка, которое характеризуется критической напряженностью электрического поля $E_{\text{кр}}$ на стволе дуги. Неустойчивый режим соответствует точке M_2 (см. рис. 5.21), в которой изменение приложенного напряжения приводит к погасанию или повторному зажиганию дуги. Как видно из уравнения (5.71), если $E_0 > E_{\text{ст}}$, то сопротивление r_3 остаточного ствола дуги стремится к нулю и происходит повторное зажигание дуги. Если $E_0 < E_{\text{ст}}$, сопротивление r_3 стремится к бесконечности, и дуга не возобновляется.

Пусть $E(t) = \sqrt{2}E_0(1 - \cos \omega_0 t)$, что соответствует периодическому восстановлению напряжения в одночастотном контуре без затухания [см. (5.61)]. Решение исходного уравнения (5.70) в этом случае имеет вид

$$r_3 = \left\{ r_{30} - 3 \frac{E_0^2}{P_{\text{отв}}} \left[\frac{1}{3(1 + 4\omega_0^2\tau_M^2)} - \frac{4}{3(1 + \omega_0^2\tau_M^2)} + 1 \right] \right\} \exp(t/\tau_M) + \\ + 3 \frac{E_0^2}{P_{\text{отв}}} \left[1 + \frac{4(\omega_0\tau_M \sin \omega_0 t - \cos \omega_0 t)}{3(1 + \omega_0^2\tau_M^2)} - \frac{2\omega_0\tau_M \sin 2\omega_0 t - \cos 2\omega_0 t}{3(1 + 4\omega_0^2\tau_M^2)} \right].$$

Гашение дуги зависит от знака при $\exp(t/\tau_M)$. Если он положителен, то сопротивление r_3 дугового промежутка неограниченно возрастает во времени и дуга погасает. Член при $\exp(t/\tau_M)$ после несложных преобразований можно привести к виду

$$r_{30} = \frac{E_0^2}{P_{\text{отв}}} \frac{12\omega_0^4\tau_M^4}{1 + 5\omega_0^2\tau_M^2 + 4\omega_0^4\tau_M^4}. \quad (5.72)$$

Отсюда находим критический градиент потенциала гашения дуги, если положим $E_0 = E_{\text{кр}}$.

Тогда, учитывая, что $P_{\text{отв}} = E_{\text{кр}}^2/r_{30}$, получаем

$$E_{\text{кр}} = E_{\text{кр}} \sqrt{\frac{1 + 5\omega_0^2\tau_M^2 + 4\omega_0^4\tau_M^4}{12\omega_0^4\tau_M^4}}. \quad (5.73)$$

Так как $\tau_M \ll 1$, то выражение (5.73) можно упростить:

$$E_{\text{кр}} = E_{\text{кр}} / (2\sqrt{3}\omega_0^2\tau_M^2) = (E_{\text{кр}} / 2\sqrt{3})LC/\tau_M^2. \quad (5.74)$$

Если приложенная к дуговому промежутку напряженность электрического поля превышает критическую величину, т. е. $E > E_{\text{кр}}$, то происходит повторное зажигание дуги. В этом случае энергия, вводимая в дуговой канал, превышает отводимую энергию ($EI > P_{\text{отв}}$). При $E < E_{\text{кр}}$ дуга гаснет. Из (5.74) видно, что условия гашения дуги ухудшаются с увеличением частоты ω_0 свободных колебаний восстанавливающегося напряжения и возрастанием величины постоянной времени дуги τ_M .

Практический интерес представляет случай

$$E(t) = \sqrt{2}E_0[1 - \exp(-\alpha t)], \quad (5.75)$$

соответствующий апериодическому восстановлению напряжения в одночастотном контуре при шунтировании дуги низкоомным активным сопротивлением $R_{ш}$. Заметим, что в (5.75) $\alpha = R_{ш}/L$.

С учетом (5.75) решение исходного уравнения можно представить в виде

$$r_3 = \left[r_{30} - \frac{2E_0^2}{P_{\text{отбл}}} \left(1 - \frac{2}{\alpha\tau_M + 1} + \frac{1}{2\alpha\tau_M + 1} \right) \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right) + \frac{2E_0^2}{P_{\text{отбл}}} \left(1 - \frac{2 \exp(-\alpha t)}{\alpha\tau_M + 1} + \frac{\exp(-2\alpha t)}{2\alpha\tau_M + 1} \right). \quad (5.76)$$

Анализ (5.76) показывает, что при положительном знаке члена при $\exp(t/\tau_M)$ сопротивление r_3 непрерывно возрастает со временем, и дуга гаснет. Это позволяет найти критический градиент потенциала гашения дуги E_{kp} , учитывая, что $P_{\text{отбл}} = E_{ct}^2/r_{30}$ и $\tau_M \ll 1$:

$$E_{kp} = E_{ct}/(2\alpha\tau_M) = E_{ct} L/(2\tau_M R_{ш}). \quad (5.77)$$

Как видно из (5.77), при уменьшении постоянной времени дуги τ_M и сопротивления $R_{ш}$, шунтирующего дугу, вероятность гашения дуги возрастает.

В случае отключения неудаленного короткого замыкания кривая изменения восстанавливающегося напряжения $E(t) = E_0 k_B t$, где k_B — коэффициент, характеризующий скорость восстановления напряжения до первого пика (рис. 5.31). В этом случае решение исходного уравнения (5.70) имеет вид

$$r_3 = \left[r_{30} - \frac{2E_0 k_B \tau_M}{P_{\text{отбл}}} \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right) + \frac{2(E_0 k_B \tau_M)^2}{P_{\text{отбл}}} \times \\ \times \left(1 + \frac{t}{\tau_M} + \frac{t^2}{2\tau_M^2} \right). \quad (5.78)$$

Как и в рассмотренных выше случаях, критический градиент потенциала гашения дуги можно найти из экспоненциального члена уравнения (5.78):

$$E_{\text{кр}} = E_{\text{ст}} / (\sqrt{2} k_{\text{в}} \tau_M). \quad (5.79)$$

Как видно из (5.79), при увеличении скорости восстановления напряжения вероятность повторного зажигания дуги возрастает.

5.9. Анализ процесса восстановления

электрической прочности межконтактного промежутка

в процессе распада остаточного ствола дуги

Рассмотрим процесс восстановления электрической прочности межконтактного промежутка ($z_1 - z_2$) в системе продольного газового дутья (см. рис. 5.16) в случае, когда повторное зажигание дуги является результатом электрического пробоя.

Для анализа процесса теплоотдачи с поверхности турбулентно-охлаждаемого ствола дуги воспользуемся уравнением Ньютона $P_n = 2\pi r_0 k_t (T - T_0)$, где r_0 — радиус токопроводящей части сечения остаточного ствола дуги; k_t — обобщенный опытный коэффициент турбулентной теплоотдачи с охлаждаемой потоком газа поверхности ствола дуги; T — температура плазмы; T_0 — температура окружающей среды; l_d — длина дуги.

Так как температура плазмы T значительно выше температуры окружающей среды T_0 , то уравнение баланса энергии (5.15) для единицы длины ствола дуги перепишем в виде

$$dT/dt = E^2 \sigma_3 / (c_p p) - 4k_{\text{тр}} T / [c_p \rho d(z, t)], \quad (5.80)$$

где $d(z, t)$ — диаметр остаточного ствола дуги.

Полагаем, что в момент ($t = 0$) перехода тока через нулевое значение прекращается подвод энергии к стволу дуги, остаточная проводимость очень мала. Тогда уравнение (5.80) приобретает вид

$$(1/T) dT = -4k_{\text{тр}} dt / [c_p \rho d(z, t)]$$

Решение этого уравнения позволяет получить изменение температуры во времени в любом поперечном сечении остаточного ствола:

$$T(z, t) = T_n \exp[-t/\tau(z, t)], \quad (5.81)$$

где T_n — начальная температура (при $t = 0$) остаточного ствола, принимаемая одинаковой по всей длине дуги.

Тепловая постоянная времени дуги

$$\tau(z, t) = c_p \rho d(z, t) / (4k_{tz}), \quad (5.82)$$

Из (5.82) видно, что $\tau(z, t)$ в отдельных точках z остаточного ствола дуги длиной $(z_1 - z_2)$ с течением времени изменяется. В месте наиболее интенсивного охлаждения ($z_1 = z_2$), где скорость потока достигает скорости звука v_∞ (рис. 5.16), постоянная времени минимальна; при $z < z_1$ она увеличивается.

При конвективном охлаждении коэффициент теплоотдачи

$$k_{tz} \approx k_{t0} (v_z / v_{\infty})^{0.8} = k_{t0} [f(z)]^{0.8}, \quad (5.83)$$

где v_z — скорость потока в точке z ; $f(z) = v_z / v_{\infty}$ — функция, определяемая аналитическим или графическим методом, исходя из заданной формы потенциального поля потока в межконтактном промежутке $(z_1 - z_2)$; k_{t0} — коэффициент теплоотдачи в сечении $z = z_1$ остаточного ствола дуги.

Как видно из уравнения (5.82), постоянная времени зависит от диаметра $d(z, t)$ остаточного ствола дуги. Для $t = 0$ полагаем, что диаметр $d(z, 0)$ остаточного ствола по всей длине одинаков. В последующие моменты времени ($t > 0$) благодаря уменьшению диаметра остаточного ствола постоянная времени снижается.

В первом приближении примем диаметр остаточного ствола дуги

$$d(z, t) = d(z, 0) \exp(-\alpha_z t / 2), \quad (5.84)$$

где $\alpha_z = f(T_{1r}, T_{1x}, \partial v_{z1r} / \partial z)$.

Подставляя (5.83) и (5.84) в (5.82), получаем

$$\tau(z, t) = \frac{c_p \rho d(z, 0)}{4k_{t0} [f(z)]^{0.8}} \exp[-\alpha_z t / 2]. \quad (5.85)$$

Уравнение (5.85) можно представить в виде

$$\tau(z, t) = \frac{\tau(0, 0)}{[f(z)]^{0.8}} \exp[-\alpha_z t / 2] = \tau(z, 0) \exp[-\alpha_z t / 2], \quad (5.86)$$

где $\tau(0, 0) = c_p \rho d(z, 0) / (4k_{t0})$ — постоянная времени в сечении ствола $z = z_1$ при $t = 0$, определяемая опытным путем; $\tau(z, 0) = \tau(0, 0) / [f(z)]^{0.8}$ — постоянная времени в любом сечении ствола при $t = 0$.

Для определения коэффициента α_z полагаем, что скорость течения газа v_z в области остаточного ствола при $z = z_1$ в первом приближении

$$v_{z1r} \approx 1,5 v_{z1x} \sqrt{T_{1r}/T_{1x}}, \quad (5.87)$$

где T_{1r} — температура в области ствола дуги при $z = z_1$, К; T_{1x} — температура холодного газа при $z = z_1$, К.

Из (5.87) видно, что скорость v_{zr} зависит от температуры T_{1r} , которая существенно изменяется в течение рассматриваемого процесса. Так же, но в меньшей степени, может изменяться температура холодного газа. Поэтому для упрощения решения задачи в качестве первого приближения принимают некоторые средние значения температур.

Тогда, учитывая (5.87), из (1.35) для коэффициента α_z получаем

$$\alpha_z = (1/\rho_z) [\partial (\rho_z v_z)/\partial z] \approx 1,5 \sqrt{(T_{1r}/T_{1x})} (\partial v_{zx}/\partial z).$$

Полученные в результате расчета значения $f(z)$ и $\tau(z, t)$, как следует из (5.86), позволяют определить $\tau(z, t)$. Подставляя найденные значения $\tau(z, t)$ в (5.81), можно определить ход изменения температуры $T(z, t)$ в любом сечении остаточного ствола дуги в процессе его охлаждения (рис. 5.33). Видно, что наиболее быстро температура уменьшается со временем при $z = z_1$, т. е. в сечении с наибольшей скоростью потока газа. В момент времени t_2 в этом сечении температура достигает значения температуры начала ионизации T_i . Следовательно, с этого момента в остаточном стволе дуги начинается образование участка, в котором термическая ионизация отсутствует. При дальнейшем спадании температуры в момент времени t_3 в сечении ствола $z = z_1$ достигается температура холодного газа T_x . С этого момента начинается процесс образования промежутка, заполненного холодным газом. С течением времени длина этого промежутка возрастает, и при t_4 весь межконтактный промежуток ($z_1 - z_2$) заполняется холодным газом.

Таким образом, начиная с некоторого момента времени (в рассматриваемом случае t_3), область промежутка ($z_1 - z_2$) составляют: область z_2 , заполненная холодным газом; окончность ствола

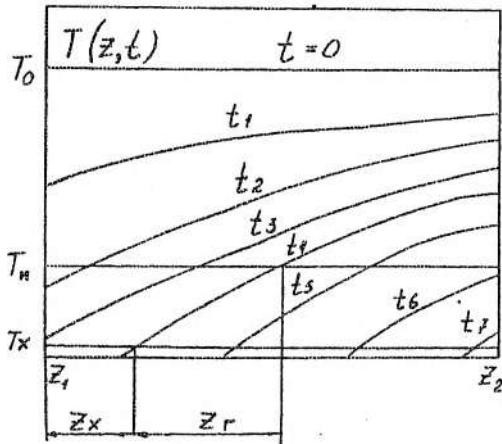


Рис. 5.33. Изменение температуры в области остаточного ствола дуги

z_r с температурой $T_x < T(z, t) < T_n$; оставшаяся часть ствола, обладающая температурой $T(z, t) > T_n$ и достаточно высокой электрической проводимостью.

По кривым $T(z, t)$ можно рассчитать процесс восстановления электрической прочности межконтактного промежутка, которую можно охарактеризовать средним разрядным напряжением U_p при заданной форме импульса восстанавливавшегося напряжения. Электрическая прочность U_p промежутка в некоторый момент времени $t = t_i$ определяется суммой разрядных напряжений U_{px} для области, заполненной холодным газом, и U_p , — для оконечности ствола, т. е. $U_p|_{t=t_i} = (U_{px} + U_{pg})|_{t=t_i}$. Для определения U_{px} можно использовать опытные данные по разрядным напряжениям промежутков, электрическое поле в которых имеет такую же форму, как в процессе восстановления электрической прочности межконтактного промежутка.

Для области оконечности остаточного ствола электрическую прочность U_p , можно рассчитать по следующим уравнениям:

$$E(z, t)|_{t=t_i} = E_{px} \frac{T_x}{T(z, t)|_{t=t_i}}; \quad E_{px} = \frac{U_{px}}{z_x};$$

$$U_{px} = f(z, p); \quad U_{pr} \Big|_{t=t_1} = E_{px} \int_{z_x}^{z_x+z_r} \frac{T_x}{T(z, t) \Big|_{t=t_1}} dz,$$

где U_{px} определяется по опытным кривым или эмпирическим зависимостям при заданных значениях давления газа p и длины промежутка $(z_1 - z_2)$.

Интегрируя каждую отдельную изохрону (рис. 5.33), можно построить временную зависимость восстановливающейся электрической прочности $U_p(t)$ межконтактного промежутка (см. рис. 5.29). Как указывалось выше, сравнение ординат кривой восстановления электрической прочности $U_p(t)$ с ординатами кривой восстанавливавшегося напряжения $U_d(t)$ позволяет приблизенно определить возможность повторного зажигания дуги.

Рассмотрим процесс восстановления электрической прочности дугового промежутка при наличии заметной проводимости остаточного ствола дуги, а следовательно, при наличии остаточного тока. Повторное зажигание дуги в данном случае происходит в результате теплового пробоя, когда при воздействии восстанавливающегося напряжения создаются условия для нарастания тока до некоторого определенного значения. Методика расчета таких процессов и определение условий гашения дуги основываются на совместном решении уравнений динамической вольт-амперной характеристики дуги и характеристик кратковременных переходных процессов в отключаемой цепи в области перехода тока через нулевое значение. Такой подход применен выше при анализе процессов распада ствола в оклонулевой области тока. В результате получены временные зависимости изменения сопротивления единицы длины остаточного ствола при различном характере восстановления напряжения на дуговом промежутке.

Кроме того, под электрической прочностью дугового канала следует понимать такое напряжение, которое поддерживает сопротивление дуги постоянным. Воспользуемся уравнением динамической дуги в следующем виде:

$$-Q_0(I/R_0)dR_0/dt = UI - P_{opt}. \quad (5.88)$$

Тогда согласно приведенному выше определению электрической прочности производная в левой части $dR_3/dt = 0$ и, следовательно, мощность, подводимая к остаточному стволу, равна мощности, отводимой от него, т. е.

$$Ui = P_{\text{отв}}. \quad (5.89)$$

В рассматриваемом случае после перехода тока через нулевое значение при восстановлении напряжения в дуговом канале проходит остаточный ток $i = i_{\text{ост}} = E/r_3$, где r_3 — сопротивление единицы длины остаточного ствола дуги. Тогда из (5.89) получаем уравнение для расчета восстанавливающейся прочности:

$$U_p = \sqrt{P_{\text{отв}} r_3 l} = \sqrt{P_{\text{отв}} R_3}, \quad (5.90)$$

где l — длина остаточного ствола дуги.

Уравнение (5.90) позволяет на основании полученных выше зависимостей $r_3(l)$ построить временные зависимости изменения электрической прочности $U_p(t)$ при наличии остаточной проводимости дугового канала. Сравнение кривых электрической прочности $U_p(t)$ и напряжения $U_d(t)$, восстанавливающегося на дуговом промежутке, позволяет приблизенно оценить состояние остаточного ствола дуги.

5.10. Характеристики процессов гашения электрической дуги в элегазе

Одним из перспективных направлений в создании новых конструкций выключателей переменного тока высокого и сверхвысокого напряжений, отличающихся меньшими габаритами и отвечающих требованиям современной энергетики по коммутационной способности, является применение дугогасящих сред, более эффективных по сравнению с применяемыми (сжатый воздух, масло и др.). Применение элегаза для этих целей обусловлено удачным сочетанием в нем высоких изоляционных и дугогасящих свойств.

Для элегаза по сравнению с другими газообразными средами характерны специфические термохимические свойства, которые рассмотрены ниже. Он обладает электроотрицательными свойствами (см. разд. 4.2).

Чтобы объяснить высокую дугогасящую способность элегаза, рассмотрим состав элегазовой плазмы и зависимости удельной теплопроводности и электропроводности от температуры. Из рис. 5.10 видно, что реакция диссоциации происходит при довольно низкой температуре (2100 К). При температуре 3000–4000 К элегаз переходит практически полностью из молекулярного состояния в атомарное. При относительно низких температурах концентрация электронов резко уменьшается вследствие образования отрицательных ионов фтора. В области температур диссоциации (2100 К) удельная теплопроводность плазмы элегаза резко возрастает (см. рис. 5.13), а затем также резко падает из-за быстрой диссоциации молекул. При температурах выше 6000 К теплопроводность увеличивается за счет развития процессов ионизации фтора. Следует заметить, что резкий подъем теплопроводности совпадает с пиком зависимости теплоемкости плазмы элегаза от температуры (см. рис. 5.13).

В отличие от элегаза пик теплопроводности в азоте имеет место при температуре около 7000 К, при которой происходит диссоциация молекул азота. Величина пика теплопроводности у азота больше, чем у элегаза. В области температур 3000–4000 К в плазме элегаза резко увеличивается удельная электропроводность (рис. 5.34), это объясняется низким потенциалом иониза-

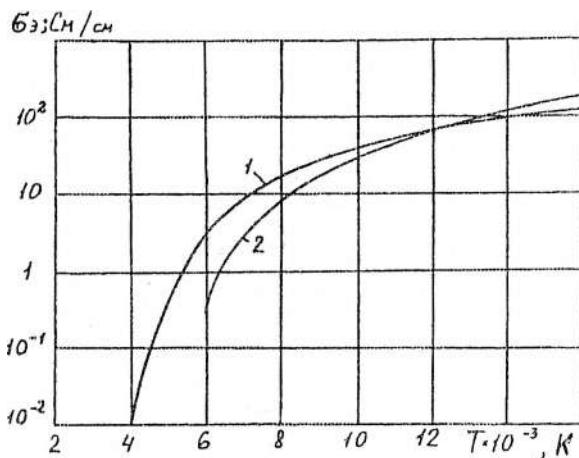


Рис. 5.34. Удельная электропроводность плазмы:
1 — элегаз, 2 — азот

ции атомарной серы и образованием концентрации электронов, достаточной для поддержания дугового разряда. Для азота резкое нарастание удельной электропроводности происходит при более высокой по сравнению с элегазом температуре (при мерно 5000 К), отличающейся от температуры пика теплопроводности.

Благодаря специфическим термохимическим свойствам элегаза дуги в элегазе в отличие от дуг в простых газах имеют определенные особенности и главным образом в распределении температуры по сечению ствола дуги (рис. 5.35). Как уже отмечалось, особенность плазмы элегаза состоит в том, что в ней температура диссоциации (2100 К) существенно отличается от температуры ионизации (около 4000 К), при которой удельная электропроводность резко нарастает.

Это приводит к тому, что в стволе дуги могут образоваться две резко выраженные области — центральная и периферийная. При увеличении интенсивности обдува дуги часть периферийной области “смыывается”, т. е. уносится потоком газа.

Центральная область имеет высокую электропроводность и весьма низкую теплопроводность; температура периферийной области равна температуре диссоциации элегаза; у нее высокая теплопроводность, но она практически неэлектропроводна. Такое строение ствола дуги характерно не только для дуги в элегазе, но и во всех молекулярных газах. Например, в азоте образование центральной части возможно при температуре более высокой, чем температура пика диссоциации этого газа (рис. 5.35, кривая 2), т. е. выше 7000 К. Очевидно, что условие выполняется при больших токах, чем в элегазе. Периферийная область дуги в азоте имеет достаточно высокую температуру (≤ 7000 К) и является частично электропроводной.

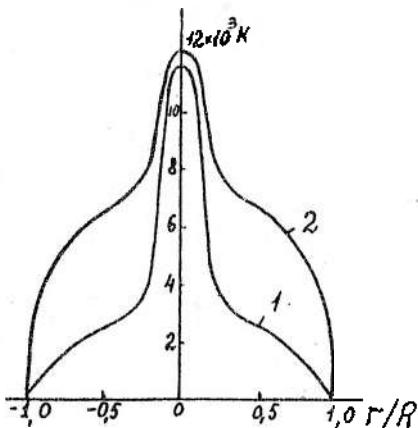


Рис. 5.35. Радиальное распределение температуры по сечению ствола дуги:
1 — элегаз, 2 — азот

Примем, что температура, при которой газ приобретает заметную электропроводность, и для элегаза и для азота выше 4000 К. Тогда, как видно из рис. 5.35, диаметр токопроводящей части дуги в элегазе существенно меньше диаметра дуги в азоте или в воздухе. Если дуга горит в неподвижной среде, то теплоотвод от ствола дуги осуществляется в основном за счет теплопроводности [см. (1.25)]. Так как удельная теплопроводность для плазмы в элегазе и азоте относительно мала, то тепловой поток, отводимый от ствола дуги, зависит в основном от градиента температуры. Более высокий градиент температуры характерен для дуги с меньшим диаметром токопроводящей части, т. е. в элегазе.

Если радиус проводящей части r_0 дуги мал, то мала и тепловая постоянная дуги [см. (5.42)]. В области перехода тока через нулевое значение постоянная времени τ_M затухания проводимости дуги в элегазе на порядок меньше, чем в азоте или воздухе. Это приводит к тому, что процесс распада ствола дуги в элегазе происходит более интенсивно.

Рассмотрим процессы при горении дуги в потоке элегаза, т. е. при наличии конвективного охлаждения. В этом случае поток энталпии для единичного участка ствола дуги $q_{kl} = C_p \rho v_z T = \rho v_z h$. Поток энталпии (рис. 5.36) для дуги в элегазе (кривая 1) ниже,

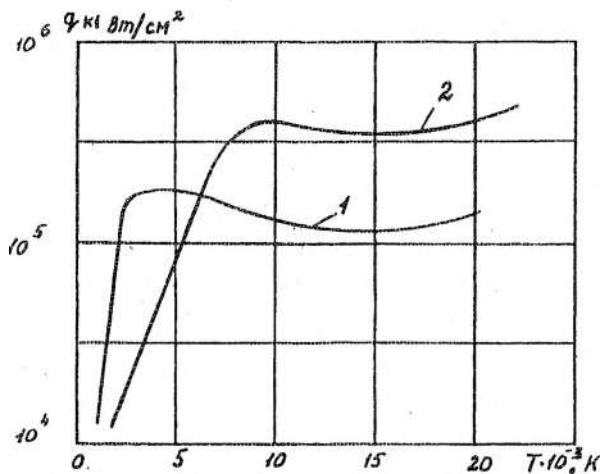


Рис. 5.36. Температурная зависимость потока энталпии:
1 — элегаз, 2 — воздух

чем для дуги в воздухе (кривая 2). Такая зависимость энталпии от температуры приводит к тому, что напряжение на стабильно горящей дуге в потоке элегаза ниже, чем на дуге, охлаждаемой в воздухе. Отсюда охлаждающая способность элегаза при данном способе воздействия на дугу менее эффективна, чем охлаждающая способность воздуха. Поэтому в устройствах гашения дуги постоянного тока, где прерывание тока обеспечивается за счет большого падения напряжения на дуге, применение элегаза нецелесообразно.

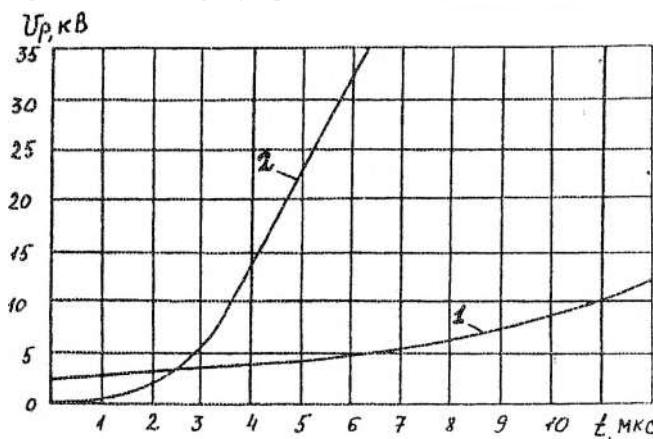


Рис. 5.37. Электрическая прочность дугового промежутка при продольном дутье ($p = 5 \cdot 10^5 \text{ Па}$): 1 — элегаз, 2 — азот

В дугогасительных устройствах переменного тока эффективность элегаза как дугогасящей среды проявляется в ходе процесса распада остаточного ствола дуги в окончательной области тока. При уменьшении температуры до $3000\text{--}4000 \text{ K}$ удельная электропроводность плазмы элегаза остается высокой, что объясняется низким потенциалом ионизации атомарной серы. Это приводит к тому, что стабильность горения дуги в элегазе сохраняется до весьма малых значений тока. При уменьшении температуры дуги ниже температуры диссоциации элегаза начинается рекомбинация атомов серы с фтором. При этом концентрация электронов резко уменьшается и создаются условия для прерывания тока через дуговой промежуток. В этой же области температуры имеем пик теплопроводности, благодаря чему быстро увеличивается отвод тепла и остывает ствол дуги.

В отличие от элегаза резкое уменьшение удельной электропроводности в азоте происходит при более высокой температуре (примерно 5000 К), отличающейся от температуры пика теплопроводности. В результате прерывание дуги в азоте происходит при более высокой температуре и, следовательно, при большем значении тока, чем в элегазе. Тогда, как видно из рис. 5.37, в момент перехода тока через нулевое значение начальная электрическая прочность межконтактного промежутка в азоте (кривая 1) выше, чем в элегазе (кривая 2). Однако после перехода тока через нулевое значение электрическая прочность межконтактного промежутка в элегазе быстро увеличивается вследствие остывания остаточного ствола дуги и роста интенсивности захвата электронов элегазом и оставшимся атомарным фтором.

5.11. Гашение электрической дуги в вакууме

В дугогасительных устройствах вакуумных выключателей абсолютное давление находится в диапазоне $1,3 \cdot 10^{-2} — 1,3 \cdot 10^{-5}$ Па. Горение и гашение электрической дуги в вакууме имеет ряд особенностей [15]. При расхождении контактов в начальный момент между ними образуется мостик из расплавленного металла, который нагревается проходящим током до температуры кипения и испаряется. Ионизация электронами паров металла, которые генерируются с поверхности электродов, приводит к образованию вакуумной дуги. При прохождении тока через нулевое значение дуга гаснет, и если нарастание электрической прочности промежутка между контактами происходит быстрее восстановления на нем напряжения, то повторного зажигания дуги не произойдет.

В вакууме электрическая дуга существует либо в виде рассеянной, "диффузной" дуги при токах до нескольких тысяч ампер, либо в виде концентрированной, "сжатой" дуги при больших значениях тока. Границный ток, при котором дуга переходит из одного вида в другой, зависит в значительной степени от материала и формы контактов, а также от скорости изменения тока. Эти же факторы влияют и на скорость восстановления электрической прочности промежутка между контактами в вакууме. Следовательно, подбирая соответствующим образом материал кон-

тактов, их оптимальную форму и ход, можно получить вакуумную дугогасительную камеру на различные параметры.

Диффузная дуга в вакууме, горящая между дисковыми электродами, существует в виде нескольких параллельных дуг, и каждая такая дуга в зависимости от материала пропускает ток от нескольких десятков до нескольких сотен ампер. Из катодного пятна каждой из этих дуг вырывается по направлению к аноду расходящийся плазменный ствол дуги. Катодные пятна непрерывно перемещаются по поверхности электродов и при сближении отталкиваются одно от другого, так что диффузная дуга стремится захватить всю поверхность катода. При небольших токах эффект отталкивания катодных пятен преобладает над силами электромагнитного взаимодействия между параллельными дугами.

Плотность тока в катодных пятнах чрезвычайно высока и колеблется от 10^6 до 10^8 А/см². Проводимость тока в плазме осуществляется электронами, эмитирующими с катодного пятна и распространяющимися в виде конуса. Пары металла, испаряющиеся с катодного пятна, распространяются также в виде конуса из области высокого давления, находящейся у катодного пятна. Кроме того, в зоне высокого давления у катодного пятна образуются и входят в плазменный конус положительные ионы металла катода, ускоренные в направлении, противоположном направлению электрического поля, импульсом силы, переданным им частицами в зоне высокого давления. Следовательно, в диффузной дуге положительные ионы благодаря их большой начальной энергии перемещаются в направлении от катода к аноду, и поэтому в плазменной зоне диффузной дуги небольшого тока напряжение очень мало. Кроме того, исследования дуги небольшого тока в вакууме, проведенные для металлов, выявили взаимосвязь между напряжением на дуге U_d и произведением температуры кипения $T_{\text{кип}}$ и теплопроводности λ (рис. 5.38). Зависимости $U_d = f(T_{\text{кип}} \cdot \lambda)$ можно дать следующее объяснение. Для поддержания разряда в вакууме необходимо, чтобы с нагретой поверхности электродов испарилось определенное количество паров металла. Чем выше температура кипения металла электрода, тем до более высокой температуры необходимо нагреть его поверхность. Текло, отводимое от катодного пятна в холодные участки электрода, зависит от температуры катодного пятна и

теплоизводности металла. С другой стороны, это отводимое от катодного пятна тепло должно быть восполнено соответствующим прикатодным падением напряжения. Чем интенсивнее отвод тепла, тем большее падение напряжения требуется для поддержания необходимой температуры катодного пятна.

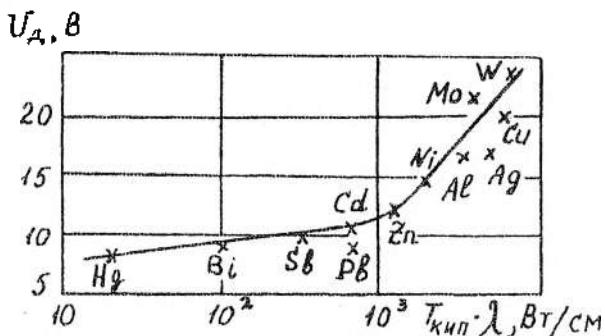


Рис. 5.38. Напряжение на дуге в вакууме для различных металлов

При небольших токах устойчивость дуги в вакууме также связана с теплофизическими свойствами материала катода. Стабильность катодного пятна уменьшается с увеличением отводимой от него энергии, вследствие чего устойчивость дуги оказывается обратно пропорциональной напряжению на дуге. Так, например, одинаковая степень устойчивости достигается для дуг с катодом из висмута и вольфрама при токах 1 А и 100 А соответственно. Устойчивость дуги тесно связана с явлением среза тока (см. разд. 5.7), наблюдаемым в вакуумных дугогасительных устройствах. Отсюда следует, что соответствующим выбором материалов электродов можно влиять на величину тока среза.

Если ток диффузной дуги постепенно увеличивать, то число катодных пятен и параллельных дуговых каналов возрастает. При этом напряжение на дуге постепенно повышается и электрическое поле начинает оказывать тормозящее воздействие на ионы в дуге, и они уже не успевают достичь анода. Непосредственно перед анодом наблюдается дефицит положительных ионов и возникает повышенное напряжение. Находящиеся у анода нейтральные заряды металла подвергаются активной ударной ионизации, и проводящая плазма концентрируется. Выделение значи-

тельной энергии в прианодной зоне приводит к интенсивному нагреву анода, который начинает обильно эмитировать пары металла. Напряжение на сжатой дуге в вакууме достигает нескольких сотен вольт и более.

При уменьшении отключаемого тока в диффузной дуге сокращается число электродных пятен, из которых выделяются пары металла. При дальнейшем снижении тока до нулевого значения действующим остается только одно пятно. Гашение дуги определяется плотностью паров металла в межконтактном промежутке. В свою очередь интенсивность уменьшения плотности этих паров зависит от постоянной времени охлаждения нагретых пятен. В диффузной дуге площадь катодного пятна не превышает 10^{-4} мм^2 , а постоянная времени меньше 1 мкс. В сжатой дуге постоянная времени может изменяться от нескольких сотен микросекунд до нескольких миллисекунд в зависимости от размеров нагретых пятен. Поскольку диффузная дуга имеет значительно меньшую постоянную времени по сравнению с постоянной времени сжатой дуги, гашение диффузной дуги осуществить значительно легче, чем сжатой дуги. Поэтому при разработке вакуумных дугогасительных устройств необходимо так конструировать контакты, чтобы дуга на протяжении определенного времени до нулевого значения тока была диффузной.

5.12. Процесс гашения короткой дуги переменного тока

Под короткой дугой переменного тока понимают такую дугу, у которой при относительно малой длине ствола в процессе ее горения и особенно гашения и восстановления электрической прочности основное значение имеют явления в прикатодной области; в этих процессах заметную роль может играть также теплообмен между коротким стволов и поверхностями электродов.

В момент перехода тока через нулевое значение полярность напряжения, воздействующего на дуговой промежуток, изменяется. Процессы, происходящие у поверхности вновь образованного катода, в значительной мере зависят от ее температуры, которая изменяется от температуры кипения материала катода в процессе горения дуги до остаточной температуры $T_{\text{к0}}$ в момент перехода тока через нулевое значение. Величина $T_{\text{к0}}$ зависит от

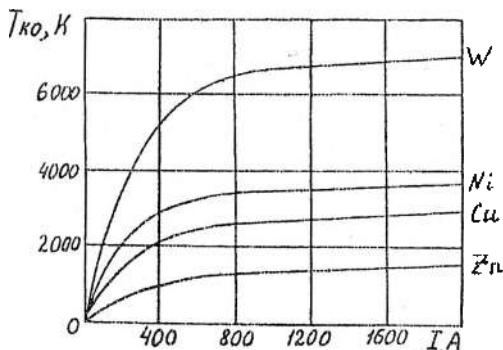


Рис. 5.39. Зависимость температуры катода от тока и материала катода

тока и материала катода (рис. 5.39), причем зависимость от тока особенно сильна до 400 А. При гашении коротких дуг применение вольфрама нежелательно из-

за высокой остаточной температуры катода. Одновременно с тепловыми процессами при изменении полярности воздействующего на дуговой промежуток напряжения, вследствие большой разницы в подвижностях электронов и ионов, вблизи нового катода сразу начинает возникать слой протяженностью l_c (рис. 5.40), из которого электроны ушли в сторону нового анода и остается положительный объемный заряд. Ток проводимости в пределах этого слоя становится униполярным током ионов, в остальной плазме он является двуполярным. Образование положительного объемного заряда у катода приводит к резко неравномерному распределению электрического поля в дуговом промежутке. При этом по-

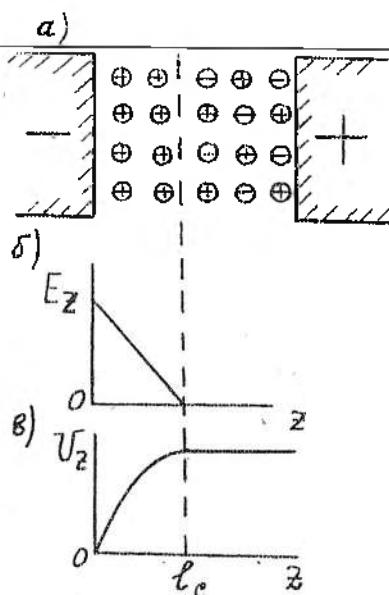


Рис. 5.40. Распределение зарядов (а), напряженности электрического поля (б), напряжения (в) в коротком промежутке

чи вся разность потенциалов приложена к области объемного заряда. Максимальная наряженность электрического поля непосредственно у поверхности катода, затем она уменьшается, достигая нуля на границе объемного заряда и плазмы.

Распределение потенциала и напряженности электрического поля можно определить из уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2U_z}{dz^2} = -\rho/\epsilon_0 = ne/\epsilon_0, \quad (5.91)$$

где ρ — плотность объемного заряда; n — концентрация заряженных частиц (ионов); e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

Интегрируя уравнение (5.91), получаем распределение напряженности электрического поля в дуговом промежутке:

$$E_z = dU_z/dz = -nez/\epsilon_0 + C_1.$$

При $z = l_c$ значение $dU_z/dz = 0$. Тогда $C_1 = nel_c/\epsilon_0$ и

$$E_z = dU_z/dz = ne(l_c - z)/\epsilon_0. \quad (5.92)$$

Интегрируем уравнение (5.92), получаем распределение напряжения в дуговом промежутке:

$$U_z = (ne/\epsilon_0)(zl_c - z^2/2).$$

Используем граничное условие $z = 0, U_z = 0$. Тогда $C_2 = 0$ и

$$U_z = (nez/\epsilon_0)(l_c - z/2). \quad (5.93)$$

Подставляя в уравнения (5.92) и (5.93) значения заряда электрона и диэлектрической постоянной для воздуха, имеем

$$E_z = dU_z/dz = 1,8 \cdot 10^{-6} n(l_c - z); \quad (5.94)$$

$$U_z = 1,8 \cdot 10^{-6} nz(l_c - z/2). \quad (5.95)$$

Если считать, что при $z = l_c$ значение $U_z = U$, где U — напряжение, приложенное к промежутку, то из уравнения (5.95) можно определить ширину области положительного объемного заряда $l_c = 1,05 \cdot 10^3 \sqrt{U/n}$.

Зная l_c и используя (5.94), можно определить максимальную напряженность электрического поля у поверхности катода при $z = 0$:

$$E_{zm} = (dU_z/dz)_m = 1,8 \cdot 10^{-6} n l_c = 1,89 \cdot 10^{-3} \sqrt{U/n}. \quad (5.96)$$

Из (5.96) видно, что E_{zm} зависит от приложенного напряжения и концентрации ионов; кроме того, E_{zm} в значительной мере зависит от температуры поверхности катода в момент перехода тока через нулевое значение. При холодных электродах, когда отсутствует заметная термоэлектронная эмиссия, под влиянием E_{zm} может развиться автоэлектронная эмиссия и возобновиться электрическая дуга. Для выхода электронов из катода у его поверхности должна быть напряженность электрического поля $E_{\text{вых}}$.

При $E_{\text{вых}} = E_{zm}$ из уравнения (5.96) находим минимальное значение напряжения, при котором возможен пробой промежутка:

$$U_p = 2,8 \cdot 10^5 E_{\text{вых}}^2 / n. \quad (5.97)$$

Концентрацию заряженных частиц n можно найти, воспользовавшись уравнением (4.12). Если напряжение, восстанавливающееся на дуговом промежутке после перехода тока через нулевое значение, больше разрядного напряжения, т. е. $U > U_p$, то происходит повторное зажигание дуги; при $U < U_p$ — гашение дуги. При гашении короткой дуги переменного тока в случае холодных электродов и отсутствия заметной термоэлектронной эмиссии в момент перехода тока через нулевое значение восстанавливаящаяся прочность возрастает до катодного падения напряжения в тлеющем разряде. Эта величина определяется тем, что короткий промежуток при изменении полярности приложенного напряжения проходит стадию тлеющего разряда.

Отметим, что различные металлы имеют различные величины начальной электрической прочности U_{p0} . На рис. 5.41 показаны зависимости U_{p0} от тока для металлов с разными температурами кипения $T_{\text{кип}}$. Чем выше $T_{\text{кип}}$, тем ниже начальная электрическая прочность. При больших токах поверхность катода может иметь высокую остаточную температуру в момент перехода тока через нулевое значение, что приводит к снижению начальной электрической прочности вследствие термоэлектронной эмиссии.

Для образования начальной электрической прочности, равной ~ 250 В, поверхность катода непосредственно после перехода тока через нулевое значение должна охладиться до температуры примерно 850 К, при которой практически от-

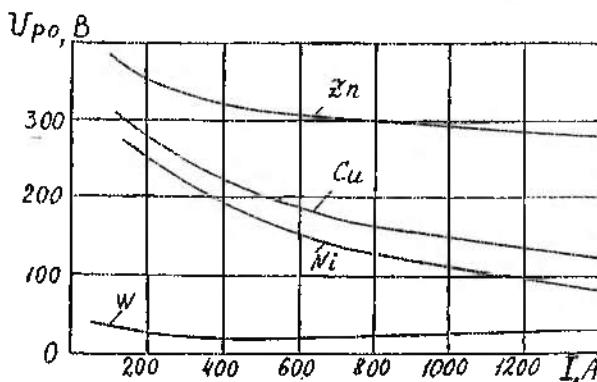


Рис. 5.41. Начальная электрическая прочность короткого промежутка для различных материалов

существует термоэлектронная эмиссия. Критическое значение тока I_{kp} (при $I < I_{kp}$ разрядное напряжение $U_p = 250$ В) зависит от материала контакта, времени горения дуги и скорости перемещения оснований дуги по контакту. Расчетные критические значения тока при времени горения дуги 0,01 с, различных скоростях движения оснований дуги и материалах контакта приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Материалы контакта	I_{kp} (А) при различных скоростях движения оснований дуги, см/с				
	0	100	1000	2000	10 000
Медь	165	350	840	1370	50 000
Сталь	13,6	47	106	170	680
Латунь	147	298	703	1000	38 000

Для контактного материала с более высоким значением I_{kp} значение U_{p0} будет также выше.

Принцип короткой дуги получил широкое применение в устройствах с дугогасительной решеткой, на пластины которой дуга затягивается электромагнитными силами и разбивается на ряд последовательно включенных коротких дуг.

5.13. Физическое моделирование процессов гашения электрической дуги в выключателях с продольным газовым дутьем

Способ гашения электрической дуги, связанный с интенсивным охлаждением ствала в потоках сжатого газа, широко применяется в дугогасительных устройствах (ДУ) воздушного и газового дутья выключателей переменного тока высокого и сверхвысокого напряжения. Методы математического анализа процессов дугогашения применимы к простым примерам течения газа с дугой в рабочих каналах простой формы без учета турбулентного воздействия окружающей среды. Одновременно в ДУ продольного дутья современных выключателей, особенно в области перехода тока через нулевое значение, течение газа с дугой в каналах с весьма сложной геометрической конфигурацией имеет явно выраженный турбулентный характер. Кроме того, разработка выключателей требует затрат больших средств на проведение исследований, связанных с определением оптимальных конструктивных параметров ДУ, выбором оптимального конструктивного варианта, а также на проведение коммутационных испытаний выключателя на натурных установках большой мощности. Затраты можно значительно уменьшить, если использовать методы переноса экспериментальных данных, полученных на модельных установках относительно небольшой мощности, на натурные установки. Эти методы моделирования обычно устанавливаются на основании теории подобия физических явлений.

Рассмотрим условия подобия применительно к механике жидкостей и газов. В этом случае уравнения термогазодинамики имеют вид

$$\sum_{i=1}^n a_i y_i^{b_i} \left(\partial^{c_i} y_i / \partial x_i^{c_i} \right) = 0, \quad (5.98)$$

где a_i — параметры (физические свойства среды, зависящие от температуры T и давления p); b_i , c_i — постоянные; x_i , y_i — независимые и зависимые переменные.

Введем безразмерные переменные $\Phi_i = x_i / x_{i0}$, $\Psi_i = y_i / y_{i0}$, где x_{i0} , y_{i0} — постоянные, равные значению x_i , y_i в некоторой характерной точке течения. Тогда уравнение (5.98) примет вид

$$\sum_{i=1}^n \frac{a_i y_{i0}^{b_i+1}}{x_{i0}^{c_i}} \Psi_i^{b_i} \frac{\partial^{c_i} \Psi_i}{\partial \phi^{c_i}} = 0, \quad (5.99)$$

Очевидно, что члены уравнений (5.98) и (5.99) имеют одинаковую размерность, поэтому, разделив (5.99) на размерную часть его j -члена, получим

$$\sum_{i=1}^n \Pi_i \Psi_i^{b_i} \left(\partial^{c_i} \Psi_i / \partial x_i^{c_i} \right) = 0, \quad (5.100)$$

где $\Pi_i = \left(a_i y_{i0}^{b_i+1} x_{i0}^{c_i} \right) / \left(a_j y_{j0}^{b_j+1} x_{j0}^{c_j} \right)$ — критерий подобия.

Для того, чтобы выделить из них определяющие критерии, необходимо установить условия однозначности, в которых проходят рассматриваемые явления. Условия однозначности включают: геометрические свойства области явления; физические свойства тел, участвующих в явлении; начальное состояние явления; условия на границах области явления.

Число определяющих критериев подобия, составленных только из независимых переменных и ряда постоянных, полученных из условий однозначности, может быть определено по известной π -теореме анализа размерностей:

$$n = m - r, \quad (5.101)$$

где m — число независимых переменных; r — число первичных размерностей, из которых составлены независимые переменные.

Анализ размерностей с применением π -теоремы позволяет получить критерии подобия независимо от наличия уравнений, описывающих рассматриваемое явление. В этом случае необходимо исходя из физической картины явления составить систему параметров, от которых зависит протекание явления.

Рассмотрим методику получения определяющих критериев подобия для процессов гашения дуги применительно к ДУ с продольным газовым дутьем (см. рис. 5.16) при двух различных механизмах теплоотвода от ствола дуги — турбулентной конвекции и теплопроводности.

В случае преобладания турбулентной конвекции примем следующие условия однозначности:

1. Геометрическое подобие модели и оригинала ДУ, т. е. $\alpha = I_m/I_o$, где α — линейный масштабный коэффициент; I_m, I_o — характерный линейный размер модели и оригинала ДУ соответственно.

2. Равенство коэффициентов теплоотдачи с поверхности ствола дуги в модели и оригинале ДУ в оклонулевой области тока при турбулентном тепло- и массообмене с потоком холодного газа, окружающим ствол дуги, $k_{Tm} = k_{To}$, где индекс о означает оригинал; м — модель.

3. Равенство температур в оригинале и модели, а также подобие зависимостей изменения температуры в радиальном и аксиальном направлениях, т. е. $T_m = T_o$. Тогда при равенстве давления газа в соответствующих точках модели и оригинала ($p_m = p_o$) ДУ имеем $\sigma_m = \sigma_o$, где σ — удельная электропроводность плазмы ствола дуги, См/м.

В систему параметров, определяющих процессы гашения дуги в ДУ, входит: ~~постоянные параметры k_t, T, p, σ (на основании принятых нами допущений); независимые переменные ток i , время t , характерный линейный размер системы “плазма в потоке газа” l .~~

Таким образом, имеем семь размерных величин, определяющих в рассматриваемом случае процесс гашения дуги. Для нахождения необходимого числа критериев выразим размерность каждого из определяющих параметров через основные единицы измерения (M — масса):

$$[k_t] = [M][t]^{-3}[T]^{-1}; [T] = [T]; [p] = [M][l]^{-1}[t]^{-2}; \\ [\sigma][M]^{-1}[t]^{-3}[I]^3[l]^2; [I] = [I]; [l] = [l]; [t] = [t]. \quad (5.102)$$

Как видно из (5.102), размерности любого из определяющих параметров k_t образуется при помощи пяти основных единиц измерения $[M], [I], [t], [I], [T]$, т. е.

$$[k_t] = [M]^{\mu_1}[I]^{\mu_2}[t]^{\mu_3}[I]^{\mu_4}[T]^{\mu_5}, i = 1, 2, \dots, 7. \quad (5.103)$$

Тогда для описания процессов дугогашения согласно (5.101) достаточно двух определяющих критериев подобия. Критерий подобия — некоторая комбинация параметров k_1, k_2, \dots, k_7 :

$$\Pi = k_1^{z_1} k_2^{z_2} \dots k_7^{z_7} = c [k_1]^{z_1} \dots [k_7]^{z_7}, \quad (5.104)$$

где c — безразмерная величина. Или, используя (5.103), получаем

$$\begin{aligned} \Pi &= c [M]^{(\mu_1 z_1 + \dots + \mu_7 z_7)} [I]^{(\tau_1 z_1 + \dots + \tau_7 z_7)} \times \\ &\times [t]^{(v_1 z_1 + \dots + v_7 z_7)} [J]^{(\lambda_1 z_1 + \dots + \lambda_7 z_7)} [T]^{(\alpha_1 z_1 + \dots + \alpha_7 z_7)}. \end{aligned}$$

Так как критерии подобия являются безразмерными величинами, то в данном случае получаем систему из пяти уравнений с семью неизвестными (по числу определяющих параметров):

$$\left. \begin{array}{l} \mu_1 z_1 + \mu_2 z_2 + \dots + \mu_7 z_7 = 0; \\ \tau_1 z_1 + \tau_2 z_2 + \dots + \tau_7 z_7 = 0; \\ v_1 z_1 + v_2 z_2 + \dots + v_7 z_7 = 0; \\ \lambda_1 z_1 + \lambda_2 z_2 + \dots + \lambda_7 z_7 = 0; \\ \alpha_1 z_1 + \alpha_2 z_2 + \dots + \alpha_7 z_7 = 0. \end{array} \right\} \quad (5.105)$$

Система (5.105) имеет два линейно независимых решения, каждое из которых дает критерий подобия. Опуская промежуточные операции, получаем критерии подобия в следующем виде:

$$\Pi_1 = i / (l^{3/2} \sqrt{k_T T \sigma}) = A_1 i / l^{3/2} = \text{idem}; \quad (5.106)$$

$$\Pi_2 = l p / (k_T T) = B_1 l / t = \text{idem}, \quad (5.107)$$

где $A_1 = 1 / \sqrt{k_T T \sigma}$; $B_1 = p / (k_T T)$ — постоянные.

Если в окрестности дуги преобладает радиальный теплоотвод от ствола дуги за счет теплопроводности λ , то в систему определяющих параметров войдут $\lambda, T, p, \sigma, i, t, l$. Тогда, используя вышеизложенную методику, получаем следующие критерии подобия:

$$\Pi_3 = i / (l \sqrt{\lambda T \sigma}) = A_2 i / l = \text{idem}; \quad (5.108)$$

$$\Pi_4 = l^2 p / (\lambda T) = B_2 l^2 p / t = \text{idem}, \quad (5.109)$$

где $A_2 = 1 / \sqrt{\lambda T \sigma}$; $B_2 = 1 / (\lambda T)$ — постоянные.

Выражения для критериев подобия и анализ размерностей позволяют определить масштабные коэффициенты для энергетических параметров (табл. 5.3).

Таблица 5.3

Величина	Масштабный коэффициент	
	конвекция	теплопроводность
Ток	$\alpha^{3/2}$	α
Напряжение	$\alpha^{1/2}$	1
Проводимость	α	α
Сопротивление	α^{-1}	α^{-1}
Скорость нарастания восстанавливающегося напряжения	$\alpha^{-1/2}$	α^{-1}
Скорость подхода тока к нулю	$\alpha^{1/2}$	1
Мощность дуги	α^2	α
Энергия дуги	α^3	α^2
Емкость	α^2	α^2
Индуктивность	1	1
Частота тока	α^{-1}	α^{-1}

Полученные масштабные коэффициенты позволяют построить модель по заданным исходным параметрам ДУ и затем по результатам модельных исследований оценить отключающую способность оригинала ДУ.

Глава 6

ЭЛЕМЕНТЫ СИЛЬНОТОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ АППАРАТОВ

6.1. Общая характеристика полупроводниковых аппаратов

Основой полупроводниковых электрических аппаратов (ПЭА) являются силовые полупроводниковые приборы (СПП): тиристоры, симметричные тиристоры, запираемые тиристоры, фототиристоры, оптронные тиристоры, ограничители напряжения, диоды и др. Поэтому присущие ПЭА функциональные возможности и характеристики обусловлены в основном характеристиками используемых полупроводниковых приборов.

К наиболее важным свойствам полупроводниковых аппаратов можно отнести их способность осуществлять бездуговую коммутацию электрических цепей, высокое быстродействие, частоту срабатывания и надежность, повышенный ресурс и низкие эксплуатационные расходы. ПЭА переменного тока кроме функций коммутирования цепей могут выполнять функцию регулирования средних значений тока и напряжения в управляемом электрооборудовании. Это достигается за счет высокого быстродействия ПЭА и возможности реализации точной синхронизации изменения ими коммутационного положения с заданным моментом времени в интервале полупериода тока (напряжения). Сочетание функций коммутирования и регулирования в ПЭА имеет большое значение при их применении в системах автома-

тизированного электропривода. Без специальных пуско-регулирующих устройств ПЭА позволяют осуществлять пуск, реверс, плавное регулирование скорости вращения и торможение асинхронных электродвигателей.

Полупроводниковые аппараты являются статическими устройствами. В них отсутствуют подвижные части и, следовательно, они не подвержены механическому износу, устойчивы к ударным нагрузкам и вибрации. Герметичность конструкций СПП позволяет создавать аппараты, надежно работающие во взрывоопасных средах.

Наряду с отмеченными позитивными характеристиками ПЭА свойствен ряд недостатков, который существенно ограничивает область их применения. Прежде всего надо отметить, что в отличие от контактных полупроводниковые аппараты способны выдерживать значительно меньшие токовые перегрузки (по амплитуде тока и по времени его воздействия). Это объясняется малой теплоемкостью кремниевых структур-СИИ, где в основном происходит выделение теплоты. Толщина полупроводниковой структуры приборов равна примерно одному миллиметру. Она практически не зависит от тока, на который проектируется прибор. Отечественной и зарубежной промышленностью освоен выпуск низкочастотных тиристоров и диодов ($f = 50-400$ Гц) на максимально допустимый средний ток 3000–4500 А. Без ухудшения характеристик они допускают 3–4-кратную перегрузку в течение одного полупериода синусоидального тока частотой 50 Гц при отсутствии предварительной нагрузки. Например, тиристор Т253-1000 на средний ток $\bar{I} = 1000$ А при начальной температуре полупроводниковой структуры $T_j = 25$ °С выдерживает воздействие импульса тока с максимальным значением $I_m \approx 9$ кА. С увеличением предварительной нагрузки или длительности воздействия перегрузки выдерживающие приборами токи быстро уменьшаются. В частности, для того же тиристора Т253-1000 допустимое максимальное значение тока перегрузки длительностью 10 мс снижается до 5 кА, если ток предварительной длительной нагрузки равен 400 А (40 % от \bar{I}). Таким же значением (5 кА) допустимый ток перегрузки ограничивается при увеличении длительности его воздействия до 0,1 с.

Для сравнения отметим, что контактные аппараты выдерживают 7–10-кратные перегрузки по отношению к длительно протекающему номинальному току в течение нескольких секунд. Принципиально возможно достижение такой же перегрузочной способности и в ПЭА за счет использования СПП с заведомо большими предельно допустимыми токами или при параллельном их соединении. Но это приводит к значительному увеличению массо-габаритных показателей и стоимости аппаратов, особенно если они предназначены для работы в сетях высокого напряжения.

Высокая чувствительность полупроводниковых аппаратов к перегрузкам по току и напряжению обуславливает необходимость тщательного изучения условий их работы с целью выявления наиболее тяжелых режимов работы СПП. Успешное применение силовых полупроводниковых приборов в коммутационных аппаратах зависит также от четкости представлений о внутренней структуре устройства используемых СПП, принципе их действия и влиянии различных факторов, в том числе и конструктивных, на характеристики приборов.

6.2. Электрическая проводимость полупроводниковых материалов

К полупроводникам относится большое число веществ, удельное сопротивление которых может составлять от 10^5 до 10^8 Ом·м. В производстве силовых полупроводниковых приборов (СПП) наиболее широко применяются кремний и германий, являющиеся элементами IV группы таблицы Менделеева. В твердом состоянии они имеют кристаллическую решетку типа алмаза с прочной ковалентной связью атомов. В соответствии с зонной теорией для разрыва атомной связи (активации проводимости) необходимо затратить энергию, равную по крайней мере

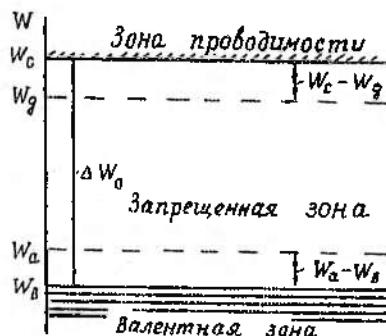


Рис. 6.1. Энергетическая характеристика примесного кремния

ширина запрещенной зоны ΔW_0 (рис. 6.1). У кремния и герmania эта энергия равна соответственно 1,11 и 0,72 эВ. При температуре, близкой к абсолютному нулю ($T = -273^{\circ}\text{C}$), вероятность возникновения таких энергий вследствие тепловых флукутаций мала. Поэтому электрическая проводимость химически чистых полупроводников, обусловленная количеством свободных носителей заряда (электроны в свободной зоне и дырки в валентной зоне), низкая. С повышением температуры число активированных атомов увеличивается и удельная электрическая проводимость полупроводника возрастает по закону

$$g = g_0 \exp\left(-\frac{\Delta W_0}{2k_B T}\right),$$

где g — удельная электрическая проводимость при $T = 0\text{ K}$, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{ Дж/K}$ — постоянная Больцмана.

Удельная электрическая проводимость собственного полупроводника

$$g_i = e n_i \mu_n + e p_i \mu_p,$$

где e — заряд электрона; n_i , p_i — концентрации электронов и дырок в собственном полупроводнике; μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок.

Несмотря на то, что нарушение связей между собственными атомами приводит к возникновению равного числа электронов и дырок, электрическая проводимость полупроводника, называемая собственной проводимостью, определяется в основном электронами. Это объясняется примерно в три раза большей подвижностью электронов по сравнению с подвижностью дырок.

Электрическая проводимость полупроводников сильно зависит от наличия в них примесей. Причем в зависимости от типа примеси превалирующее влияние на проводимость могут оказывать или электроны или дырки. В практических целях для производства СПП в качестве примесей используются элементы III (B, Al, In) и V (P, As, Sb) групп периодической системы элементов.

Если примесью являются атомы пятивалентных элементов, то в результате замещения, например атома кремния, один из валентных электронов примесного атома оказывается избыточ-

ным при образовании ковалентных связей. Этот электрон не имеет прочной связи с атомом и может быть переведен на энергетические уровни, соответствующие зоне проводимости, при затрате небольшой энергии. На рис. 6.1 уровень энергии примесных электронов W_d находится в запрещенной для чистого полупроводника зоне, несколько ниже зоны проводимости.

Заметим, что в отличие от ионизации собственных атомов кремния перевод в свободное состояние электронов примесных атомов не приводит к появлению дырки. Вследствие этого в объеме полупроводника преобладают отрицательные заряды. Атомы примеси в этом случае называются донорами, а полупроводники — электронными примесными полупроводниками или полупроводниками *n*-типа. Электрическая проводимость таких полупроводников также называется электронной примесной проводимостью.

При замещении четырехвалентного атома полупроводника атомом трехвалентной примеси одна из ковалентных связей этого атома с атомами собственного полупроводника оказывается незавершенной из-за недостатка одного валентного электрона. В результате образуется дырка (вакантное место), энергетическое состояние которой соизмеримо с энергией электронов, участвующих в ковалентных связях. Поэтому при незначительных тепловых возбуждениях дырка может быть заполнена электроном соседнего атома. Следовательно, возникает дырка в другой связи. Последовательное заполнение электронами дырки эквивалентно перемещению дырки (положительного заряда), что обуславливает электрическую проводимость полупроводника. Количество дырок соответствует концентрации примесных атомов, называемых акцепторами. Энергетические уровни акцепторов располагаются в запрещенной для собственного полупроводника зоне, выше валентной зоны (рис. 6.1). Акцепторные атомы способствуют получению примесного полупроводника с преобладанием положительных зарядов. Поэтому такие полупроводники называются дырочными примесными или полупроводниками *p*-типа. Электрическая проводимость дырочного полупроводника соответственно называется дырочной примесной проводимостью.

При наличии в полупроводнике примесей обоих типов характер электрической проводимости определяется носителями

заряда, концентрация которых преобладает в объеме полупроводника. Эти носители называются основными носителями заряда. В отличие от них носители с меньшей концентрацией называются неосновными носителями заряда.

С учетом присутствия в полупроводнике основных и неосновных носителей заряда (как собственных, так и примесных) удельная электрическая проводимость его при заданной температуре

$$g = 1/\rho = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (6.1)$$

где ρ — удельное сопротивление; n, p — концентрации свободных носителей заряда.

Зависимость концентраций собственных и примесных носителей заряда от температуры определяется выражениями

$$\left. \begin{aligned} n_i &= p_i = C \exp(-\Delta W_0 / 2kT); \\ n &= C_1 \exp(-\Delta W_1 / 2kT); \\ p &= C_2 \exp(-\Delta W_2 / 2kT); \end{aligned} \right| \quad (6.2)$$

где C, C_1, C_2 — коэффициенты, зависящие от плотности разрешенных энергетических уровней полупроводника; ΔW_1 — ширина энергетической зоны между донорными уровнями и зоной проводимости; ΔW_2 — ширина зоны между уровнями акцепторной примеси и валентной зоной собственного полупроводника.

Так как $\Delta W_1 \ll \Delta W_0$ и $\Delta W_2 \ll \Delta W_0$, соотношение концентраций примесных и собственных носителей заряда меняется с изменением температуры. Характер этой зависимости можно проиллюстрировать графиком, прологарифмировав, например, выражение для концентрации носителей заряда примесного электронного полупроводника (6.2)

$$\ln n = \ln C_1 - \frac{\Delta W_1}{2k} \frac{1}{T}. \quad (6.3)$$

При относительно низкой температуре вплоть до комнатной, выражению (6.3) соответствует прямая линия с наклоном к оси $1/T$, пропорциональным энергии ΔW_1 (участок I на рис. 6.2). Это свидетельствует о повышении концентрации примесных носителей заряда с ростом температуры. После того как все донор-

ные атомы примеси ионизированы, концентрация свободных электронов сохраняется неизменной даже при значительном повышении температуры (участок 2). Однако достижение такой температуры, при которой $kT > \Delta W_0$, вызывает новый, более выраженный рост концентрации свободных носителей заряда за счет разрушения валентных связей собственных атомов полупроводника (участок 3). На графике этот процесс изображается тоже прямой линией, но наклон ее пропорционален энергии ΔW_0 .

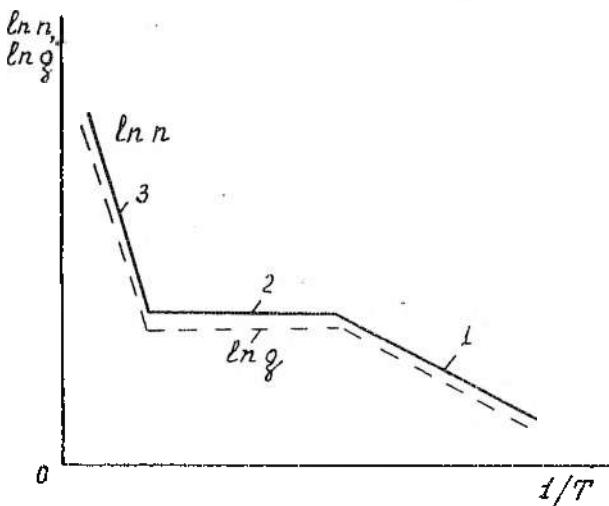


Рис. 6.2. Зависимость проводимости примесного полупроводника от температуры

Электрическая проводимость примесного полупроводника имеет аналогичную зависимость от температуры (рис. 6.2), так как в основном определяется концентрацией свободных носителей заряда. Под воздействием внешнего электрического поля носители заряда в полупроводнике приобретают направленное движение (дрейф), что обеспечивает прохождение в нем тока. В общем случае при наличии в полупроводнике примесей обоих типов плотность тока в нем

$$J = gE = e(n\mu_n + p\mu_p)E, \quad (6.4)$$

где E — напряженность электрического поля.

6.3. Принцип действия силовых полупроводниковых приборов

Основой большинства СПП является кремниевая монокристаллическая структура, в которой технологическими методами реализовано чередование областей (слоев) с проводимостью *n*- и *p*-типов. В наиболее простом приборе — диоде содержится всего две такие области (рис. 6.3,*a*). На границе их раздела образуется двойной слой противоположных по знаку зарядов толщиной δ вследствие ухода основных носителей заряда из соответствующей области под воздействием повышенной их концентрации. Двойной слой зарядов создает контактное электрическое поле с разностью потенциалов Φ_k , которое препятствует полному выравниванию концентраций носителей заряда. Приконтактный слой δ называется электронно-дырочным переходом. Он обладает ярко выраженными выпрямительными свойствами. Так, если к нему приложить внешнее напряжение U с полярностью, указанной на рис. 6.3,*a* (прямое направление), это приведет к снижению потенциального барьера Φ_k и, следовательно, к дополнительной диффузии дырок из области *p* в

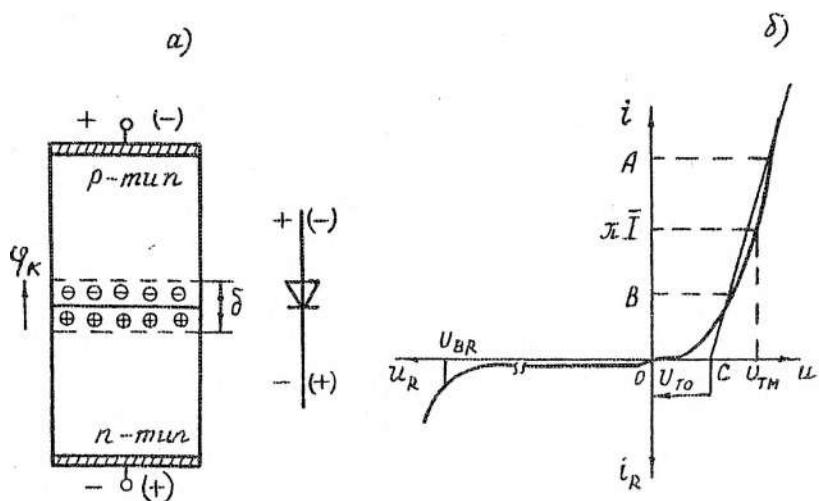


Рис. 6.3. Схематическое изображение структуры диода (*a*) и его вольт-амперная характеристика (*b*)

область *n*-типа, а электронов — в обратном направлении. В результате увеличивается электрический ток через *p*—*n*-переход и структуру диода в целом. Этот процесс описывается зависимостью [9]

$$I_A = I_s \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_k T}\right) - 1 \right], \quad (6.5)$$

где I_A — анодный ток через диод; $I_s = e \left[\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right]$ — ток через *p*—*n*-переход, обусловленный концентрацией неосновных носителей заряда n_p и p_n (ток насыщения); D_n , D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок, называемые также диффузионными постоянными; L_n , L_p — диффузионная длина электронов в дырочной области и дырок в электронной соответственно.

При увеличении прямого напряжения до $U > 0,1$ В экспоненциальный член выражения (6.5) становится много больше единицы и, следовательно,

$$I_A = I_s \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_k T}\right) \right].$$

Дальнейшее увеличение прямого напряжения приводит к компенсации Φ_k , и электрический ток через *p*—*n*-структуре после этого ограничивается только сопротивлением внешней цепи.

При приложении напряжения к структуре диода в обратном направлении (полярность источника на рис. 6.3,*a* указана в скобках) $\exp[U/(\Phi_k T)] \ll 1$. Поэтому анодный ток $I_A = I_s$, т. е. не зависит от напряжения, а определяется только концентрацией неосновных носителей заряда в каждой из контактируемых областей. Последнее обстоятельство объясняется увеличением потенциального барьера Φ_k на величину прикладываемого напряжения и, следовательно, увеличением толщины приконтактного слоя δ .

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода может быть аппроксимирована прямой линией, проходящей через точки

$0,5\pi I$ и $1,5\pi I$, которым соответствуют точки A и B на рис. 6.3,б. Ток I в данном случае есть максимально допустимый для диода средний за период ток в однополупериодной схеме выпрямления переменного тока промышленной частоты. Отрезок OC , отсекаемый прямой линией на оси напряжений, называется пороговым напряжением U_{TO} , а котангенс угла ее наклона представляет собой электрическое сопротивление диода r_T , называемое дифференциальным сопротивлением.

Рассмотрим принцип действия тиристора, полупроводниковая структура которого содержит четыре последовательно чередующиеся области p - и n -типа (рис. 6.4,а). По аналогии с транзистором средние слои структуры n_1 и p_2 называются базами, крайние слои p_1 и n_2 — эмиттерами. Кроме того у тиристоров имеется дополнительный вывод от p -базы — управляющий электрод.

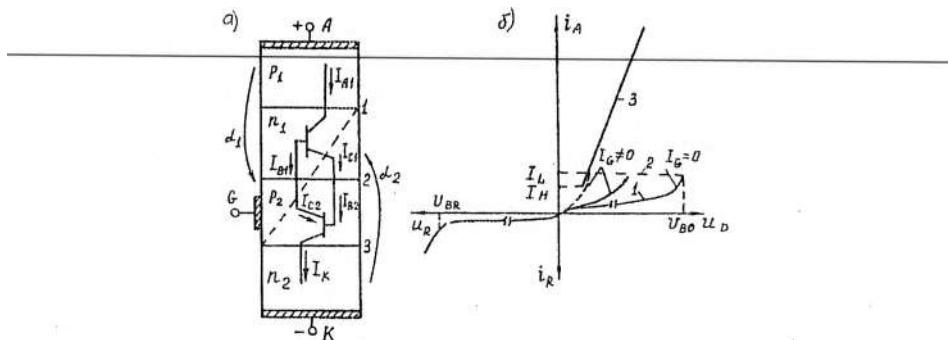


Рис. 6.4. Схематическое изображение структуры тиристора (а) и его вольт-амперная характеристика (б)

Если подключить источник питания в прямом направлении только к эмиттерным областям (диодное включение), то $p-n$ -переходы 1 и 3 оказываются электрически смещеными в прямом, а центральный переход 2 — в обратном направлении. Смещение перехода 2 в обратном направлении обуславливает низкую проводимость всей структуры тиристора. Поэтому участок ВАХ, соответствующий непроводящему состоянию структуры в прямом направлении (участок I на рис. 6.4,б), имеет тот же ха-

рактер, что и ВАХ диода в обратном направлении. Однако при увеличении прикладываемого к структуре напряжения до некоторого критического значения (U_{bo} на рис. 6.4,б) взаимное влияние протекающих процессов во всех трех $p-n$ -переходах приводит к лавинообразному изменению состояния структуры. Из состояния низкой проводимости (закрытое состояние) она переходит в состояние высокой проводимости (открытое состояние). Физическая сущность этого явления заключается в том, что число основных носителей заряда, поступающих за единицу времени в базовые области через центральный $p-n$ -переход 2, становится больше числа носителей, которое может прорекомбинироваться в них. В результате диффузионные процессы начинают преобладать над рекомбинационными, происходит наложение носителей, суммарный заряд которых компенсирует приложенное к центральному переходу обратное напряжение.

Упрощенный анализ, раскрывающий условие переключения структуры тиристора в проводящее состояние, можно провести, условно расчленив ее на структуры двух транзисторов: транзистор $p-n-p$ -типа и транзистор $n-p-n$ -типа с коэффициентами усиления соответственно α_1 и α_2 (рис. 6.4,а).

Для диодного включения структуры тиристора $I_A = I_K = I$. Учитывая также, что коллектор $p-n-p$ -транзистора питает током базу $n-p-n$ -транзистора, а коллектор $n-p-n$ -транзистора в свою очередь питает током базу $p-n-p$ -транзистора, можно записать для базового тока I_B , $p-n-p$ -транзистора

$$I_B = (1 - \alpha_1) I_A - I_{o1}$$

и коллекторного тока транзистора $n-p-n$ -типа

$$I_C = \alpha_2 I_K + I_{o2},$$

где I_{o1} и I_{o2} — обратные токи соответственно коллектора $p-n-p$ - и $n-p-n$ -транзистора.

Приравняв правые части полученных уравнений, имеем

$$I_A = \frac{I_{o1} + I_{o2}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)} = \frac{I_o}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (6.6)$$

где I_o — суммарный обратный ток через коллекторный $p-n$ -переход 2. Из выражения (6.6) видно, что эффект переключения структуры наступает при условии $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, т. е. когда зна-

менатель уравнения приближается к нулю. Отметим, что эти коэффициенты, являясь функцией тока через структуру, быстро возрастают лишь при плотностях тока $J = 10^{-3}—10^{-2}$ А/см². Поэтому при напряжении источника, которому соответствуют меньшие плотности тока, структура тиристора находится в устойчивом выключенном состоянии.

Из приведенного анализа механизма действия четырехслойной структуры следует, что для обеспечения ее переключения необходимо каким-либо способом повысить концентрацию носителей заряда в базовых областях. Кроме уже рассмотренного способа это можно осуществить общим или локальным нагревом структуры, облучением светом, увеличением емкостного тока утечки центрального $p-n$ -перехода за счет приложения напряжения с крутым фронтом или введением зарядов из внешней цепи с помощью управляющего электрода.

Учитывая, что анодное напряжение должно быть приложено к структуре в любом случае, каждый из перечисленных способов может быть использован как дополнительно воздействующий фактор. Напряжение, при котором происходит переключение структуры, снижается. Следовательно, изменения интенсивность воздействия дополнительного источника зарядов, можно управлять напряжением переключения структуры. На практике для этих целей используют в основном два способа: управление с помощью управляющего электрода (у тиристоров) и управление с помощью светового сигнала (у фототиристоров).

На рис. 6.4,б показано, как влияет управляющий ток I_g на напряжение переключения тиристора. При достаточно большом токе управления включение тиристора происходит при напряжении в несколько вольт и участок ВАХ 2 практически исчезает.

Если к структуре тиристора приложить обратное напряжение, то ее центральный переход окажется электрически смещенным в прямом направлении (открыт), а два других перехода — в обратном (закрыты). Ток через структуру в этом случае определяется в основном свойствами высоковольтного анодного $p-n$ -перехода 1. Обратная ветвь ВАХ тиристора при этом и качественно и по числовым значениям практически совпадает с аналогичной зависимостью для диода (рис. 6.3,б, 6.4,б).

На основе взаимодействия электронно-дырочных переходов в многослойных структурах создан ряд отличающихся по характеристикам СПП: симисторы, запираемые тиристоры, реверсивные диоды, комбинированно-выключаемые тиристоры, оптронные тиристоры [16].

6.4. Параметры и характеристики полупроводниковых приборов

Применение СПП в качестве элементов электрических аппаратов обуславливает предъявление к ним повышенных требований в отношении быстродействия, нагрузочной способности в длительном и импульсном режимах, циклической нагрузки, коммутационного ресурса и др. Поэтому из широкого спектра параметров и характеристик, приводимых в справочных материалах на СПП, рассмотрим те из них, которые являются определяющими при создании коммутационных полупроводниковых аппаратов.

Тепловые параметры. Температура полупроводниковой структуры является основным критерием работоспособности приборов и стабильности их характеристик в течение срока службы. Нижний предел рабочего диапазона температур обусловлен необходимостью ограничения механических напряжений, возникающих в элементах конструкции приборов вследствие неодинаковых коэффициентов линейного расширения используемых материалов. Минимально допустимая температура для силовых диодов и тиристоров отечественного производства составляет минус 40–60 °С. Максимальная рабочая температура (125–190 °С) определяется допустимым уровнем снижения выдерживаемого структурой напряжения.

При установившемся тепловом состоянии взаимосвязь между температурой структуры T_p , выделяющейся в ней мощностью и тепловыми характеристиками конструкции прибора выражается зависимостью

$$T_f - T_c = \Delta \bar{P}_\Sigma R_{jc},$$

где T_c — температура корпуса прибора; $\Delta \bar{P}_\Sigma$ — суммарные средние потери мощности в структуре; R_{jc} — установившееся тепло-вое сопротивление переход—корпус (внутреннее тепловое сопро-тивление).

Для улучшения теплоотвода СПП монтируются на специальных охладителях, которые в свою очередь подвергаются интенсивному охлаждению. В этом случае тепловое сопротивление системы в целом характеризуется общим установившимся тепловым сопротивлением

$$R_t = R_{jc} + R_{ich} + R_{tha} = \frac{T_j - T_a}{\Delta P_\Sigma}, \quad (6.7)$$

где R_{jc} — установившееся тепловое сопротивление контакта корпус—охладитель; R_{tha} — тепловое сопротивление между охладителем и окружающей средой; T_a — температура окружающей среды.

При кратковременных и повторно-кратковременных режимах нагрузки тепловое сопротивление является функцией длительности воздействия импульса мощности электрических потерь P_{max} . В этом случае тепловое состояние системы прибор—охладитель определяется переходным тепловым сопротивлением

$$Z_t = \frac{T_j - T_a}{P_{max}}. \quad (6.8)$$

Экспериментально полученные значения установившихся (6.7) и переходных (6.8) тепловых сопротивлений при определенных условиях охлаждения приводятся в справочных материалах для каждого типа приборов [16]. Они непосредственно могут быть использованы для расчета допустимого тока приборов в любом режиме работы.

Параметры СПП по току. Максимально допустимый средний прямой ток I является основным параметром СПП с односторонней проводимостью. Классификационное значение I определяется как среднее за период значение прямого тока, протекающего через прибор в однофазной однополупериодной схеме выпрямления с активной нагрузкой при частоте 50 Гц, синусоидальной форме тока с углом проводимости 180° и типовых условиях охлаждения. Установившаяся температура структуры прибора при этом равна максимально допустимой. Для симметричного тиристора при тех же условиях, но при протекании тока в обоих направлениях определяется максимально допустимый действующий ток в открытом состоянии I_v .

При заданных условиях работы, отличающихся от типовых, максимально допустимый средний ток для диода и тиристора может быть рассчитан по формуле

$$\bar{I}_m = \frac{\sqrt{U_{TO}^2 + 4k_\phi^2 r_T \frac{T_{jm} - T_a}{R_t}} - U_{TO}}{2k_\phi^2 r_T}, \quad (6.9)$$

где U_{TO} — пороговое напряжение прибора, В; r_T — дифференциальное сопротивление, Ом; T_{jm} — максимально допустимая температура $p-n$ -перехода (структурь), °С; T_a — температура окружающей среды, °С; R_t — тепловое сопротивление переход—среда, °С/Вт; k_ϕ — коэффициент формы тока, равный отношению действующего значения тока к среднему.

Для симметричных тиристоров при двусторонней проводимости максимально допустимый действующий ток рассчитывается по формуле

$$I_m = A/2k_\phi r_T,$$

где A — числитель в формуле (6.9).

К параметрам непроводящего состояния СПП относятся повторяющийся импульсный обратный ток I_R и повторяющийся импульсный ток в закрытом состоянии (для тиристоров) I_B . Оба тока определяются при максимально допустимой температуре структуры прибора и повторяющимся импульсном напряжении.

Для тиристоров и симисторов важными параметрами являются ток включения I_L и ток удержания I_H (рис. 6.4). Ток включения — это наименьший анодный ток, при котором тиристор остается во включенном состоянии после прекращения действия управляющего импульса.

Наименьший постоянный ток, при котором тиристор остается во включенном состоянии, если цепь управления его разомкнута, называется током удержания. Этот параметр необходимо учитывать, чтобы исключить возможность самопроизвольного выключения полупроводникового аппарата при малых токах.

Параметры по напряжению. Основные параметры СПП по напряжению определяются непосредственно из вольт-амперных характеристик, соответствующих состоянию низкой проводи-

мости приборов (рис. 6.3,б, рис. 6.4,б). Из этих характеристик следует, что напряжение, прикладываемое к СПП, не должно превышать определенных значений. Для тиристоров и диодов обратное напряжение ограничено значением U_{BR} , которое называется напряжением пробоя. Превышение этого напряжения приводит к интенсивному нарастанию обратного тока и выделяемой в структуре мощности. В результате структура прибора перегревается, и он выходит из строя.

Для тиристоров и симметричных тиристоров опасным является превышение напряжения переключения (U_{BO} на рис. 6.4,б), так как это вызывает самопроизвольное (аварийное для полупроводниковых аппаратов) включение прибора. Определение параметров U_{BO} и U_{BR} производится при максимально допустимой температуре полупроводниковой структуры прибора. Их конкретные значения являются исходными данными для установления важнейшего эксплуатационного параметра прибора по напряжению — повторяющегося импульсного напряжения.

Для диодов повторяющееся импульсное обратное напряжение U_{RRM} определяется путем умножения U_{BR} на коэффициент $k < 1$ (конкретное значение k определяет разработчик приборов). Для тиристоров аналогично определяется повторяющееся напряжение в закрытом состоянии U_{DSM} в результате умножения на коэффициент k значения напряжения переключения U_{BO} . По полученным значениям U_{RRM} и U_{DSM} устанавливается класс прибора по напряжению, соответствующий числу вольт повторяющегося напряжения. Причем для тиристоров класс определяется по наименьшему из значений U_{RRM} и U_{DSM} . Так, тиристору с повторяющимся обратным напряжением 2300 В и повторяющимся напряжением в закрытом состоянии 1800 В устанавливается восемнадцатый класс.

Основным параметром по напряжению в состоянии высокой проводимости является импульсное прямое напряжение U_{FM} для диода и импульсное напряжение в открытом состоянии U_{TM} для тиристора. Классификационное значение U_{FM} (U_{TM}) определяется при анодном токе прибора I , равном πI_V , и температуре структуры $T_j = 20 \pm 5$ °С. Для расчета нагрузочной способности прибора в большинстве случаев используется спрямленная ВАХ в проводящем состоянии (см. разд. 6.3), которая определяется выражением

$$u_T = U_{TO} + i_T r_T, \quad (6.10)$$

где u_T — прямое напряжение на тиристоре; i_T — мгновенное значение прямого тока.

Коммутационные характеристики. Свойства тиристоров в коммутационных режимах характеризуются быстродействием, устойчивостью к быстрому нарастанию тока при включении и напряжения в закрытом состоянии.

Процессы включения и выключения тиристора в схеме с активной нагрузкой иллюстрируются рис. 6.5. Время включения тиристора t_g (рис. 6.5, а) определяется интервалом времени от момента подачи управляющего импульса до момента, когда анодное напряжение понижается на 90 % от начального. Время t_g включает в себя время задержки t_{gd} и время нарастания t_{gr}

$$t_g = t_{gd} + t_{gr}.$$

За время t_{gd} анодное напряжение снижается до 90 % начального, а за время t_{gr} — от 90 до 10 %. Время задержки t_{gd} зависит от амплитуды тока управляющего импульса и крутизны его фронта. Чем больше амплитуда и короче фронт импульса тока управле-

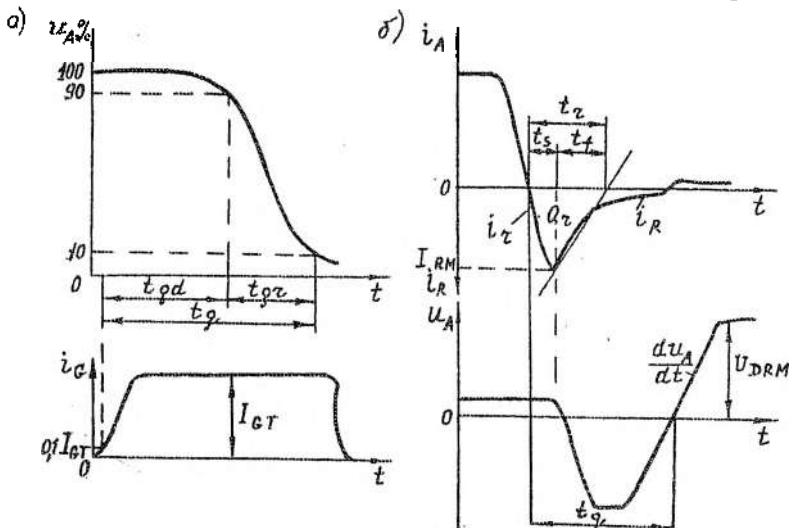


Рис. 6.5. Графики коммутационных процессов при включении (а) и выключении (б) тиристора

ния, тем меньше t_{qd} . В большинстве случаев скорость нарастания тока управления требуется не менее 1 А/мкс, амплитуда тока — не менее 1 А. У низкочастотных тиристоров время включения составляет 10–30 мкс, у быстродействующих и частотных — 2–5 мкс.

Время выключения t_q (рис. 6.5,б) определяется интервалом времени от момента перехода прямого тока через нуль до момента времени, когда тиристор становится способным вновь выдерживать прикладываемое в прямом направлении напряжение с заданной амплитудой и скоростью нарастания. Время t_q зависит от целого ряда факторов: температуры структуры, предшествующего коммутации тока, скорости спада тока при подходе к нулевому значению, значений du/dt и амплитуды повторно прикладываемого прямого напряжения. Поэтому приводимые в информационных материалах на тиристоры значения t_q оговариваются условиями, при которых производились измерения.

Важной составляющей времени выключения является время обратного восстановления t_r (рис. 6.5,б), которое, в свою очередь, можно разделить на время запаздывания обратного напряжения t_s и время спада обратного тока t_p . Время t_s в течение которого обратный ток достигает максимального значения I_{RM} , а затем резко спадает, обусловлено накопленным к моменту перехода тока через нуль зарядом неосновных носителей Q_r . В течение времени t_s часть этого заряда удаляется под воздействием обратного напряжения. После закрытия высоковольтного анодного $p-n$ -перехода (этот момент времени соответствует достижению обратным током значения I_{RM}) уменьшение заряда Q_r происходит за счет рекомбинационных процессов.

Критические значения $|di_p/dt|$ и $|dw_p/dt|$ определяют соответственно максимально допустимую скорость нарастания прямого тока при включении и скорость приложения напряжения в закрытом состоянии тиристора. Необходимость ограничения скорости нарастания прямого тока объясняется тем, что переключение структуры в проводящее состояние происходит не одновременно по всей площади. Сначала включается лишь небольшая область вблизи управляющего электрода. Поэтому быстрое нарастание тока может вызвать локальный разогрев структуры до точки плавления кремния, и тиристор выйдет из строя. Крити-

ческие значения $|du_p/dt|$ приводятся для каждого типа прибора в информационных материалах.

Воздействие напряжения с крутым фронтом может вызвать самопроизвольное включение тиристора. В аппаратах переменного тока, основу которых составляет встречно-параллельное соединение тиристоров, ограничение $|du_p/dt|$ имеет особо важное значение, так как при отключении их восстанавливается напряжение прикладываемое к одному из тиристоров в прямом направлении. Превышение допустимого значения $|du_p/dt|$ в этом случае приводит к утрате аппаратом способности отключаться.

По параметру $|du_p/dt|$ тиристоры подразделяются на группы [16]. Быстродействующие и частотные тиристоры допускают приложение напряжения в закрытом состоянии со скоростью до 1000–2500 В/мкс.

6.5. Характеристика основных процессов в полупроводниковых аппаратах

Аппараты постоянного тока. Для включения тиристорного аппарата постоянного тока (рис. 6.6.) достаточно на управляющий электрод тиристора VSI подать импульс тока с определенными амплитудой и длительностью. Тиристор включается, если за время действия управляющего импульса анодный ток его превысит значение тока включения I_L . В схеме рис. 6.6 непосредственно после включения тиристора VSI через него протекает ток

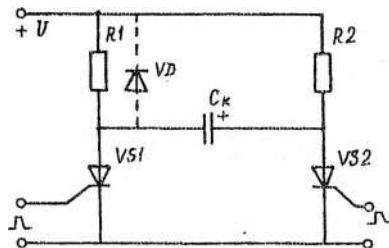


Рис. 6.6. Принципиальная схема тиристорного аппарата постоянного тока

$$i = i_1 + i_2 = U / R_1 + (U / R_2) [\exp(-t / R_2 C_k)],$$

где U — напряжение источника питания; R_1 , R_2 — сопротивления нагрузки и зарядного резистора; C_k — емкость коммутирующего конденсатора. После зарядки конденсатора C_k с указанной на рис. 6.6 полярностью через тиристор VSI протекает только

ток i_1 . Тиристор и, следовательно, аппарат остается во включенном состоянии неограниченно долго, если его анодный ток $i_A = i_1$ не снижается до значения, меньшего тока удержания I_H .

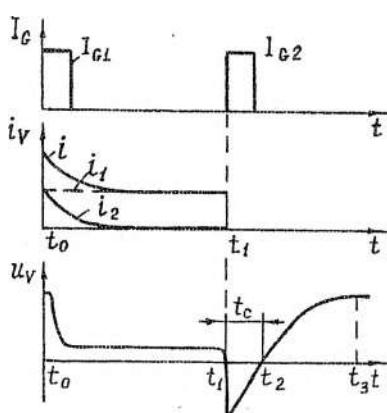


Рис. 6.7. Временные диаграммы процесса включения и выключения тиристорного аппарата

Искусственное (принудительное) выключение тиристора $VS1$ осуществляется за счет подключения к нему заряженного конденсатора C_k с помощью вспомогательного тиристора $VS2$. Ток разрядки конденсатора i_c при этом направлен встречно току i_1 . При $i_c > i_1$ создаются условия для его выключения. Для надежного выключения $VS1$ необходимо, чтобы время t_c (рис. 6.7), в течение которого к нему прикладывается обратное напряжение (схемное время), было больше паспортного значения времени выключения тиристора t_q . В противном случае тиристор вновь переключится в проводящее состояние под воздействием прямого напряжения, которое прикладывается к нему в процессе перезарядки конденсатора.

Приближенно минимальную емкость конденсатора, при которой обеспечивается выполнение условия $t_c \geq t_q$, можно определить из анализа коммутационных процессов, происходящих в схеме непосредственно после включения тиристора $VS2$. Приняв допущение, что запирающая способность тиристора $VS1$ в обратном направлении восстанавливается мгновенно, уравнение цепи разрядки конденсатора C_k запишем в виде

$$U = \frac{1}{C_k} \int_0^t idt + iR_l, \quad (6.11)$$

где U — напряжение источника питания; i — ток через последовательно соединенные R_l , C_k , $VS2$. Решение уравнения (6.11) относительно тока получаем в виде

$$i = \frac{2U}{R_1} \exp(-t/R_1 C_k).$$

Напряжение на конденсаторе C_k , являющееся одновременно и напряжением на тиристоре $VS1$, определяется интегрированием полученного выражения:

$$u_C = \frac{1}{C_k} \int_0^t idt + U_C(0) = U [1 - 2 \exp(-t/R_1 C_k)]. \quad (6.12)$$

В момент времени t_c , соответствующий истечению времени t_c (рис. 6.7), напряжение на тиристоре $VS1$ равно нулю, следовательно, из формулы (6.12) имеем $\exp(-t_c/R_1 C_k) = 0,5$. Прологарифмировав это выражение, получим

$$t_c = 0,69 R_1 C_k.$$

Учитывая, что при активной нагрузке $U = RI$, последнее уравнение можно переписать в виде

$$t_c = 0,69 U C_k / I_k,$$

где I_k — коммутируемый ток. Надежное выключение тиристора $VS1$ обеспечивается при условии $t_c \geq k_q t_q$, где $k_q = 0,8-2$ — коэффициент, учитывающий изменение t_q из-за несовпадения температуры прибора, коммутируемого тока, обратного напряжения и скорости приложения прямого напряжения с классификационными значениями. В результате минимальная емкость конденсатора должна удовлетворять условию

$$C_k \geq \frac{1,45 k_q t_q I_k}{U}. \quad (6.13)$$

Если нагрузка активно-индуктивная, то для обеспечения разряда энергии, запасенной в индуктивности к моменту прерывания тока, она должна шунтироваться диодом VD , как показано на рис. 6.6 пунктиром. В этом случае C_k рассчитывается при условии, что ток I_k в течение всего интервала коммутации сохраняется неизменным. Конденсатор C_k при этом будет заряжаться с постоянной скоростью и напряжение на нем изменяется согласно уравнению

$$u_C = -U + \frac{1}{C_k} \int_0^t I_k dt = -U + \frac{I_k}{C_k} t.$$

Необходимая для надежного выключения тиристора емкость определяется выражением

$$C_k \geq k_q i_q I_k / U. \quad (6.14)$$

Следует отметить, что формулы (6.13) и (6.14) получены без учета индуктивностей и активных сопротивлений, которыми обладают элементы контура, в том числе и соединительные проводники. Эти сопротивления ограничивают ток в коммутирующем контуре и скорость его нарастания. Однако, если аппарат предназначен для отключения аварийных токов, собственная индуктивность элементов недостаточна для ограничения di/dt до значений, выдерживаемых тиристорами. В этом случае необходимо последовательно с тиристором $VS1$ включить дополнительный реактор с индуктивностью L_k .

После выключения тиристора $VS1$ ток в нагрузке продолжает протекать, так как конденсатор C_k перезаряжается. Окончательное отключение аппарата соответствует моменту времени t_3 (рис. 6.6), когда на конденсаторе устанавливается напряжение источника питания. Через тиристор $VS2$ после этого протекает ток $i_A = U / R_2$. Для обеспечения самостоятельного выключения тиристора $VS2$ необходимо, чтобы ток в нем ограничивался резистором $R2$ до значения $i_A \leq I_H$.

Аппараты переменного тока. Полупроводниковые аппараты переменного тока могут быть выполнены по различным схемам на основе тиристоров, симметричных тиристоров или комбинированного включения тиристоров и диодов. Тем не менее принцип их действия и основные характеристики имеют общие закономерности, которые рассмотрены на примере контактора переменного тока (рис. 6.8).

Силовой блок контактора выполнен на основе двух встречечно-параллельно включенных тиристоров $VS1$ и $VS2$. Цепь управления тиристорами состоит из резистора $R2$ с регулируемым сопротивлением, диодов $VD1$ и $VD2$, механического контакта S и подстроеких резисторов $R1$ и $R3$. Диоды $VD1$ и $VD2$ защищают управляющие электроды тиристоров от обратного напряжения

при отрицательном анодном напряжении. Управляющая цепь контактора представляет собой резистивный делитель напряжения, подсоединененный непосредственно к силовым выводам тиристоров (анод—катод). Это позволяет обеспечить синхронное нарастание прямого напряжения на аноде и управляющем электроде каждого тиристора поочередно в соответствии с изменением полярности напряжения источника питания U_c .

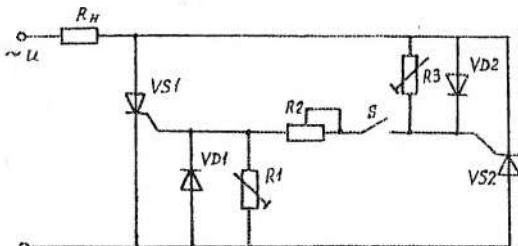


Рис. 6.8. Принципиальная схема тиристорного контактора

Включение тиристоров при замкнутом контакте S происходит в моменты времени (t_1 и t_3 , рис. 6.9), когда напряжение на их управляющих электродах достигает значения отпирающего напряжения U_{gr} . При активной нагрузке анодное напряжение и напряжение на управляющем электроде тиристора U_g нарастает медленно, в соответствии с синусоидальным нарастанием напряжения источника. Поэтому в начале каждого полупериода в кривой тока появляются бесстоковые паузы t_n длительностью $(150-170)10^{-6}$ с. Причем из-за технологического разброса характеристик тиристоров, например при неодинаковых значениях параметра U_{gr} , эти бесстоковые паузы будут также неодинаковы по длительности. В результате в токе нагрузки появляется постоянная составляющая, что не всегда приемлемо. Для подстройки одинаковых бесстоковых пауз в схеме (рис. 6.8) служат резисторы $R1$ и $R3$.

Регулируемый резистор $R2$ в управляющей цепи выбирается из условия ограничения амплитуды импульса тока управления до допустимого для используемых тиристоров значения U_{gmax} . Учитывая, что контакт S может быть замкнут в момент времени, соответствующий амплитудному значению напряжения сети, сопротивление резистора $R2$ определяется из выражения

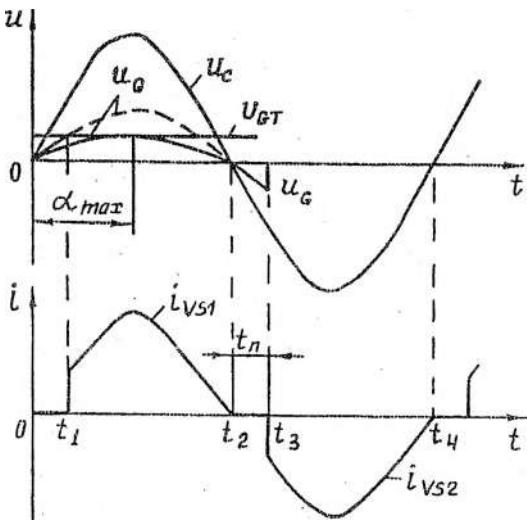


Рис. 6.9. Временные диаграммы фазового управления тиристорным контактором

$$R_2 = R_1 R_G (U_m - U_{G \max}) / (R_1 + R_G),$$

где R_g — собственное сопротивление управляющей цепи тиристора.

Изменением сопротивления резистора R_2 можно управлять током во входных цепях тиристоров и, следовательно, моментом включения их по отношению к началу полупериода напряжения. В результате контактор может выполнять дополнительную функцию — регулирование тока в нагрузке. Предельный угол задержки включения тиристоров α_{\max} (рис. 6.9) составляет 90° . Сам процесс регулирования тока (напряжения, мощности) в цепи посредством изменения угла задержки включения тиристора α называется фазовым регулированием.

Зависимости изменения напряжения на активной нагрузке и тока в ней от угла α для рассматриваемой схемы определяются выражениями

$$U_n = \frac{U_m}{\sqrt{2\pi}} \left(\pi - \alpha + \frac{1}{2} \sin 2\alpha \right)^{\frac{1}{2}}$$

и

$$I_H = \frac{U_m}{\sqrt{2\pi} R_H} \left(\pi - \alpha + \frac{1}{2} \sin 2\alpha \right)^{\frac{1}{2}},$$

где $0^\circ < \alpha \leq 90^\circ$.

Если есть необходимость расширить диапазон регулирования тока в нагрузке, то управляющие цепи выполняются с использованием RC -цепей или обеспечивается управление тиристорами импульсами тока, вырабатываемыми независимым (автономным) генератором импульсов [9].

Комбинированные контактно-полупроводниковые аппараты. Коммутационные процессы в комбинированном аппарате проходят в два этапа. При включении аппарата (рис. 6.10) с некоторым упреждением момента времени t_2 замыкания контактов $S1$ на тиристоры полупроводникового блока подаются управляющие импульсы тока I_g . Включение любого из тиристоров ($VS1$ на рис. 6.11) приводит к снижению напряжения между сходящимися контактами до уровня падения напряжения на проводящем тиристоре. В результате исключается возможность предварительного пробоя промежутка между контактами и связанные с этим последствия. С момента времени соприкосновения контактов t_2 ток в проводящем тиристоре начинает быстро уменьшаться, так как он оказывается защунтированным цепью с более низким сопротивлением. К моменту времени t_3 ток нагрузки полностью переходит в контактную цепь, а тиристор выключается. В длительном включенном состоянии аппарата ток протекает только через контактную цепь.

При отключении аппарата включение тиристорного блока необходимо синхронизировать с моментом времени t_3 , соответствую-

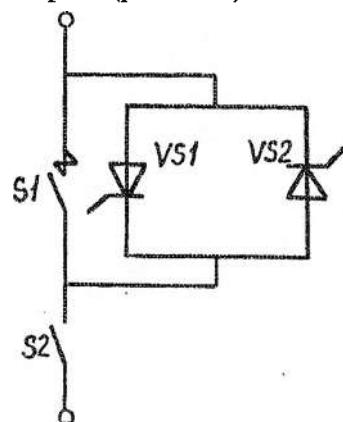


Рис. 6.10. Принципиальная схема комбинированного контактно-тиристорного аппарата

щим началу размыкания контактов. На практике такую точную синхронизацию осуществить сложно. Поэтому в большинстве случаев управляющие импульсы достаточно большой длительности подаются на тиристорный блок с упреждением момента времени t_s . Так как сопротивление электрической дуги, возникающей между контактами, намного больше дифференциального сопротивления тиристора в открытом состоянии, ток из контактной цепи i_s быстро переходит в цепь тиристора, и электрическая дуга к моменту времени t_6 гаснет. Окончательное отключение аппарата (второй этап) происходит при ближайшем переходе тока через нуль (i_s , на рис. 6.11), если блокировать поступление управляющих импульсов на тиристоры полупроводникового блока. Заметим, что к моменту перехода тока через нуль электрическая прочность межконтактного промежутка должна быть достаточной для исключения его электрического пробоя. В отключенном состоянии аппарата видимый разрыв цепи обеспечивается контактами отделителя $S2$.

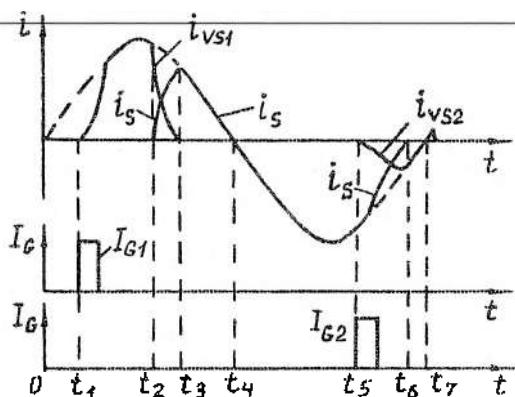


Рис. 6.11. Временная диаграмма работы комбинированного аппарата

Так как СПП в комбинированных аппаратах подвергаются кратковременному воздействию тока, имеется возможность максимально использовать их импульсную перегрузочную способность. Важным является и то, что за время импульсной нагрузки выделяющаяся теплота в структуре СПП не распространяется за пределы элементов конструкции, непосредственно к ней приле-

гающих. Поэтому отпадает необходимость не только в применении принудительного охлаждения, но и в самих охладителях.

6.6. Расчет нагрева полупроводниковых приборов

Температура структуры СПП является основным критерием нагружочной их способности в различных режимах работы. При длительной работе в режимах, близких к классификационным, взаимосвязь температуры структуры СПП с электрическими потерями мощности в ней и условиями охлаждения выражается уравнением (см. разд. 6.4)

$$T_f = T_a + \bar{P}R_f. \quad (6.15)$$

Для прямоугольных импульсов тока или импульсов, являющихся частью полупериода синусоидального тока,

$$\bar{P} = \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{\pi} U_T i_T d(\omega t), \quad (6.16)$$

где $i_T = I_m \sin \omega t$ — ток через тиристор. Используя выражение (6.10) для напряжения на приборе, получаем из (6.16)

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{\pi} (U_{TO} + i_T r_T) i_T d(\omega t) = \\ &= U_{TO} \bar{I} + r_T \bar{I}^2 = U_{TO} I + r_T k_{\Phi}^2 \bar{I}^2. \end{aligned} \quad (6.17)$$

Значение k_{Φ} в данном случае определяется выражением

$$\begin{aligned} k_{\Phi} &= \frac{I}{\bar{I}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{\pi} I_m \sin \omega t d(\omega t)} / \left[\frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{\pi} I_m \sin \omega t d(\omega t) \right] = \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{2\beta + \sin 2\alpha}}{\cos \alpha + 1}}. \end{aligned}$$

Совместное решение уравнений (6.15) и (6.17) позволяет определить температуру полупроводниковой структуры прибора при заданном токе. Если необходимо определить максимально допустимый ток \bar{I}_m при заданных T_m и условиях охлаждения, то

следует воспользоваться выражением (6.9), которое получено из решения алгебраического квадратного уравнения (6.17).

Для расчета температуры структуры прибора в кратковременных и повторно-кратковременных режимах его работы применима формула (6.8), из которой следует

$$T_j = T_a + Z_f P_m. \quad (6.18)$$

Значения Z_f , приводимые в справочных материалах на СПП, определены при воздействии импульсов мощности с неизменным максимальным значением. Поэтому и мощность P_m в расчетном соотношении (6.18) должна быть представлена парамет-

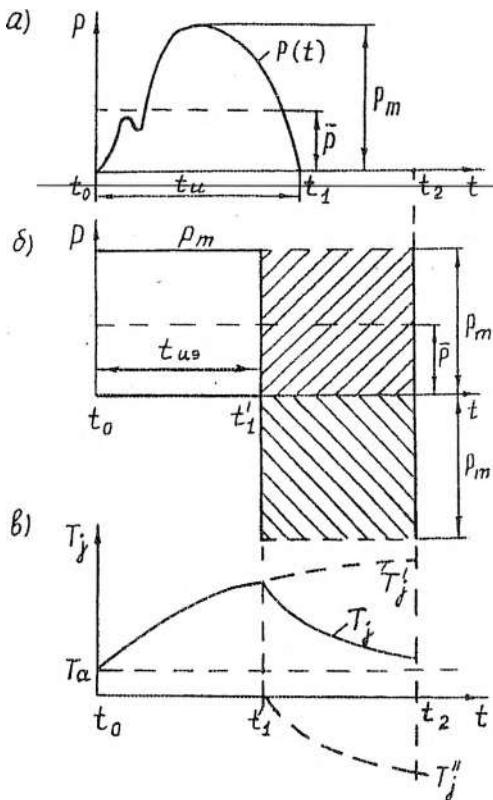


Рис. 6.12. К пояснению метода расчета температуры полупроводниковой структуры СПП

рами прямоугольного импульса. Реальная форма импульсов для СПП, работающих в схемах коммутационных аппаратов, во многих случаях отличается от прямоугольной. Принцип преобразования импульса мощности произвольной формы в прямоугольный иллюстрирует рис. 6.12.

На рис. 6.12, а приведен реальный импульс мощности $P(t)$ длительностью t_n , максимальное и среднее значение мощности которого соответственно P_m и \bar{P} . При замене этого импульса эквивалентным прямоугольным импульсом мощности P_n и \bar{P} оставляются неизменными (рис. 6.12, б), а его длительность равна $t_{n'} = t_n (\bar{P} / P_m)$.

Определив соответствующее времени $t_{n'0} = t_1' - t_0$ (рис. 6.12, б) переходное тепловое сопротивление прибора, можно рассчитать температуру полупроводниковой структуры прибора в момент времени t_1'

$$T_j = T_a + P_m Z_{t(t_1' - t_0)}.$$

Если необходимо знать температуру T_j в любой момент времени после воздействия импульса мощности (t_2 на рис. 6.12), поступают следующим образом. Продлевают условно импульс мощности до точки t_2 (рис. 6.12, б). Для того чтобы скомпенсировать условное продление импульса, в интервале времени $t_2 - t_1'$ на график наносят отрицательный импульс мощности с тем же значением P_m , что и у реального импульса. В результате этих преобразований температура структуры прибора определяется выражением

$$\begin{aligned} T_j &= T_a + P_m Z_{t(t_2 - t_0)} - P_m Z_{t(t_2 - t_1')} = \\ &= T_a + P_m [Z_{t(t_2 - t_0)} - Z_{t(t_2 - t_1')}] \end{aligned}$$

где $Z_{t(t_2 - t_0)}$ и $Z_{t(t_2 - t_1')}$ переходные тепловые сопротивления, соответствующие интервалам времени $(t_2 - t_0)$ и $(t_2 - t_1')$.

Рассмотренный метод расчета температуры полупроводниковой структуры приемлем при любой последовательности воздействия импульсов мощности и произвольных форме и длительности. Для наиболее часто встречающихся режимов работы приборов в электрических аппаратах расчетные соотношения $T_j = f(P, t)$ приведены в [16].

Глава 7

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ УСТРОЙСТВА

7.1. Конструктивные схемы исполнения.

Принцип действия

Электромагнитными называют такие устройства, которые предназначены для создания магнитного поля в определенном объеме пространства с помощью обмотки, обтекаемой электрическим током. Во многих электромагнитных устройствах магнитное поле используется для создания электромагнитных сил, вызывающих перемещение подвижных частей и совершающих механическую работу. При этом подвижные части движутся по заданной траектории и преодолевают силы сопротивления, определяемые механической характеристикой. Такие электромагнитные устройства называют электромагнитными механизмами (ЭММ). ЭММ используются в электроаппаратостроении в основном в качестве приводов. Электромагнитные механизмы, имеющие магнитную систему из ферромагнитных материалов, иногда называют электромагнитами (ЭМ).

Широкое использование ЭММ привело к появлению большого количества их разнообразных конструктивных исполнений и способов питания их обмоток. Все ЭММ можно отнести к двум группам: с магнитной системой (МС) и без нее. Под МС (или, что то же, под магнитной цепью) будем понимать такую совокупность тел и сред, которая при наличии магнитодвижущей силы (МДС) создает ориентированный магнитный поток.

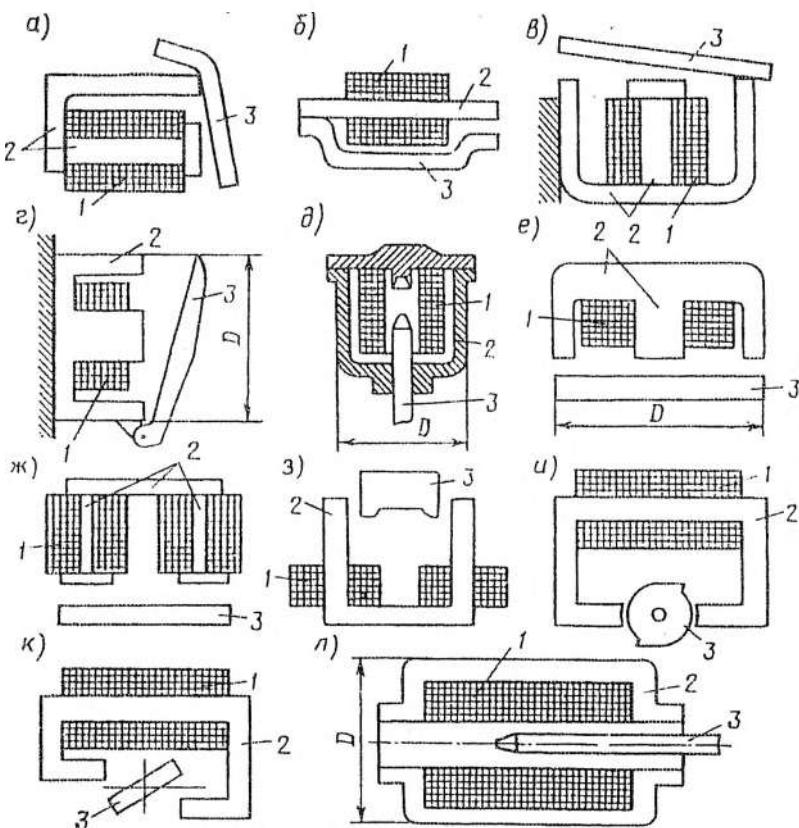


Рис. 7.1. Типичные магнитные системы ЭММ постоянного тока:
 а—г — МС клапанного типа с поворотным движением якоря; д,
 з, л — МС с втягивающимся якорем; е, ж — МС с прямоходовым
 якорем; и—к — МС с поворотным движением якоря

ЭММ с МС постоянного (рис. 7.1) и переменного (рис. 7.2) токов, а также поляризованные ЭММ (рис. 7.3) состоят из узлов, имеющих общее назначение. На этих рисунках обмотка 1 (иногда называемая обмоткой управления) закреплена на неподвижных частях магнитопровода 2. Магнитный поток, проходя по неподвижным и подвижным частям 3 (которые называют якорем), создает силу притяжения (отталкивания), вызывающую перемещение якоря и связанных с ним деталей. У ЭМ якорь

может совершать вращательное (рис. 7.1, *а*—*г*, *и*, *к* и 7.2, *а*) или поступательное (рис. 7.1, *д*—*з*, *л* и 7.2, *б*—*д*) движение. МС, изображенные на рис. 7.1, *а*—*г* и 7.2, *а*, называют клапанными; на рис. 7.1, *е*, *ж* и 7.2, *б*, *в*, *д* — прямоходовыми; на рис. 7.1, *д*, *з*, *л* и 7.2, *г* — с втягивающимся якорем.

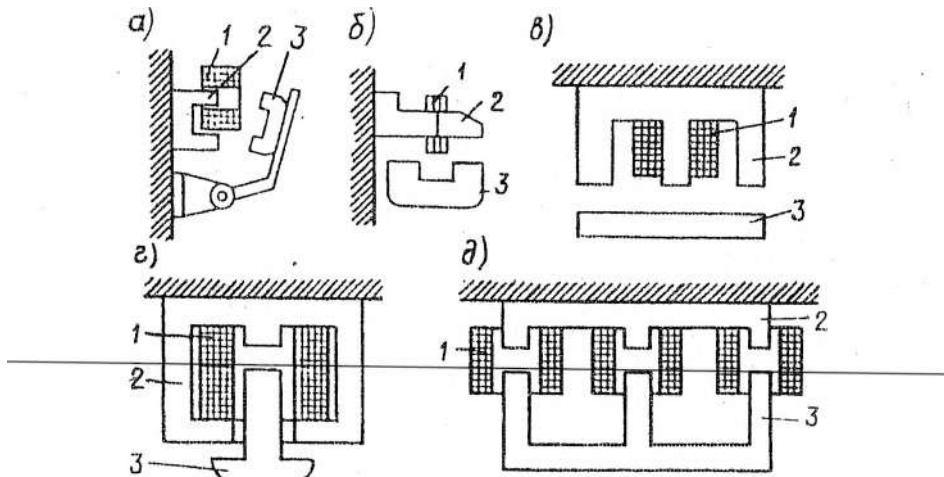


Рис. 7.2. ЭММ переменного тока: *а* — МС с поворотным движением якоря; *б* — прямоходовая МС; *в*, *д* — МС Ш-образного типа с прямоходовым движением якоря; *г* — МС с втягивающимся якорем

На рис. 7.3 у поляризованных ЭММ кроме обмоток управления *I* имеется источник МДС *4*, создающий поляризующий магнитный поток Φ_p . Это может быть как специальная поляризующая обмотка, так и поляризующий постоянный магнит. Пока тока в обмотке управления *I* нет, на якорь действуют силы, определяемые поляризующим потоком в зазоре между якорем и неподвижными частями МС. МДС обмотки управления создает магнитный поток управления Φ_u (управляющий поток).

В зависимости от направления тока в обмотке управления управляющий поток в зазоре совпадает с поляризующим или противоположен ему по направлению. В соответствии с этим якорь испытывает повышенное или уменьшенное тяговое усилие в рассматриваемом зазоре. Используя это явление, можно

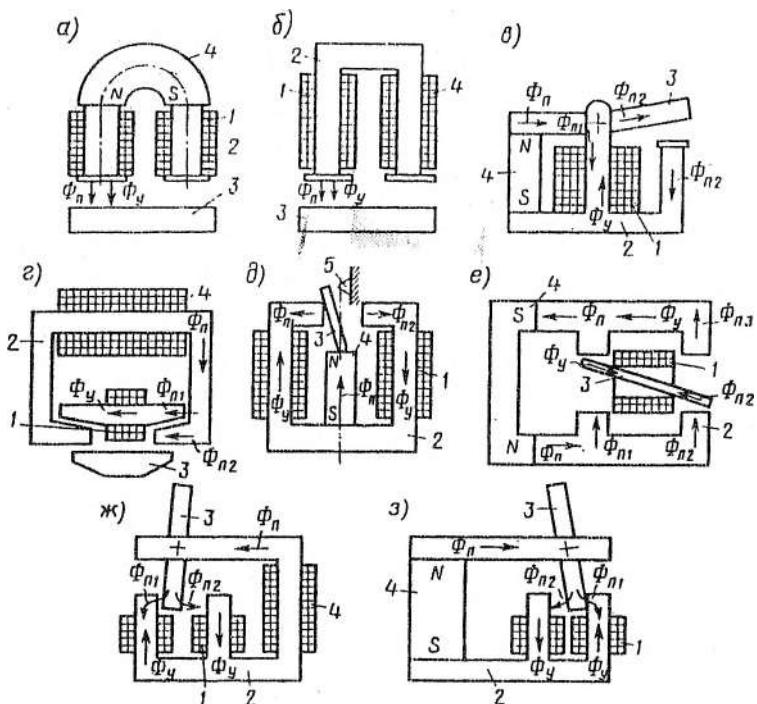


Рис. 7.3. Поляризованные ЭММ: а, б — с последовательной магнитной цепью; в—д, ж, з — с параллельной магнитной цепью; е — с мостовой магнитной цепью

перебросить якорь поляризованных ЭММ в нужное положение. Так как после срабатывания у большинства поляризованных ЭММ, выполненных без преобладания положения якоря у одной из частей МС, якорь надежно удерживается поляризующим магнитным потоком, то для срабатывания таких ЭМ по обмоткам управления достаточно пропускать ток управления не длительно, а в течение малого времени, необходимого для перебрасывания якоря. Иными словами, поляризованные ЭМ допускают импульсное управление. Преобладание якоря можно обеспечить специальной настройкой ЭМ. Например, если установить упор 5 (см. рис. 7.3, д) так, чтобы он не позволял якорю при срабатывании переходить за ось симметрии, то при снятии управляющего сигнала якорь повернется против часовой стрелки в

результате воздействия поляризующего потока $\Phi_{\text{п}}$. Таким образом обеспечивается преобладание положения якоря, а настройка такого ЭМ носит название однопозиционной. Двухпозиционная настройка ЭМ (рис. 7.3, *e*–*з*) обеспечивает якорю равные возможности пребывания в одном из двух фиксированных положений. Кроме одно- и двухпозиционной настройки применяется еще настройка со средним (нейтральным) положением якоря, обеспечивающая при снятии тока управления возврат якоря (например, с помощью пружин) в среднее (нейтральное) положение.

Поляризованные ЭМ по исполнению МС можно подразделить на ЭМ с последовательной (рис. 7.3, *a*, *б*), параллельной (рис. 7.3, *в*–*д*, *ж*, *з*) и мостовой (рис. 7.3, *е*) магнитными цепями. Такое подразделение определяется путями поляризующего магнитного потока.

Поляризованные ЭМ выгодно отличаются от других ЭММ повышенной чувствительностью к управляющему сигналу, относительно высоким КПД и быстродействием. Это объясняется тем, что у этих ЭМ в МС заранее запасена магнитная энергия (за счет источника МДС *4*), а управляющему сигналу необходимо лишь ее перераспределить. Наиболее высокой чувствительностью отличаются ЭМ с мостовой магнитной цепью.

К группе ЭММ с МС можно отнести применяемые в электроаппаратостроении в качестве приводов электродинамические (рис. 7.4, *а*–*в* и рис. 7.7, *а*–*в*) и индукционно-динамические механизмы (рис. 7.4, *г*–*е*, рис. 7.6, рис. 7.7, *г*, *д*). На рис. 7.4, *а*–*в* изображены электродинамические механизмы (ЭДМ), а на рис. 7.4, *г*–*е* — индукционно-динамические механизмы (ИДМ) с неподвижной МС. Эти ЭДМ и ИДМ по сравнению с ИДМ, имеющими подвижную МС (рис. 7.6), обладают менее высокими энергетическими характеристиками и КПД, однако они позволяют получать меньшие времена трогания и срабатывания. ЭДМ и ИДМ являются механизмами импульсного действия. Их обмотки питают большими импульсным током. В результате этого достигается высокая плотность магнитной энергии в зазоре между проводниками с токами, что вызывает появление больших (до 200 кН и более) электродинамических усилий (ЭДУ), действующих на проводники. Так как подвижные массы этих механизмов относительно невелики, то электродинамические силы вызыва-

ют значительные ускорения движущихся частей. Поэтому ЭДМ и ИДМ обладают высоким быстродействием. Отличие ЭДМ (рис. 7.4, а—в) от ИДМ (рис. 7.4, г—е) заключается в том, что в ЭДМ во всех токоведущих элементах ток определяется как переменным магнитным полем, так и сторонними источниками энергии, а в ИДМ в отдельных токоведущих элементах — только переменным магнитным полем.

На рис. 7.4 источником энергии является конденсатор, предварительно заряженный до напряжения U_{co} . Заметим, что катушки 1, 3, 4 (рис. 7.4, а, б) могут подключаться каждая к своемуциальному источнику питания. При замыкании ключа K по катушкам начинает проходить ток. В варианте ЭДМ с двумя

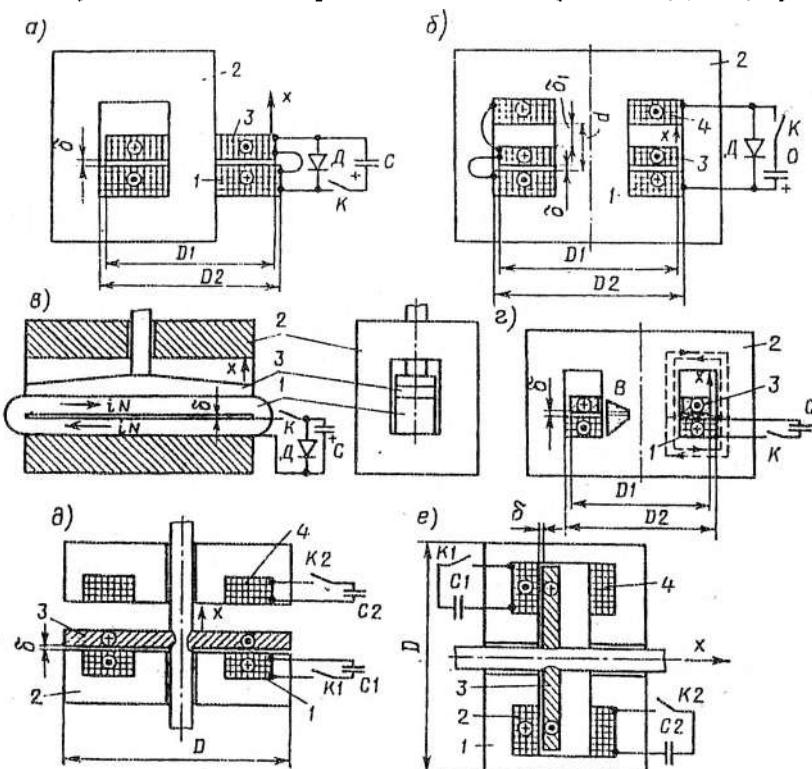


Рис. 7.4. Быстродействующие ЭММ с неподвижными магнитными системами: а—в — электродинамические; г—е — индукционно-динамические

катушками (рис.7.4,*a*) при указанном направлении токов плотность магнитной энергии в зазоре между катушками 1 и 3 наибольшая. Следовательно, на катушки действует расталкивающая сила, вызывающая перемещение подвижной катушки 3 и связанных с ней деталей. Магнитопровод 2 для этого и других вариантов ЭДМ (и ИДМ) служит для увеличения магнитной проводимости путей потоков, текущих вне рабочих зазоров δ . Рабочий зазор при электродинамической силе, превышающей противодействующую механическую силу, определяемую механической характеристикой, увеличивается в направлении хода x подвижных частей 3. ЭДМ (рис. 7.4,*b*) содержит три катушки. При изображенном направлении тока между катушками 1 и 3 возникает сила отталкивания, а между катушками 3 и 4 — притягивания. Эффективность такого ЭДМ значительно выше, чем ЭДМ (рис. 7.4,*a*). Кроме того, этот ЭДМ имеет симметричную тяговую характеристику относительно плоскости, делящей зазор d пополам.

Тяговой характеристикой ЭММ называется зависимость электромагнитного усилия (ЭМС) F от значения зазора δ при неизменном значении тока во всех токоведущих частях. Для ЭДМ на рис. 7.4,*b* это может быть зависимость $F(\delta)$ или $F(\delta_0)$. При определенных значениях зазора d и размерах катушек МС ЭМС такого ЭДМ может оставаться практически постоянным при изменении зазора. В некоторых случаях практического использования ЭММ такой вид тяговой характеристики имеет первостепенное значение. Важным преимуществом рассматриваемого ЭДМ является возможность формирования тяговой характеристики нужного вида.

В последнее время в практику электроаппаратостроения вводится так называемое оптимальное управление движением подвижных деталей — контактов. При таком управлении для включения аппарата с малым временем подвижные контакты в начале пути разгоняются до больших скоростей и практически весь путь проходят с этой скоростью. Но непосредственно перед замыканием контактов скорость подвижного контакта снижают до допустимых значений. Это делается для того, чтобы не вызывать сильных ударов подвижных деталей о неподвижные, в том числе и контактные. В противном случае возможны наклеп, механический износ контактных поверхностей, вибрация контактов и другие нежелательные явления.

В ЭДМ (рис. 7.4,*б*) легко осуществить оптимальное управление. Соединив, например, катушки *1* и *3* последовательно, их подключают к одному конденсатору. В этом случае катушка *3* и связанные с ней детали получают большие скорости уже при малых значениях зазора δ и в дальнейшем движутся под действием ЭДУ. При малом зазоре δ , к катушке *4* подключают второй предварительно заряженный конденсатор так, чтобы вызвать мягкое торможение катушки *3* и осуществить процесс включения контактов с малой скоростью.

В ЭДМ (рис. 7.4,*а, б*) форма и размеры катушек при срабатывании не изменяются. В отличие от этих ЭДМ в механизме (рис. 7.4,*в*) используется мягкая катушка *1*, изменяющая форму в процессе срабатывания. Такая катушка (см. рис. 7.7,*в*) изготавливается из тонкой гибкой медной или алюминиевой ленты и содержит *N* витков. Между витками прокладывается также мягкая изолирующая лента. При прохождении по виткам тока разряда конденсатора на ее противоположные стороны действуют большие ЭДУ отталкивания. Под их действием верхняя часть катушки приходит в движение. Совместно с катушкой движется планка *3* (см. рис. 7.4,*в*), перемещающая подвижные детали.

В рассмотренных ЭДМ направление действия ЭДУ зависит от согласного или встречного включения катушек. Если при принятом включении катушек одновременно изменять направление тока во всех токоведущих частях, то направление ЭДУ не изменяется. Поэтому, если емкость *C* конденсатора и индуктивность подключаемых к нему цепей таковы, что разряд конденсатора колебательный, то это не повлияет на нормальную работу ЭДМ. Однако при переходе тока через нулевое значение ЭДУ уменьшается также до нуля и затем вновь возрастает. Следовательно, в эти моменты на подвижные части усилие не действует. Чтобы повысить КПД и обеспечить более равномерное движение, катушки ЭДМ шунтируют диодами *D* (см. рис. 7.4,*а–в*). Как только напряжение на катушке изменяет знак, диод открывается и образуется замкнутый контур, состоящий из катушки и диода. На рис. 7.5,*а–д* приведены электрическая схема замещения ЭДМ и осциллограммы тока, напряжения на конденсаторе и хода для различных условий работы ЭДМ.

У всех электродинамических механизмов подвижные токоведущие элементы связаны с источником питания, который при

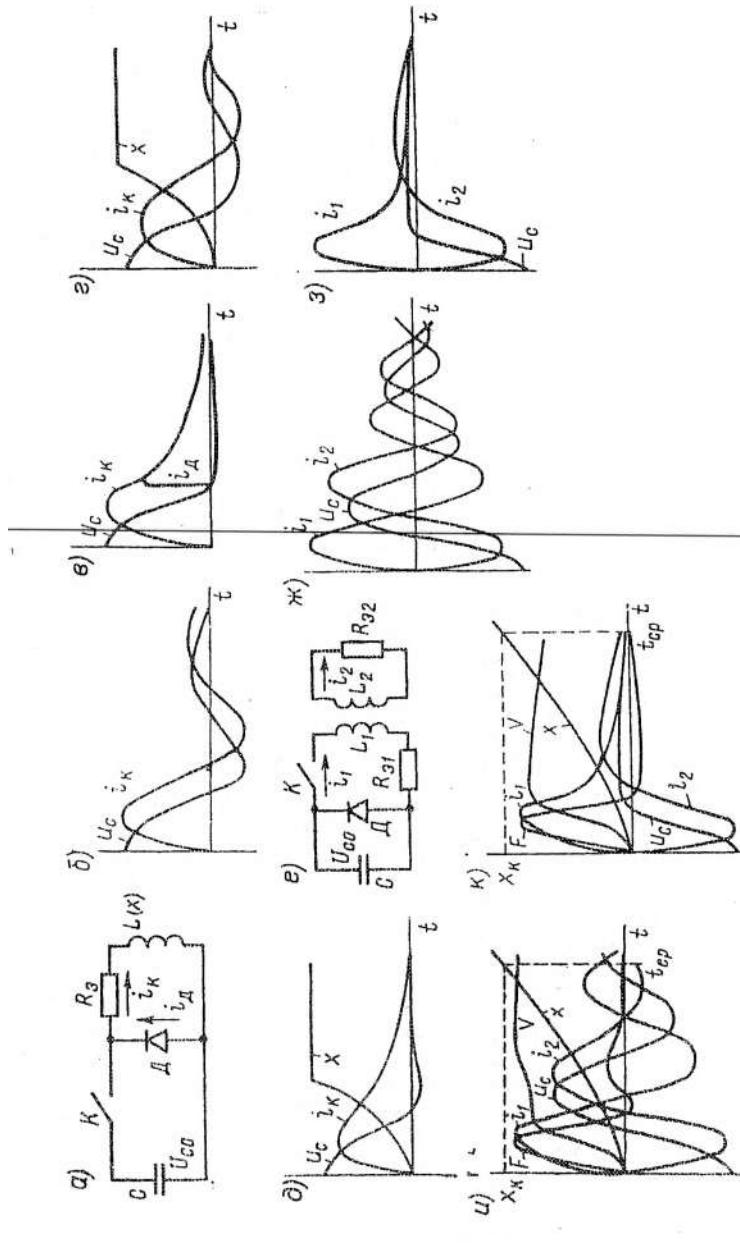


Рис. 7.5. Типичные осциллограммы токов i , напряжений u , хода x в электродинамических ($a-\partial$) и индукционно-динамических ($e-x$) ЭММ: a — электрическая схема замещения ЭДМ; δ — движение катушки нет, диод D отсутствует; θ — то же, но с диодом D ; z — катушка движется, диод D отсутствует; ϑ — то же, но с диодом D ; e — электрическая схема замещения ИДМ; j — ИДМ; x — диск не движется, диод D отсутствует; z — то же, но с диодом D ; u — диск движется, диод D отсутствует; c — диск движется, диод D установлен

срабатывании ЭДМ остается неподвижным. Поэтому износостойкость таких механизмов в первую очередь зависит от механических свойств гибких связей, подводящих ток к подвижным катушкам, а для ЭДМ с изменяемой формой — от механических свойств металлической и изоляционной лент. Поэтому число рабочих циклов ЭДМ ограничено. Этого недостатка не имеют индукционно-динамические механизмы.

Принцип работы этих механизмов поясним на схеме ИДМ (см. рис. 7.4,г). ИДМ состоит из катушки 1, называемой индуктором и закрепленной на замкнутом магнитопроводе 2, и катушки 3, имеющей возможность перемещаться вдоль магнитопровода. С этой катушкой механически связаны те детали, которые ИДМ должен перемещать. Катушка 3 замкнута накоротко. Обычно она представляет собой один массивный короткозамкнутый виток или сплошной диск из электропроводного материала (см. рис. 7.4,д—е; рис. 7.6; рис. 7.7,г—д). На рис. 7.4,д—е приведены два варианта исполнения ИДМ. Из-за разрывов магнитопровода по своим характеристикам они занимают промежуточное положение между ИДМ с магнитной системой и без нее (см. рис. 7.7,г—д). Эти ИДМ имеют дополнительную катушку 4 (рис. 7.4,д—е), используемую как тормозную для оптимального управления движением или как ускоряющую при обратном движении диска 3. При обратном движении катушка 1 обеспечивает торможение диска. Заметим, что в ИДМ на рис. 7.4,г также может быть установлена еще одна катушка, используемая для торможения диска или его ускорения при обратном движении.

При замыкании ключа *K* по индуктору 1 (рис. 7.4,г) проходит ток. Он создает магнитный поток, замыкающийся как по магнитопроводу 2, так и по рабочему зазору δ . При указанном на рисунке направлении тока в катушке 1 поток направлен по ходу часовой стрелки. Этот поток пересекает площадь, охватываемую витком (катушкой) 3. В результате изменения потока, сцепленного с витком 3, в последнем индуцируется ЭДС, создающая ток, направленный противоположно току в катушке. Ток витка вызывает прохождение потока по магнитопроводу и рабочему зазору в направлении против хода часовой стрелки. Таким образом, потоки индуктора 1 и витка 3 в рабочем зазоре совпадают по направлению, а вне его противоположны и компенсируют

друг друга. В результате этого плотность магнитной энергии в зазоре значительно превышает плотность магнитной энергии вне его, что и вызывает ЭДУ, стремящиеся отбросить виток 3 от катушки 1.

Индукция в зазоре может в два-три раза превышать индукцию насыщения материала магнитопровода. Так как начальное значение зазора δ обычно стремится установить по возможности минимальным, то насыщенными оказываются лишь незначительные участки магнитопровода. Это видно из эпюры распределения индукции B вблизи зазора (рис. 7.4,г). Поэтому в расчетах обычно этими малыми участками пренебрегают и считают МС ненасыщенной. Это относится и к ЭДМ с МС. Ниже ИДМ и ЭДМ, имеющие магнитопроводы, отнесены к ЭММ с ненасыщенной МС. Если зазоры δ соизмеримы с длинами магнитопроводов, то в расчетах следует учитывать их насыщение. В некоторых ЭДМ и ИДМ для обеспечения однополярного режима работы конденсатора он шунтируется диодом (см. рис. 7.4,а–г; рис. 7.6,а,в,г). Однако шунтирование конденсатора не всегда целесообразно, особенно в быстродействующих ИДМ без МС, так как могут создаться условия, когда токи в катушке и витке совпадают по направлению. В этом случае ЭДУ не ускоряют, а затормаживают подвижные детали. На рис. 7.5,е–к представлены электрическая схема замещения ИДМ и осциллограммы токов, напряжения на конденсаторе, хода и скорости для различных условий работы.

Особую группу ИДМ с МС составляют механизмы, имеющие подвижную МС (рис. 7.6). По эффективности преобразования электрической энергии в магнитную и в механическую работу эти ИДМ наиболее совершенны. Они могут быть выполнены с возвратно-поступательным движением якоря 3 и допускают оптимальное управление его движением. Недостатком этой группы ИДМ является меньшее быстродействие из-за достаточно больших подвижных масс по сравнению с ИДМ, рассмотренными выше.

При замыкании ключа K (рис. 7.6,а) индуктор 1 создает импульсное магнитное поле, которое индуцирует в короткозамкнутом витке 4 ток, создающий свое магнитное поле, вытесняющее поле индуктора в зону рабочего зазора (на рис. 7.6,б эта зона заштрихована). В результате в зазоре значительно возрастает плотность магнитной энергии, и возникающие ЭДУ выталкивают

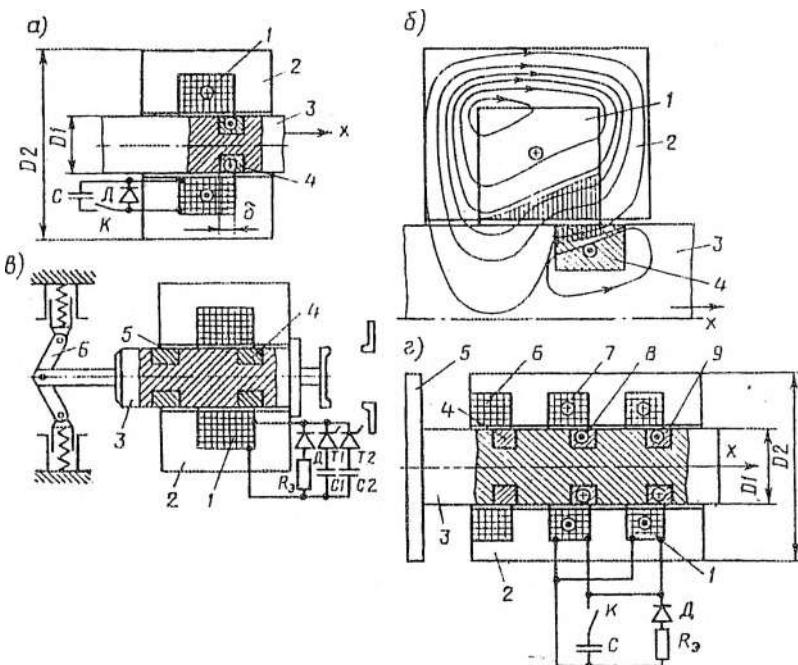


Рис. 7.6. Индукционно-динамические ЭММ с подвижной МС: а — с одним индуктором и одним ускоряющим короткозамкнутым витком; б — типичная картина силовых линий магнитного поля при протекании тока в индукторе и витке; в — с одним индуктором, ускоряющим и тормозным витками; г — ИДМ с несколькими индукторами и короткозамкнутыми витками и с удерживающим электромагнитом

короткозамкнутый виток и якорь 3 в направлении x . На рис. 7.6, в изображен ИДМ с подвижной МС, на которой размещены ускоряющий 4 и тормозной 5 витки, и оптимальным управлением. При разряде конденсатора $C1$ якорь 3 перемещается вправо. При смене знака напряжения на выводах конденсатора в работу включается шунтирующая цепочка $R_s - D$. Сопротивление резистора R_s подбирается таким, чтобы к моменту подхода короткозамкнутого витка 5 к индуктору 1 ток в индукторе затух до значения, которое необходимо для затормаживания якоря 3 перед замыканием контактов. Контакты замыкаются с малой скоростью, что исключает их вибрацию и уменьшает механический износ. При

торможении якоря кинетическая энергия преобразуется в электромагнитную. Регулируя сопротивление резистора, легко получить различные режимы движения якоря. При $R_s \rightarrow \infty$ затормаживания может и не быть, а при $R_s = 0$ якорь может полностью затормозиться и начать движение в обратную сторону. Конденсатор C_2 и тиристор T_2 являются коммутиирующими. С их помощью легко запереть силовой тиристор T_1 и тем самым в нужный момент прекратить подачу энергии от конденсатора C_1 к ИДМ. Таким способом достигается регулирование динамических характеристик ИДМ. В замкнутом и разомкнутом положениях контакты удерживаются запорным механизмом 6. При отключении короткозамкнутый виток 5 — ускоряющий, а короткозамкнутый виток 4 — тормозящий.

На рис. 7.6,г представлен привод с электромагнитным удержанием подвижной МС 3. Катушки 1 и 7 в ИДМ соединены согласно-параллельно; однако они могут соединяться и встречно-параллельно или последовательно, или принадлежать различным электрическим цепям. При изображенном на рис. 7.6,г соединении катушек и положении якоря 5 витки 8 и 9 — ускоряющие. Сопротивление резистора R_s таково, что к окончанию хода якоря ток в катушках 1 и 7 снижается до значения, необходимого для затормаживания. В витке 8 ток затухнуть также не успевает. Кроме того, при движении в нем и в витке 4 дополнительно наводятся токи из-за того, что эти витки входят в зону магнитных потоков, создаваемых соответственно катушками 1 и 7. В результате в конце хода якоря происходит снижение его скорости. Удержание якоря осуществляется с помощью электромагнита постоянного тока с обмоткой 6. Удерживающий поток замыкается вокруг нее по магнитопроводу 2, фланцу 5 и якорю 3.

ЭММ без МС являются наиболее быстродействующими и простыми в изготовлении из всех рассмотренных. Эти ЭММ позволяют получить времена срабатывания, измеряемые единицами и долями миллисекунд, однако они имеют меньший КПД, чем ЭММ с МС. Электродинамические (рис. 7.7,а–в) и индукционно-динамические (рис. 7.7,г–д) механизмы без МС по принципу действия не отличаются от ЭДМ и ИДМ с МС. Они также могут обеспечивать оптимальное движение подвижных частей.

Схемы питания этих ЭММ строятся с использованием тех же принципов, что и схемы питания ЭММ с МС (рис. 7.8). В схеме на рис. 7.8, а конденсатор разряжается одновременно на оба индуктора 1 и 3, имеющих собственную индуктивность L_1 и L_3 . Пока диск 2, имеющий индуктивность L_2 , наход-

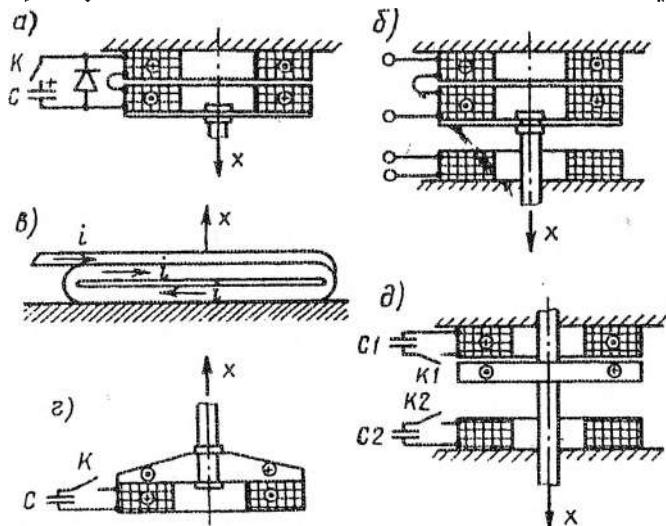


Рис. 7.7. ЭДМ (а—в) и ИДМ (г,д) без магнитных систем:
а — ЭДМ с круглыми катушками; б — то же, но с дополнительной тормозящей катушкой; в — плоская “мягкая” катушка ЭДМ, г — ИДМ с одним ускоряющим индуктором; д — ИДМ с ускоряющим и тормозным индуктором

дится вблизи индуктора 1, взаимная индуктивность M_{12} намного больше взаимной индуктивности M_{23} . В результате эквивалентная индуктивность $L_{123} = L_1 - M_{12}^2/L_2$, измеренная на выводах катушки 1, намного меньше эквивалентной индуктивности $L_{323} = L_3 - M_{23}^2/L_2$, измеренной на выводах катушки 3. Поэтому основная доля колебательного тока разряда конденсатора проходит по индуктору 1, вызывая перемещение диска 2. По мере приближения диска к индуктору 3 происходит перераспределение тока и основная доля тока начинает проходить по катушке 3, осуществляя торможение диска. В схеме (рис. 7.8, б) подключение тормозного индуктора 3 производится дополнит-

тельным ключом K_2 в нужный момент времени, что приводит к переходу тока из индуктора I в индуктор 3 .

Схема рис. 7.8, a иллюстрирует возможность последовательного соединения ускоряющего I и тормозного 3 индукторов. Из-за того что модуль производной индуктивности по перемещению $|dM_{12}/dx|$ между индуктором I и диском 2 намного больше модуля производной $|dM_{23}/dx|$, ускоряющее ЭДУ $F_{12} = i_1 i_2 |dM_{12}/dx|$ больше тормоз-

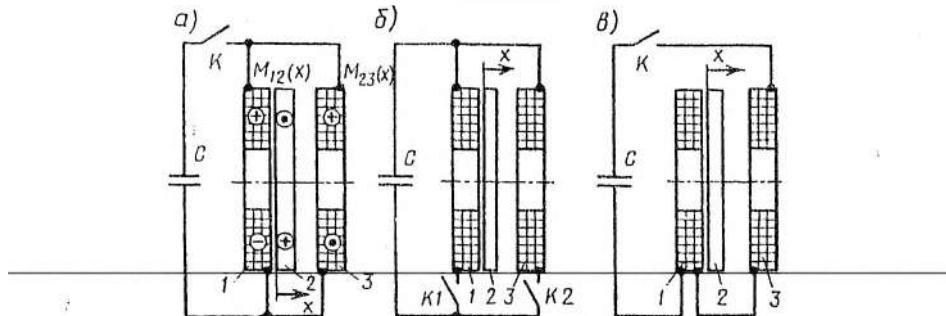


Рис. 7.8. Схемы соединения ускоряющего и тормозного индукторов: a — параллельное с одновременным подключением к конденсатору; b — параллельное с разновременным подключением; c — последовательное

тормозящего $F_{23} = i_2 i_3 |dM_{23}/dx|$. По мере приближения диска к индуктору 3 возрастает значение $|dM_{23}/dx|$ и уменьшается значение $|dM_{12}/dx|$. Соответственно преобладающим становится тормозящее ЭДУ, что и вызывает уменьшение скорости движения диска.

7.2. Расчет магнитных проводимостей воздушных промежутков

Определение проводимости промежутков, встречающихся в МС ЭММ, представляет собой сложную задачу, часто не имеющую точного решения. Поэтому для практических расчетов разработаны различные по сложности и точности способы. Рассмотрим некоторые из них.

Расчет проводимости по уравнениям поля. Понятие магнитной проводимости G_m (величины, обратной магнитному сопротивлению R_m) применимо только к промежуткам, образован-

ным двумя эквипотенциальными поверхностями, которые пронизывает один и тот же поток Φ . Например, на рис. 7.9 проводимость между поверхностями S_1 и S_2 рассчитывается по формуле

$$G_m = \Phi / U_{m12}, \quad (7.1)$$

где поток $\Phi = \int_S \mathbf{B} ds$ находится интегрированием по S_1 или S_2 , а разность магнитных потенциалов $U_{m12} = \int_l \mathbf{H} dl$ — интегрированием по любому пути l между эквипотенциальными поверхностями S_1 и S_2 .

Таким образом, для расчета проводимости G_m необходимо предварительно найти поток Φ и разность магнитных потенциалов U_{m12} . Последние могут быть найдены, если известны зависимости магнитного потенциала $U_m(x, y, z)$ — для прямоугольной системы координат или $U_m(r, \varphi, z)$ — для цилиндрической (в общем случае, если известна зависимость потенциала от координат).

Для любой точки зазора справедливы уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \delta, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}.$$

Так как в воздушном зазоре отсутствуют проводники с током, то $\delta = 0$ и, следовательно, $\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0$. Это означает, что в зазоре магнитное поле является потенциальным, и в соответствии с правилами векторного исчисления можно записать

$$\mathbf{H} = -\operatorname{grad} U_m. \quad (7.2)$$

Подставляя в уравнение $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ правую часть (7.2), а затем выражение для \mathbf{B} в уравнение $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, получаем для воздушного зазора уравнение Лапласа

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} U_m = 0. \quad (7.3)$$

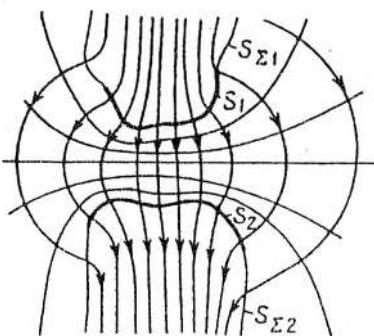


Рис. 7.9. К понятию магнитной проводимости между поверхностями S_1 и S_2

Решением (7.3) с граничными условиями на $S_{\Sigma 1}$ и $S_{\Sigma 2}$ является зависимость магнитного потенциала от координат, которая используется для расчета проводимости G_m .

Таким образом, порядок определения проводимости зазора следующий: 1) уравнение (7.3) с заданными условиями на границах зазора решается относительно потенциала U_m ; 2) определяются напряженность в соответствии с (7.2) и индукция $B = \mu_0 H$ магнитного поля в зазоре в зависимости от координат; 3) определяются разность магнитных потенциалов U_m и поток Φ в зазоре; 4) рассчитывается проводимость G_m в соответствии с (7.1).

Ниже на двух примерах показан расчет проводимости G_m прямоугольного (рис. 7.10, а) и цилиндрического (рис. 7.10, б) зазоров.

Пример 1. Рассчитать магнитную проводимость прямо-

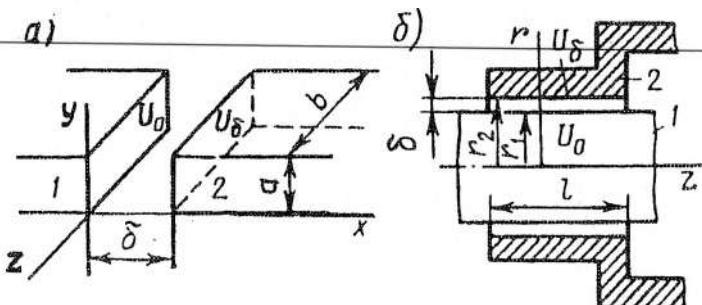


Рис. 7.10. К расчету магнитной проводимости: а — зазор образован прямоугольными полюсами; б — зазор образован цилиндрическими полюсами

угольного зазора (рис. 7.10, а) (прямоугольной призмы $a \times b \times \delta$), если $a \gg \delta$, $b \gg \delta$. Так как поперечные размеры a , b много больше размера δ , то магнитное поле в зазоре можно считать плоскопараллельным. Это означает, что $\partial U_m / \partial y = 0$, $\partial U_m / \partial z = 0$. Поэтому в уравнении Лапласа (7.3), записанном в прямоугольной системе координат

$$\partial^2 U_m / \partial x^2 + \partial^2 U_m / \partial y^2 + \partial^2 U_m / \partial z^2 = 0,$$

вторые производные $\partial^2 U_m / \partial y^2$, $\partial^2 U_m / \partial z^2$ равны нулю, и уравнение Лапласа упрощается:

$$\partial^2 U_m / \partial x^2 = 0.$$

Для решения этого уравнения задаемся краевыми условиями, т. е. принимаем на границе зазора $x = 0$ потенциал $U_m(0) = U_{m0}$, а на границе при $x = \delta$ потенциал $U_m(\delta) = U_{m\delta}$. В этом случае после двукратного интегрирования уравнения Лапласа получают $U_m(x) = C_1 x + C_2$. В этом уравнении постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяются с использованием краевых условий:

$$U_m(0) = U_{m0} = C_1 \cdot 0 + C_2, \quad U_m(\delta) = U_{m\delta} = C_1 \delta + C_2.$$

Решая эту систему относительно C_1 и C_2 и подставляя последние в решение $U_m(x)$, получаем

$$U_m(x) = U_{m0} + x(U_{m\delta} - U_{m0})/\delta. \quad (7.4)$$

Напряженность \mathbf{H} находится по (7.2), записанном для прямоугольной системы координат:

$$\mathbf{H} = -\operatorname{grad} U_m = -(\partial U_m / \partial x \mathbf{i} + \partial U_m / \partial y \mathbf{j} + \partial U_m / \partial z \mathbf{k}).$$

Учитывая, что $\partial U_m / \partial y = 0$, $\partial U_m / \partial z = 0$, напряженность будет

$$\mathbf{H} = -i \frac{\partial}{\partial x} (U_{m0} + x(U_{m\delta} - U_{m0})/\delta) = -i(U_{m\delta} - U_{m0})/\delta.$$

Магнитная индукция $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} = -i \mu_0 (U_{m\delta} - U_{m0})/\delta$.

Далее находится разность магнитных потенциалов U_{m12} на границах зазора. Она может быть найдена двумя способами: 1) по уравнению $U_{m12} = \int \mathbf{H} d\mathbf{l}$, где \mathbf{l} — любой путь между границами зазора $x = 0$ и $x = \delta$; 2) как разность магнитных потенциалов $U_{m12} = U_{m0} - U_{m\delta}$. В соответствии с первым способом выберем удобный путь \mathbf{l} от границы зазора $x = 0$ до границы зазора $x = \delta$. Пусть это будет прямая, совпадающая с осью x . В этом случае элементарный вектор $d\mathbf{l}$ может быть представлен в виде $d\mathbf{l} = \mathbf{i} \cdot dl$.

Таким образом

$$U_{M12} = \int_l H dl = \int_0^{\delta} (-i(U_{M\delta} - U_{M0})/\delta) idl = \\ = (U_{M\delta} - U_{M0})/\delta \int_0^{\delta} (-1) dl = U_{M0} - U_{M\delta}.$$

Поток Φ определяется согласно уравнению $\Phi = \int_S B ds$, где S — любая эквипотенциальная поверхность, которую поток Φ пронизывает. Выберем в качестве S поверхность границы зазора $x = 0$, т. е. поверхность левого полюса $S_1 = ab$. Элементарный вектор ds для поверхности S_1 совпадает с единичным вектором i , и поэтому можно записать $ds = idl$, где ds — элементарная площадка, лежащая на поверхности S_1 . Таким образом

$$\Phi = \int_{S_1} \mu_0 H i ds = \mu_0 \int_{S_1} -i(U_{M\delta} - U_{M0})/\delta i idl = \mu_0 (U_{M0} - U_{M\delta}) ab / \delta.$$

В этом равенстве скалярное произведение векторов $i \cdot i = 1$.

В соответствии с (7.1) находят проводимость G_M :

$$G_M = \Phi / U_{M12} = \mu_0 (U_{M0} - U_{M\delta}) ab / (\delta (U_{M0} - U_{M\delta})) = \mu_0 ab / \delta.$$

Пример 2. Рассчитать магнитную проводимость цилиндрического зазора, образованного якорем 1 и воротничком 2 магнитной системы ЭММ (рис. 7.10,б), если $l \gg \delta$, где $\delta = r_2 - r_1$. Так как $l \gg \delta$, магнитное поле в зазоре можно считать плоско-параллельным. Это означает, что $\partial U_M / \partial z = 0$. Из-за того, что имеется осевая симметрия, производная любой величины по углу равна нулю. Поэтому уравнение Лапласа в цилиндрической системе координат

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U_M}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_M}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial^2 U_M}{\partial z^2} = 0$$

упрощается и имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U_M}{\partial r} \right) = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U_M}{\partial r} \right) = 0.$$

Для решения этого уравнения следует задаться условиями на границах зазора. На границе $r = r_1$ примем потенциал $U_m(r_1) = U_{m0}$, а на границе $r = r_2$ $U_m(r_2) = U_{m\delta}$.

Интегрируя уравнение Лапласа первый раз, получаем

$$r \frac{\partial U_m}{\partial r} = C_1, \text{ или } \frac{\partial U_m}{\partial r} = \frac{C_1}{r};$$

интегрируя второй раз, находим

$$U_m(r) = C_1 \ln r + C_2.$$

Для определения постоянных интегрирования воспользуемся условиями на границах зазора:

$$U_m(r_1) = U_{m0} = C_1 \ln r_1 + C_2, \quad U_m(r_2) = U_{m\delta} = C_1 \ln r_2 + C_2.$$

Эти два уравнения решаются совместно относительно постоянных интегрирования C_1 и C_2 :

$$C_1 = (U_{m\delta} - U_{m0}) / \ln(r_2/r_1), \quad C_2 = (U_{m0} \ln r_1 - U_{m\delta} \ln r_2) / \ln(r_2/r_1).$$

Таким образом, зависимость магнитного потенциала в зазоре от радиуса определяется равенством

$$U_m(r) = \frac{U_{m\delta} - U_{m0}}{\ln(r_2/r_1)} \ln r + \frac{U_{m\delta} \ln r_1 - U_{m0} \ln r_2}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (7.5)$$

Напряженность магнитного поля в зазоре находится из (7.2). Для цилиндрической системы координат оно записывается в виде

$$\mathbf{H} = - \left(\frac{\partial U_m}{\partial r} \bar{\mathbf{e}}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U_m}{\partial \phi} \bar{\mathbf{e}}_\phi + \frac{\partial U_m}{\partial z} \bar{\mathbf{e}}_z \right),$$

где $\bar{\mathbf{e}}_r, \bar{\mathbf{e}}_\phi, \bar{\mathbf{e}}_z$ — единичные векторы осей координат. С учетом $\partial/\partial\phi = 0$ и $\partial U_m / \partial z = 0$

$$\mathbf{H} = -\bar{\mathbf{e}}_r \frac{\partial U_m}{\partial r}.$$

Дифференцируя (7.5) и подставляя затем в последнее уравнение, имеем

$$\mathbf{H} = -\bar{\mathbf{e}}_r \frac{U_{m\delta} - U_{m0}}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r}.$$

Соответственно индукция в зазоре

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} = -\mathbf{e}_r \mu_0 \frac{U_{m\delta} - U_{m0}}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r}.$$

Далее находим разность магнитных потенциалов границ зазора $U_{m12} = U_{m0} - U_{m\delta}$ и поток Φ , пронизывающий любую эквипотенциальную поверхность в зазоре, например, поверхность S_1 радиуса r_1 ($S_1 = 2\pi r_1 l$):

$$\Phi = \int_{S_1} \mathbf{B} d\mathbf{s},$$

где $d\mathbf{s}$ — элементарный вектор, совпадающий с единичным вектором \mathbf{e}_r и определяющий элементарную площадь $d\mathbf{s}$: $d\mathbf{s} = \mathbf{e}_r d\mathbf{s}$.

Подставив в последнее равенство $\mathbf{B}(r_1)$ и $d\mathbf{s}$, получаем

$$\begin{aligned} \Phi &= \int_{S_1} -\mathbf{e}_r \mu_0 \frac{U_{m\delta} - U_{m0}}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r_1} \mathbf{e}_r d\mathbf{s} = \mu_0 \frac{U_{m\delta} - U_{m0}}{\ln(r_2/r_1)} \int_{S_1} -1 \frac{1}{r_1} d\mathbf{s} = \\ &= \frac{(U_{m0} - U_{m\delta}) 2\pi r_1 l}{\ln(r_2/r_1)}. \end{aligned}$$

Следует иметь в виду, что в этом выражении индукция B выбирается на поверхности S_1 , т. е. $\mathbf{B}(r_1)$ и что скалярное произведение векторов $\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_r = 1$.

Проводимость G_m находится из (7.1):

$$G_m = \Phi / U_{m12} = 2\pi \mu_0 l / \ln(r_2/r_1).$$

Таким образом, проводимость зазора для прямоугольного полюса (рис. 7.10, а) и для цилиндрического (рис. 7.10, б) в предположении, что поле в них плосконараллельное, определяется соответственно выражениями

$$G_m = \mu_0 \frac{ab}{\delta}; G_m = \mu_0 \frac{2\pi l}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (7.7)$$

Расчет проводимости с использованием экспериментальных данных. Разные МС могут иметь полюса или отдельные части, идентичные по конфигурации. Независимо от размеров одинаковые по форме полюса создают в промежутках одинаковые маг-

нитные поля. На подобии этих полей и основан способ расчета проводимости промежутков. Ниже рассмотрены воздушные промежутки, наиболее часто встречающиеся в ЭММ, и расчет их магнитной проводимости. Заметим, что если промежуток образует симметричное поле, то для нахождения его проводимости достаточно рассчитать проводимость между любым из полюсов и плоскостью симметрии и найденное значение разделить пополам. Проводимость промежутка прямоугольный полюс—плоскость (рис. 7.11, а) складывается из проводимости призмы с размерами $a \times b \times \delta$, проводимости между ребрами AB, BC, CD, DA и плоскостью, а также боковыми гранями полюса и плоскостью. В соответствии с этим проводимость

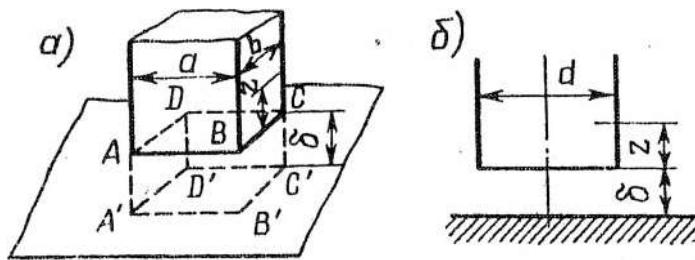


Рис. 7.11. Промежуток прямоугольный полюс—плоскость (а)
и круглый полюс—плоскость (б)

$$G_m = \mu_0 \left\{ \frac{ab}{\delta} + 2 \left[ag_1 \left(\frac{a}{\delta} \right) + bg_1 \left(\frac{b}{\delta} \right) + ag_2(z, \delta, a) + bg_2(z, \delta, b) \right] \right\}, \quad (7.8)$$

где $g_1(x_1/x_2)$ и $g_2(y_1, y_2, y_3)$ — экспериментально полученные поправочные функции, графики которых приведены на рис. 7.12, а (кривая I) и рис. 7.12, б; z — высота граней полюса, участвующая в расчете; x_1, x_2, y_1, y_2, y_3 — аргументы функций g_1 и g_2 , принимающие значения a, δ, b, z в соответствии с (7.8).

Проводимость промежутка между круглым полюсом диаметра d и плоскостью (см. рис. 7.11, б) складывается из его проводимости между торцом полюса и плоскостью, боковой поверхностью высотой z и плоскостью:

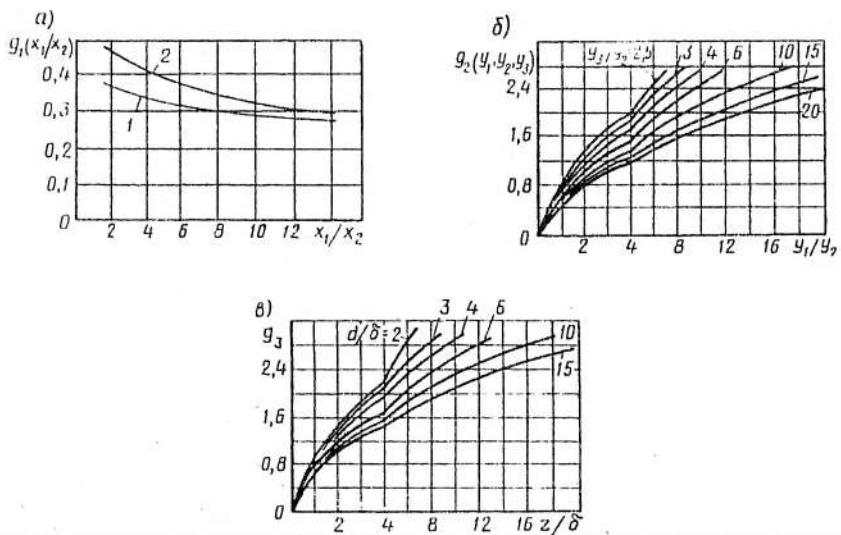


Рис. 7.12. К расчету магнитной проводимости: *a* — поправочные функции для промежутка прямоугольный полюс—плоскость; *b* — то же, но для учета потоков с боковых поверхностей прямоугольных полюсов; *c* — поправочные функции для учета потоков с боковых поверхностей круглых полюсов

$$G_m = \mu_0 \left[\frac{\pi d^2}{4\delta} + \pi d g_1 \left(\frac{d}{\delta} \right) + \pi d g_3 (z, \delta, d) \right], \quad (7.9)$$

где $g_1(x_1/x_2)$ и $g_3(z, \delta, d)$ — поправочные функции, значения которых можно определить из рис. 7.12,*a* (кривая 2) и рис. 7.12,*c* соответственно.

Проводимость промежутка между прямоугольными полюсами, расположеннымными под прямым углом (рис. 7.13,*a*):

$$G_m = \mu_0 \left\{ \frac{ab}{\delta} + b \left[g_1 \left(\frac{a}{\delta} \right) + \frac{1}{2} g_1 \left(\frac{2a}{\delta} \right) + g_2 (z, \delta, a) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} g_2 (2t, \delta, a) \right] + a \left[g_1 \left(\frac{2b}{\delta} \right) + g_2 (2t, \delta, b) \right] \right\}, \quad (7.10)$$

где значения функции g_1 находятся из рис. 7.12,а (кривая 1); функции g_2 — из рис. 7.12,б; z — размер, связанный с размером c (рис. 7.13,а) зависимостью, приведенной на рис. 7.13,б.

Метод расчета проводимостей с использованием экспериментальных данных, позволяет производить расчеты с допустимой для практики погрешностью 5–10 %.

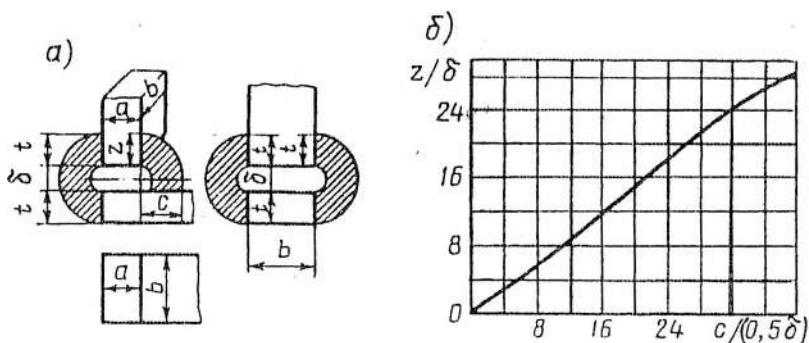


Рис. 7.13. К расчету магнитной проводимости между двумя прямоугольными призмами, расположеннымными под прямым углом (а) и график, связывающий размеры z, δ и c (б)

Расчет проводимости методом вероятного пути потока. Этот метод предложен Ротерсом; погрешность расчета по нему составляет 5–50 %. Он основан на представлении объема, занимаемого потоком между полюсами, простыми геометрическими фигурами. Например, промежуток между прямоугольным полюсом и плоскостью можно разбить на фигуры, изображенные на рис. 7.14,а. Эти фигуры представляют собой прямоугольную призму 1 (рис. 7.14,б) четверти цилиндра 2 и 4; полого цилиндра 3 и 5; восьмой шара 6 и полого шара 7. Полагая, что поток разбивается на параллельные потоки, проходящие по выделенным фигурам, можно рассчитать проводимости этих фигур и, сложив их, получить полную проводимость промежутка. Проводимость каждой фигуры

$$G_m = \mu_0 \frac{S_{cp}}{l_{cp}}, \quad (7.11)$$

где S_{cp} и l_{cp} — средние поперечное сечение фигуры и длина магнитной силовой линии потока, проходящего по фигуре.

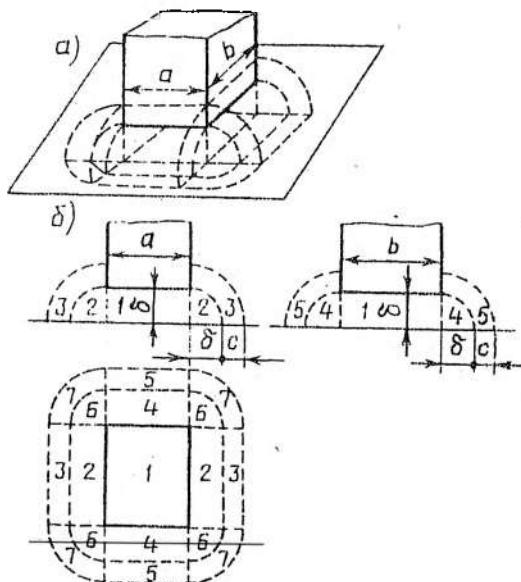


Рис. 7.14. К расчету магнитной проводимости методом вероятного пути потока: *а* — общий вид зазора с выделенными геометрическими фигурами; *б* — три вида промежутка

Если среднее сечение не определено, то его можно найти из объема V фигуры:

$$S_{cp} = V / l_{cp}. \quad (7.12)$$

Подставляя (7.12) в (7.11), получаем

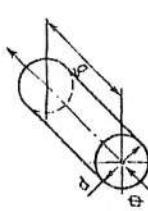
$$G_m = \mu_0 V / l_{cp}^2. \quad (7.13)$$

Длина l_{cp} определяется измерением. Без большой погрешности она может быть найдена как среднее арифметическое или среднее геометрическое.

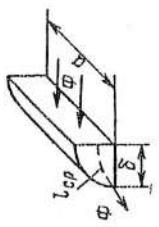
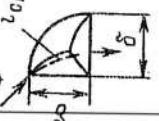
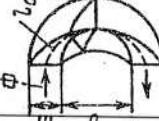
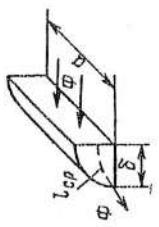
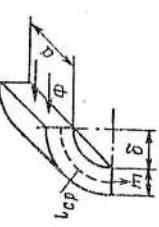
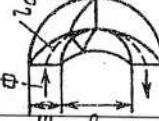
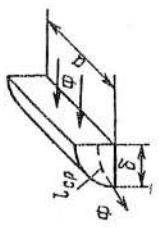
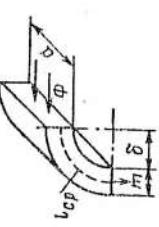
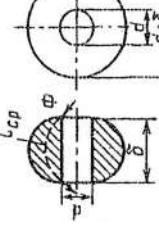
Пользуясь выражениями, полученными из (7.13) для различных фигур (табл. 7.1), можно рассчитать проводимость промежутка полюс—плоскость (рис. 7.14, б):

$$G_m = G_{m1} + 2(G_{m2} + G_{m3} + G_{m4} + G_{m5}) + 4(G_{m6} + G_{m7}) =$$

Таблица 7.1

1	Цилиндр	7	Половина полого цилиндра
2	Призма	8	Тело вращения (полукольцо)
3	Полуцилиндр	9	Сферический квадрант
			
<p>1</p> $l_{cp} = \delta,$ $S_{cp} = \pi d^2 / 4,$ $G_M = \mu_0 \pi d^2 / (4\delta)$			
<p>2</p> $l_{cp} = \delta,$ $S_{cp} = ab,$ $G_M = \mu_0 a b / \delta$			
<p>3</p> $l_{cp} = 1,57(\delta + m),$ $S_{cp} = ma,$ $G_M = \mu \frac{0,64a}{1 + \delta/m}$			
<p>4</p> $l_{cp} = 1,57(\delta + m),$ $S_{cp} = 3,14m(d + \delta + m),$ $G_M = \mu_0 \frac{2(d + \delta + m)}{1 + \delta/m}$			
<p>5</p> $l_{cp} = 1,22\delta,$ $S_{cp} = 0,32\delta a,$ $G_M = \mu_0 0,26a$			

Продолжение табл. 7.1

4	Четверть цилиндра	10	Половина сферического квадранта
			$I_{cp} = 1,22\delta,$ $S_{cp} = 0,64\delta a,$ $G_M = \mu_0 0,52a$
			
5	Четверть полого цилиндра	11	Квадрант сферической оболочки
			$I_{cp} = 0,78(2\delta + m),$ $S_{cp} = ma,$ $G_M = \mu_0 \frac{0,64a}{0,5 + \delta/m}$
			
6	Тело вращения	12	Половина квадранта сферической оболочки
			$I_{cp} = 1,22\delta,$ $S_{cp} = \delta(d + \delta/2),$ $G_M = \mu_0 0,82(d + \delta/2)$
			

$$= \mu_0 \left(\frac{ab}{\delta} + 2 \left(0,52b + \frac{0,64b}{0,5 + \delta/c} + 0,52a + \frac{0,64b}{0,5 + \delta/c} \right) + 4(0,358 + 0,64c) \right).$$

Проводимость G_{M1} определяется по выражению п. 2 (табл. 7.1); проводимость G_{M2} — по выражению п. 4; G_{M3} — п. 5; G_{M4} — п. 4; G_{M5} — п. 5; G_{M6} — п. 10; G_{M7} — п. 12.

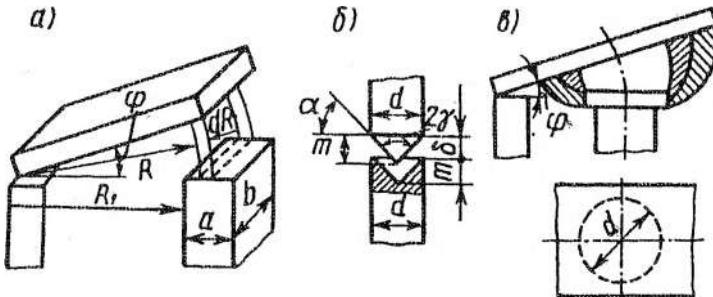


Рис. 7.15. Типичные рабочие зазоры в ЭММ: а — МС клапанного типа с прямоугольным полюсом; б — зазор образован коническими поверхностями; в — МС клапанного типа с круглым полюсом (вид сбоку и сверху)

В ЭММ часто встречаются промежутки, ограниченные поверхностями различной формы и расположения (рис. 7.15). Их проводимости можно рассчитать по методу вероятных путей потока для одних выделенных фигур и по методу экспериментальных данных для других. Кроме того, часто пользуются выражениями, полученными для разных фигур аналитическим способом по упрощенному изображению поля. Например, для проводимости выделенной фигуры (рис. 7.15, а) можно получить:

$$G_{M1} = \mu_0 \int_{R_1}^{R_1+a} \frac{b}{\phi R} dR = \frac{\mu_0 b}{\phi} \ln \left(1 + \frac{a}{R_1} \right).$$

Отметим, что имеется большое количество эмпирических и аналитически полученных выражений для расчета проводимостей промежутков [12].

7.3. Расчет магнитных цепей электромагнитных механизмов

В ЭММ наибольшее применение получили МС, показанные на рис. 7.1–7.4 и 7.6. Применительно к ЭММ расчет МС при различных значениях зазора обычно сводится к решению двух задач — так называемых прямой и обратной. Прямая заключается в том, что по известному (заданному) значению магнитного потока Φ в той или иной части МС (обычно в рабочем зазоре) находят МДС обмотки или постоянного магнита, создающих этот поток. Обратная задача сводится к определению магнитного потока в той или иной части МС (обычно в рабочем воздушном зазоре) при заданном значении МДС обмотки или постоянного магнита. Кроме того, в задачу расчета МС входит определение потокосцепления Ψ магнитного потока с обмоткой. Знание потока, потокосцепления, тока в обмотке при различных значениях рабочих зазоров в ЭММ позволяет рассчитывать тяговые и электродинамические усилия и с их использованием рассчитывать динамические характеристики ЭММ. Расчет МС достаточно сложен. Это обусловлено следующими причинами:

1. При больших значениях индукции B необходимо учитывать насыщение магнитопровода и, следовательно, рассчитывать нелинейную магнитную цепь.
2. Магнитное сопротивление рабочих зазоров может быть относительно большим и поэтому соизмеримым с сопротивлением воздушных промежутков между отдельными частями магнитопровода. Поэтому магнитные потоки в рабочих зазорах могут быть соизмеримы с потоками между частями магнитопроводов (эти потоки называют потоками рассеяния) и в расчете их надо учитывать.
3. При изменяющихся во времени потоках в металлических частях (в магнитопроводе, в обмотках, короткозамкнутых витках и контурах и т. п.) наводятся вихревые токи, которые приводят к перераспределению потоков в МС, что вызывает увеличение потоков и насыщение стали в одних частях МС и уменьшение потоков в других.
4. При насыщении МС в ЭММ переменного тока периодически изменяющиеся величины (например, ток в обмотках, в короткозамкнутых витках и пр.) могут изменяться не по гармоническим, а по иным законам.

5. В ЭММ с постоянными магнитами (поляризованных) МДС постоянных магнитов может изменяться при изменении немагнитных зазоров или МДС обмоток управления.

Расчет МС начинается, как правило, с изображения потоков рассеяния и рабочих потоков, изображения схемы замещения и расчета магнитных сопротивлений (проводимостей) линейных элементов — воздушных зазоров и промежутков. Затем производится решение прямой или обратной задачи.

Использование ЭВМ позволяет с заданной точностью рассчитать магнитные цепи ЭММ и обеспечить эффективность важного этапа автоматизированного проектирования ЭММ различного назначения.

7.4. Расчет магнитных цепей постоянного тока

На рис. 7.16,*a* приведена Ш-образная МС ЭММ с поступательным движением якоря (прямоходовая МС) с обмоткой на центральном стержне и изображено ее магнитное поле при наличии МДС. Сплошные линии — силовые линии поля; штриховые — линии равного магнитного потенциала; сплошные жирные — обмотка. Это магнитное поле при расчетах заменяется обычно упрощенным (рис. 7.16,*b*), позволяющим применить для расчета тот или иной метод. На рис. 7.16,*b* Φ_0 — поток в основании центрального стержня; Φ_δ , $\Phi_{\delta 1}$, $\Phi_{\delta 2}$ — потоки в рабочих зазорах; Φ_s — суммарный поток рассеяния.

Рассмотрим два метода расчета — метод участков и расчет по уравнениям, описывающим распределение потока и разности магнитных потенциалов по длине МС.

Расчет магнитных цепей методом участков. По методу участков в соответствии со схемой (рис. 7.16,*b*) составляется схема замещения (рис. 7.16,*c*). Для ее составления МС разбивается мысленно на участки (на рис. 7.16,*b* участки заключены между сечениями 1—1 и 2—2 и др.). Число участков произвольно. Однако чем их больше, тем выше точность расчета. На каждом участке магнитные характеристики (индукция B , напряженность H , магнитная проницаемость μ) полагаются неизменными, а при переходе от участка к участку за счет потоков рассеяния изменяются. Распределенная МДС обмотки разбивается на со-

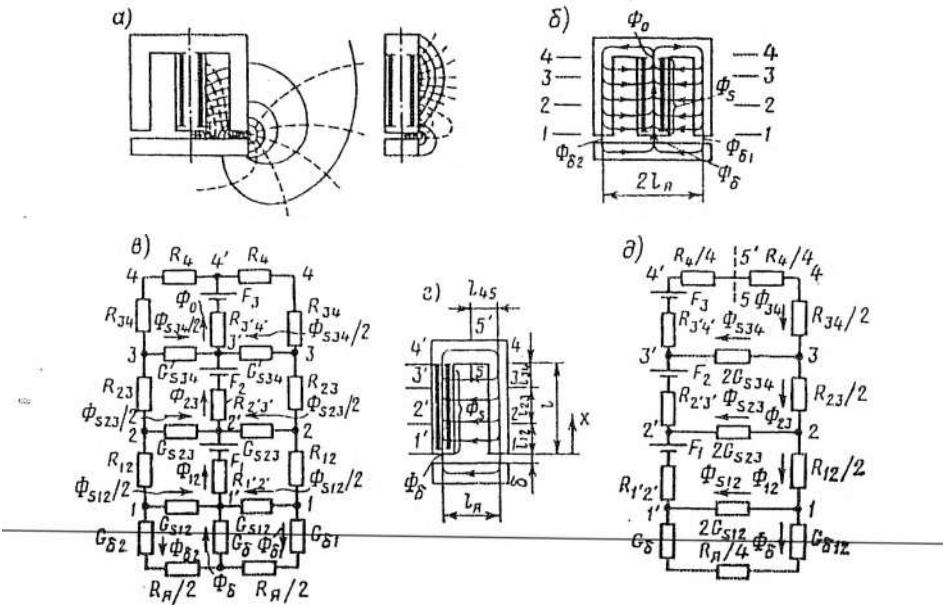


Рис. 7.16. К расчету магнитной цепи ЭММ: а — реальная картина магнитного поля; б — упрощенная картина магнитного поля; в — схема замещения МС по рисунку б; г — преобразованная МС; д — схема замещения преобразованной МС

средоточенные источники МДС, пропорциональные длинам выделенных участков. Проводимости рабочих зазоров и проводимости участков, на которые разбита МС, рассчитываются одним из способов, приведенных в разд. 7.2. Вследствие симметрии магнитная система и схема ее замещения для облегчения расчета могут быть преобразованы так, как изображено на рис. 7.16,г и д соответственно. При переходе к МС (рис. 7.16,г) сечение среднего стержня остается без изменения, а сечения крайнего стержня и якоря увеличиваются вдвое. Это вызвано необходимостью сохранить индукции такими же, как в МС (рис. 7.16,б). Сопротивления объединенных участков уменьшаются вдвое, а проводимости увеличиваются вдвое (см. рис. 7.16,в и д).

Для схемы (рис. 7.16,д) можно составить уравнения:

$$\begin{aligned}
 U_{M11'} &= \Phi_\delta / G_\delta + \Phi_\delta / (G_{\delta 1} + G_{\delta 2}) + H_\alpha (\Phi_\delta) l_\alpha; \quad \Phi_{s12} = U_{M11'} \cdot 2G_{s12}; \\
 \Phi_{12} &= \Phi_\delta + \Phi_{s12}; \\
 U_{M22'} &= U_{M11'} + (H_{12}(\Phi_{12}) + H_{12}(\Phi_{12}))l_{12} - F_1; \\
 \Phi_{s23} &= U_{M22'} 2G_{s23}; \quad \Phi_{23} = \Phi_{12} + \Phi_{s23}; \\
 U_{M33'} &= U_{M22'} + (H_{23}(\Phi_{23}) + H_{23}(\Phi_{23}))l_{23} - F_2; \\
 \Phi_{s34} &= U_{M33'} 2G_{s34}; \quad \Phi_{34} = \Phi_{23} + \Phi_{s34}; \\
 U_{M44'} &= U_{M33'} + (H_{34}(\Phi_{34}) + H_{34}(\Phi_{34}))l_{34} - F_3; \\
 \Phi_{45} &= \Phi_{34}; \quad U_{M55'} = 0 = U_{M44'} + 2H_{45}(\Phi_{34})V_{45},
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

где U_{ij} — разность магнитных потенциалов между точками i и j ; H_i — напряженность поля в участке, заключенном между сечениями i и j ; H_i — напряженность поля в якоре.

При решении прямой задачи обычно известен поток и необходимо найти МДС обмотки F_k . При решении обратной задачи известна F_k и необходимо найти поток в зазоре Φ_δ . И в первом, и во втором случаях решение системы (7.14) находится методом последовательных приближений. В первом случае следует задаться значением F_k и по нему рассчитать значения F_1 , F_2 и другие: $F_i = (F_k/l)l_{i,i+1}$, где $l_{i,i+1}$ — длина участка, заключенного между соседними сечениями i и $i+1$; l — длина намотки обмотки (рис. 7.16, г).

Если значение F_k выбрано правильно, т. е. таким, которое создает в зазоре нужный поток Φ_δ , то проводя последовательно вычисления по уравнениям (7.14), приходим к последнему уравнению, которое также должно выполняться. Последнее уравнение $U_{M44'} + 2H_{45}(\Phi_{34})l_{45} = 0$ является условием проверки правильности выбора значения F_k . При вычислении по уравнениям (7.14) приходится определять падение магнитного потенциала в металле магнитопровода $U_{M6} + H_i(\Phi)l_i$, где l_i , H_i — длина i -го участка и напряженность поля в нем.

Зависимость $B(H)$ или $H(B)$ (рис. 7.17) для материала рассчитываемой МС берется из справочных данных. По ней легко находится зависимость $H(\Phi)$, где $\Phi = BS$; S — площадь поперечного сечения участка МС.

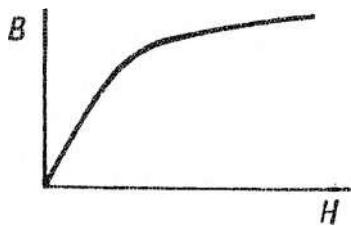


Рис. 7.17. Магнитная характеристика материала магнитопровода

+ $U_{\text{мж}}$. Положив, что потоки рассеяния Φ_s отсутствуют, можно считать, что во всех частях магнитопровода поток равен заданному Φ_δ . Для этого случая на рис. 7.18 приведена схема замещения МС, изображенной на рис. 7.16,г. Находя индукцию B в магнитопроводе и якоре по потоку Φ_δ , по кривой (рис. 7.17) определяется напряженность H и МДС F'_k :

$$F'_k = H_x(\Phi_\delta)l_x + H_a(\Phi_\delta)l_a + \Phi_\delta/G_\delta + \Phi_\delta/G_{\delta 12}, \quad (7.15)$$

где l_x , l_a — длина путей потоков в железе магнитопровода и якоре.

Таким образом, находится нижняя граница для возможных значений искомой F_k . Так как в действительности в МС имеются потоки рассеяния Φ_s , то в реальном случае поток, протекающий по магнитопроводу, больше, чем Φ_δ . Следовательно, и падение потенциала в железе $U_{\text{мж}}$ также больше, чем $H_x(\Phi_\delta)l_x$, поэтому и МДС обмотки в реальном случае больше, чем F'_k . Это увеличение учитывается коэффициентом k_h ($k_h \geq 1$):

$$F_k = F'_k k_h. \quad (7.16)$$

Рис. 7.18. Упрощенная схема замещения МС на рис. 7.16,г

Для большого количества МС, имеющих относительно большой зазор δ , коэффициент $k_h = 1,1-2$. Однако при малых зазорах и для МС, работающих в кратковременных форсированных режимах (для насыщенных МС), возможно $k_h = 3-8$. Таким обра-

зом, учитывая условия и особенности МС, можно задаться коэффициентом k_u и по (7.16) найти первое приближение для искомой МДС F_k . После этого производится расчет по (7.14) и проверяется условие $U_{m44} + 2H_{45}(\Phi_{34})I_{45} = 0$.

При решении обратной задачи по заданной МДС F_k требуется найти поток Φ_δ . В этом случае для вычисления по (7.14) следует задаться потоком Φ_δ . Так же как и в прямой задаче, желательно задаться таким значением Φ_δ , чтобы удовлетворить условию

$$U_{m44} + 2H_{45}(\Phi_{34})I_{45} = 0.$$

Приближенное значение Φ_δ находится в предположении, что потоки рассеяния Φ отсутствуют. В этом случае для схемы замещения (рис. 7.18) остается справедливым (7.15), в котором, однако, неизвестен Φ_δ . Для нахождения Φ_δ строятся графики слагаемых (рис. 7.19) левой (кривая 1) и правой (кривая 2) частей равенства (7.15) в функции потока. Точка a пересечения кривых 1 и 2 дает значения потока Φ_δ , при котором (7.15) справедливо. Найденное значение Φ_δ используется для расчетов по (7.14). Если условие $U_{m44} + 2H_{45}(\Phi_{34})I_{45} = 0$ не выполняется, то следует произвести корректировку значения потока Φ_δ и произвести расчет по (7.14) снова. В результате точного решения (7.14) находятся значения разности магнитных потенциалов U_u между выделенными участками и потоки Φ в них вдоль магнитопровода МС в зависимости от координаты x (см. рис. 7.16, г) при значении зазора δ . При большом числе разбиений можно построить графики зависимости $U_u(x)$, $\Phi(x)$, а для дальнейших расчетов найти и потокосцепление Ψ с обмоткой при различных значениях зазора δ :

$$\Psi = \int_0^l \Phi(x) \frac{N}{l} dx, \quad (7.17)$$

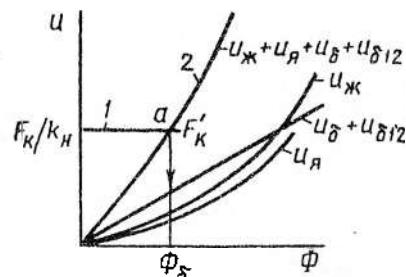


Рис. 7.19. К расчету МС графоаналитическим способом

где N — число витков обмотки, размещенных на длине l (предполагается, что плотность намотки N/l по длине обмотки не изменяется).

Расчет магнитных цепей по уравнениям, описывающим распределение потока и разности магнитных потенциалов по длине МС. Во многих ЭММ для улучшения условий охлаждения обмотки имеют вытянутую форму вдоль оси магнитопровода и малую толщину в радиальном направлении. Поэтому МС получаются вытянутыми и поле потоков рассеяния можно считать плоскопараллельным. Это допущение позволяет получить основное дифференциальное уравнение для магнитной цепи.

Для общности рассмотрим МС с рабочим δ и нерабочим Δ зазорами (рис. 7.20, а). Типичные зависимости распределения потока $\Phi(x)$ и разности магнитных потенциалов $u_x(x)$ вдоль МС приведены на рис. 7.20, б. Необходимо решить прямую и обратную задачи расчета МС с учетом насыщения магнитопровода и потоков рассеяния с различными условиями на краях и получить выражения для расчета $\Phi(x)$, $u_x(x)$ и потокосцепления Ψ .

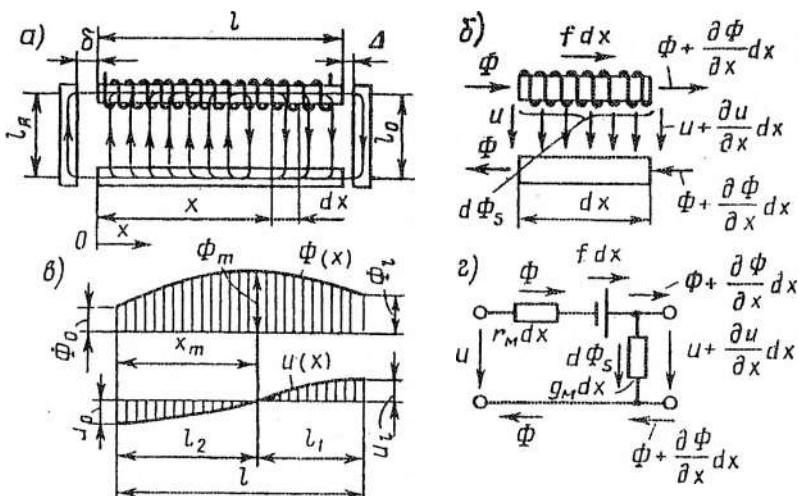


Рис. 7.20. К выводу основных уравнений магнитной цепи: а — МС с распределенной МДС; б — элемент МС длиной dx ; в — распределение потока Φ и разности магнитных потенциалов u по длине МС; г — схема замещения элемента dx

Выделим на произвольном расстоянии x элементарный участок dx (рис. 7.20, а). Обозначим поток на его входе Φ , тогда на выходе поток $\Phi + (\partial\Phi/\partial x)dx$ (рис. 7.20, б). Аналогично для разности потенциалов: на входе — u_m , на выходе — $u_m + (\partial u_m/\partial x)dx$ (рис. 7.20, б). В пределах элементарного участка удельное линейное магнитное сопротивление r_m можно считать не зависящим от значения потока. Заметим, что на участке действует МДС $f dx$, где $f = F/l$ — удельная линейная МДС. Полная проводимость участка dx для потоков рассеяния составляет $g_m dx$ (g_m — удельная линейная проводимость, рассчитываемая известными методами — см. разд. 7.2).

Из схемы замещения участка dx (рис. 7.20, г) в соответствии с первым законом Кирхгофа

$$\Phi = \Phi + (\partial\Phi/\partial x)dx + d\Phi_s, \quad (7.18)$$

а поток рассеяния $d\Phi_s$ с учетом закона Ома и пренебрежения малыми второго порядка

$$d\Phi_s = g_m dx(u_m + (\partial u_m/\partial x)dx) = u_m g_m dx. \quad (7.19)$$

Подставляя (7.19) в (7.18), получаем

$$-\partial\Phi/\partial x = u_m g_m. \quad (7.20)$$

По закону Кирхгофа для замкнутого контура сумма МДС равна сумме падений магнитных потенциалов на участках контура (рис. 7.20, г):

$$-u_m + \Phi r_m dx + (u_m + (\partial u_m/\partial x)dx) = f dx,$$

где r_m — суммарное удельное магнитное (линейное) сопротивление верхнего и нижнего участков (рис. 7.20, б).

Из этого уравнения

$$\partial u_m/\partial x = f - \Phi r_m. \quad (7.21)$$

Уравнения (7.20) и (7.21) — основные уравнения магнитной цепи. Для их решения необходимо иметь начальные или граничные условия. Получим условие на левой границе участка интегрирования ($x = 0$).

При выводе уравнений (7.20), (7.21) участок dx выбирался на произвольном расстоянии от начала координат x (рис. 7.20, а). Если $x = 0$, то левая граница выделенного участка с разностью потенциалов u_m (см. рис. 7.20, б) совпадает с началом интервала интегрирования. В этом случае $u_m = u_{m0}$. Выделим теперь кон-

тур, включающий в себя якорь, два зазора δ и левую границу участка dx , помещенного в начало участка интегрирования. Обходя этот контур по часовой стрелке, по закону Кирхгофа получаем

$$\Phi_0/G_{m\delta} + H_a(\Phi_0)l_a + \Phi_0/G_{m\Delta} + u_{m0} = 0. \quad (7.22)$$

Аналогично, если участок dx поместить в конец магнитной системы, его правая граница с разностью магнитных потенциалов $u_m = u_{mI}$ совпадает с правой границей участка интегрирования ($x = l$). Выделим теперь контур, включающий правую границу участка dx , помещенного в конец МС ($x = l$), два нерабочих зазора и основание. Если его обойти по часовой стрелке, то по закону Кирхгофа

$$-u_{mI} + \Phi_I/G_{m\Delta} + H_o(\Phi_I)l_o + \Phi_I/G_{m\Delta} = 0. \quad (7.23)$$

В этих двух уравнениях $G_{m\delta}$ и $G_{m\Delta}$ — проводимости рабочего и нерабочего зазоров, H_a и H_o — напряженность поля в якоре и основании.

Условия (7.22) и (7.23) на краях МС можно записать в ином виде, используя закон Ома:

$$-u_{m0} = \Phi_0 R_{m\delta a}(\Phi_0); \quad (7.22a)$$

$$u_{mI} = \Phi_I R_{m\Delta o}(\Phi_I), \quad (7.23a)$$

где $R_{m\delta a} = 1/G_{m\delta} + 1/G_{m\delta} + R_a(\Phi_0)$; $R_{m\Delta o} = 1/G_{m\Delta} + 1/G_{m\Delta} + R_{o0}(\Phi_I)$; $R_{m\delta}(\Phi_0)$; $R_{m\Delta}(\Phi_I)$ — магнитные сопротивления якоря и основания, зависящие соответственно от потоков в якоре Φ_a и основании Φ_I .

Таким образом получены два нелинейных дифференциальных уравнения (7.20) и (7.21) первого порядка, которые надо решать с двумя нелинейными условиями (7.22) и (7.23) на краях МС. Эта нелинейная краевая задача при расчетах МС решается приближенно либо аналитически, либо графо-аналитически, так называемым методом двойного графического интегрирования, либо с привлечением ЦВМ или АВМ.

Аналитическое решение можно найти только для линейной задачи (7.20), (7.21), т. е. для случая, когда линейное магнитное сопротивление r_m можно считать постоянным по всей

длине МС, т. е. не зависящим от потока. В этом случае принимаем, что линейные и краевые условия, т. е. магнитные сопротивления якоря и основания МС, также не зависят от потоков в них. В этом случае в (7.22а) $R_{\text{мж}} = \text{const}$, а в (7.23а) $R_{\text{мж}} = \text{const}$. В реальных МС, имеющих большие зазоры δ или работающих при ненасыщенных магнитопроводах, допущение $r_m = \text{const}$ не приводит к заметным погрешностям. В насыщенных МС такое допущение позволяет аналитически найти $\Phi(x)$, $u(x)$, потокосцепление и использовать эти величины в качестве первых приближений для более точных последующих расчетов.

Для отыскания аналитического решения при постоянных r_m , $R_{\text{мж}}$ и $R_{\text{мж}}$ сведем систему (7.20), (7.21) к одному уравнению второго порядка. Для этого продифференцируем (7.20) по x и затем подставим в него (7.21) вместо $d\psi/dx$. Тогда

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \Phi r_m g_m + f g_m = 0. \quad (7.24)$$

Если необходимо по заданному потоку в зазоре Φ_s найти МДС обмотки $F_k = f$ (т. е. из (7.24) найти f), или решить прямую задачу, то начальные условия для решения (7.24) с учетом (7.20) приобретут вид

$$\Phi_0 = \Phi_\delta; \quad \Phi'_0 = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=0} = -u_{m0} g_m.$$

Воспользовавшись уравнением (7.22а), находим окончательно

$$\Phi_0 = \Phi_\delta; \quad \Phi'_0 = \Phi_\delta g_m R_{\text{мж}}. \quad (7.25)$$

Если необходимо найти Φ_δ при заданной МДС F_k , т. е. при известном значении f , то начальные условия для решения (7.24) имеют тот же вид (7.25), однако неизвестное Φ_δ после нахождения решения (7.24) надо еще определить.

Решим (7.24) операторным методом. Полагая

$$\Phi(x) = \Phi(\underline{p}); \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \underline{p} (\Phi(\underline{p}) - \Phi_\delta);$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \underline{p}^2 (\Phi(\underline{p}) - \Phi_\delta - \Phi'_0/\underline{p}),$$

представим (7.24) в операторной форме

$$\underline{p}^2 (\Phi(\underline{p}) - \Phi_\delta - \Phi'_0/\underline{p}) - \Phi(\underline{p}) r_m g_m + f g_m = 0.$$

Решая это уравнение относительно $\Phi(p)$ и переходя затем к оригиналам, получаем

$$\begin{aligned}\Phi(x) = & \left(\Phi_\delta - f/r_m\right) \operatorname{ch} \sqrt{r_m g_m} \cdot x + \\ & + \left(\Phi'_0 / \sqrt{r_m g_m}\right) \operatorname{sh} \sqrt{r_m g_m} \cdot x + f/r_m.\end{aligned}\quad (7.26)$$

Дифференцируя (7.26) по x и используя (7.20), находим

$$\begin{aligned}u_m(x) = & \left(-1/g_m\right) \partial \Phi / \partial x = -\left(\Phi_\delta - f/r_m\right) \times \\ & \times \sqrt{r_m/g_m} \operatorname{sh} \sqrt{r_m g_m} x - \left(\Phi'_0/g_m\right) \operatorname{ch} \sqrt{r_m g_m} x.\end{aligned}\quad (7.27)$$

В результате получены зависимости потока $\Phi(x)$ и разности магнитных потенциалов $u_m(x)$ от координаты x . Однако если решается прямая задача, то в (7.26) и (7.27) неизвестным является число f , а если — обратная, то число Φ_δ . Для определения этих чисел используем второе краевое условие (7.23а) следующим образом: подставим в (7.26) и (7.27) $x = l$, а затем подставим Φ_l и u_{ml} в (7.23а). Тогда с учетом того, что $R_{m\delta\alpha}$ и $R_{m\delta\beta}$ постоянные и известные числа, получим алгебраическое уравнение

$$\begin{aligned}-\left(\Phi_\delta - \frac{f}{r_m}\right) \sqrt{\frac{r_m}{g_m}} \operatorname{sh} \sqrt{r_m g_m} \cdot l - \frac{\Phi_\delta g_m R_{m\delta\alpha}}{g_m} \operatorname{ch} \sqrt{r_m g_m} \cdot l = \\ = \left[\left(\Phi_\delta - \frac{f}{r_m}\right) \operatorname{ch} \sqrt{r_m g_m} \cdot l + \frac{\Phi_\delta g_m R_{m\delta\beta}}{\sqrt{r_m g_m}} \operatorname{sh} \sqrt{r_m g_m} \cdot l + \right. \\ \left. + \frac{f}{r_m} \right] R_{m\delta\beta}.\end{aligned}\quad (7.28)$$

Разделив (7.28) на $\operatorname{sh} \sqrt{r_m g_m} \cdot l$ и затем решая его относительно Φ_δ или f , соответственно находим

$$\Phi_\delta = f\phi(\delta); \quad f = \Phi_\delta/\phi(\delta);\quad (7.29)$$

где

$$\Phi(\delta) = \frac{R_{\text{M}\delta\text{a}} \sqrt{g_m/r_m} \operatorname{th}(\sqrt{r_m g_m} \cdot l/2) + 1}{(R_{\text{M}\delta\text{a}} + R_{\text{M}\delta\text{o}}) \sqrt{r_m g_m} \operatorname{ctn} \sqrt{r_m g_m} \cdot l + R_{\text{M}\delta\text{a}} R_{\text{M}\delta\text{o}} g_m + r_m}$$

— есть функция, зависящая для данной МС (рис. 7.20,а) от рабочего зазора δ (от зазора δ зависит сопротивление $R_{\text{M}\delta\text{a}}$).

Таким образом, для линейной МС решение прямой задачи, определяемой уравнениями (7.20)–(7.21), (7.22,а), (7.23,а), при рабочем зазоре δ сводится к вычислению удельной МДС, а решение обратной — к вычислению Φ_δ по (7.29). После того как найдены значения Φ_δ и f , можно построить зависимости $\Phi(x)$ по (7.26) и $u_s(x)$ по (7.27) для МС с зазором δ . Кроме того, теперь по (7.26) можно найти координату x_m для нейтрального сечения МС, в котором поток имеет максимальное значение Φ_m (рис. 7.20,б), и рассчитать полное потокосцепление Ψ по (7.17):

$$\Psi = \int_0^l \Phi(x) \frac{N}{l} dx = \frac{N}{l} \left[\frac{\Phi_\delta - f/r_m}{\sqrt{r_m g_m}} \operatorname{sh} \sqrt{r_m g_m} \cdot l - \frac{\Phi_\delta R_{\text{M}\delta\text{a}}}{r_m} \left(\operatorname{ch} \sqrt{r_m g_m} \cdot l - 1 \right) + \frac{fl}{r_m} \right]. \quad (7.30)$$

Так как в этом уравнении $R_{\text{M}\delta\text{a}}$, а также Φ_δ и f [см. (7.29)] зависят от зазора δ , то в (7.30) потокосцепление Ψ также зависит от зазора δ .

Метод двойного графического интегрирования применяется в том случае, если МС нельзя считать линейной. Решим здесь обратную задачу, т. е. по заданной МДС f найдем поток Φ_δ . Для расчета будем использовать уравнения (7.22)–(7.24).

Поместим начало координат x в нейтральное сечение. Тогда текущее значение x может лежать на отрезке $[-l_s, l_s]$ (см. рис. 7.20,в), причем пока задача не решена, значения Φ_m , l_s , l_1 неизвестны. Решать (7.24) будем следующим образом. Обозначим

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -z. \quad (7.31)$$

Тогда (7.24) представим в виде

$$-\frac{\partial z}{\partial x} = -g_s(f - H(\Phi)), \quad (7.32)$$

где $H(\Phi) = \Phi r_m(\Phi)$ — напряженность поля в магнитопроводе; $r_m(\Phi)$ — удельное линейное магнитное сопротивление, зависящее от значения потока (индукции).

Зависимость $H(\Phi)$ для материала магнитопровода задается кривой намагничивания (см. рис. 7.17). Переходя к дифференциалам, из (7.31) можно найти $dx = -d\Phi/z$ и подставить его в (7.32). Тогда получим уравнение с разделяющимися переменными $z dz = -g_m(f - H(\Phi))d\Phi$, которое можно проинтегрировать:

$$\int_0^z z dz = - \int_{\Phi_m}^{\Phi} g_m(f - H(\Phi))d\Phi = \int_{\Phi}^{\Phi_m} g_m(f - H(\Phi))d\Phi.$$

После интегрирования

$$z = \pm \sqrt{2 \int_{\Phi}^{\Phi_m} g_m(f - H(\Phi))d\Phi}. \quad (7.33)$$

В этом уравнении $0 < \Phi < \Phi_m$ — текущее значение потока. Если заранее было бы известно точное значение максимального потока Φ_m , то можно произвести графическое интегрирование в первой части (7.33). Однако оно неизвестно, поэтому следует задаться значением Φ_m , а затем проверить, правильно ли принято это значение. Предварительно следует оценить значение Φ_m , находя его из (7.26), и ввести поправку на насыщение — уменьшив его в 1,5–2 раза.

Для определения $z(\Phi)$ по (7.33) строят графики:

а) подынтегральной функции $\phi = g_m(f - H(\Phi))$ (рис. 7.21, а).

Этот график строится следующим образом. Задаваясь потоком Φ по кривой (см. рис. 7.17), находятся значения H , которые и определяют значения ϕ ;

б) значений интеграла $\xi = \int_{\Phi}^{\Phi_m} \phi d\Phi$ в зависимости от значений

нижнего предела Φ , пробегающего значения от 0 до Φ_m (рис. 7.21, б). Значение ξ находят путем вычисления площади S и умножения этой площади на масштабы m_ϕ и m_Φ по осям Φ и Φ : $\xi = Sm_\phi m_\Phi$. Площадь S ограничена осью Φ , прямыми с координатами Φ и Φ_m и кривой a, b подынтегральной функции ϕ ;

в) значений $z = \pm\sqrt{2\xi}$ (рис. 7.21,в) в функции потока.

Представим (7.31) в виде $dx = -d\Phi/z$. Интегрируя это выражение, получаем

$$\xi = \int_{\Phi_m}^{\Phi} -\frac{1}{z} d\Phi = \int_{\Phi_m}^{\Phi} \frac{1}{z} d\Phi. \quad (7.34)$$

Для построения зависимости $x(\Phi)$ по (7.34) следует построить график подынтегральной функции $1/z$ (рис. 7.21,г) и произвести второе графическое интегрирование. В результате получим график зависимости $x(\Phi)$ (рис. 7.21,д). Теперь можно построить график обратной функции $\Phi(x)$ (рис. 7.21,е), удовлетворяющей исходному уравнению (7.24). Значение потока Φ_m было выбрано произвольно и местоположение нейтрального сечения, т. е. координаты l_1 и l_2 (см. рис. 7.20,в), не известно. Для определения координат l_1 и l_2 используется какое-либо краевое условие, например (7.22):

$$-u_m(-l_2) = u_{m\delta} = 2\Phi_\delta/G_m + H_\delta(\Phi_\delta)l_2. \quad (7.35)$$

Значение потока Φ_δ неизвестно. Для его определения строятся графики зависимостей падения магнитного потенциала в якоре и рабочем зазоре $u_{m\delta}(\Phi)$ по уравнению (7.35) и разности магнитных потенциалов $u_z(\Phi) = z(\Phi)/g_z$, используя найденную зависимость $z(\Phi)$ (рис. 7.21,в). Зависимость $u_{m\delta}(\Phi)$ строится с использованием кривой $H(B)$ для материала якоря. Оба графика $u_{m\delta}(\Phi)$ и $u_z(\Phi)$ приведены на рис. 7.21,ж. Точка a пересечения кривых указывает на то, что краевое условие

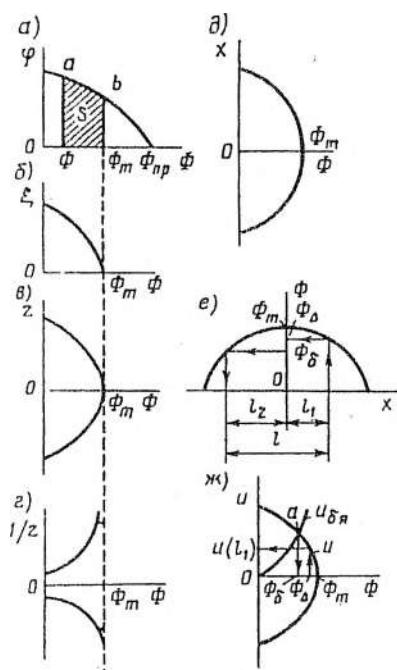


Рис. 7.21. К расчету МС методом двойного графического интегрирования

$u_{\text{мд}}(\Phi) = u_m(-l_2)$ выполняется при потоке, равном потоку в зазоре Φ_δ . Таким образом, поток Φ_δ найден, и по нему (рис. 7.21, e) можно определить координату l_2 . Так как $l_1 = l - l_2$ (см. рис. 7.20, a), то по l_1 (рис. 7.21, e) определяется поток Φ_Δ на втором краю МС.

Итак, координаты l_1 , l_2 и потоки на краях МС Φ_δ и Φ_Δ известны. Проверим правильность выбора в начале расчета потока Φ_m в нейтральном сечении. Для этого используем второе краевое условие: разность магнитных потенциалов $u_m(l_1)$ должна быть равна падению магнитного потенциала в основании МС и нерабочем зазоре Δ (см. рис. 7.20, a) $u_{\text{мд}0}$. Иными словами, условие $u_m(l_1) = u_{\text{мд}0}$ должно выполняться. Проверка этого равенства осуществляется следующим образом. По потоку Φ_Δ (рис. 7.21, e) находится $u_m(l_1)$, используя зависимость $u_m(\Phi)$ (рис. 7.21, ж). Затем по уравнению $u_{\text{мд}0} = 2\Phi_\Delta/G_{\text{мд}} + H_o(\Phi_\Delta)l_0$ рассчитывается $u_{\text{мд}0}$ и сопоставляется с найденным значением $u_m(l_1)$. Если $u_m(l_1) = u_{\text{мд}0}$, то это значит, что поток Φ_m задан правильно; если $u_m(l_1) \neq u_{\text{мд}0}$, то следует задаться новым значением Φ_m и весь расчет повторить. После того как подобрано точное значение потока Φ_m и, следовательно, точно найдены зависимости $\Phi(x)$ и значения Φ_δ , Φ_Δ , l_1 , l_2 , можно рассчитать потокосцепление по (7.17):

$$\Psi = \int_{-l_2}^{l_1} \frac{N}{l} \Phi(x) dx,$$

где интегрирование зависимости $\Phi(x)$ (рис. 7.21, e) выполняется графически.

Выше рассмотрен расчет магнитной цепи методом участков и путем решения дифференциальных уравнений для МС с распределенными параметрами. Кроме этих методов существует еще способ расчета магнитной цепи по коэффициентам рассеяния σ магнитного потока. Этот способ здесь не рассматривается. Отметим только, что коэффициентом рассеяния σ_x называется отношение магнитного потока Φ_x в сечении x магнитопровода (см., например, рис. 7.20, a, e) к потоку в зазоре Φ_δ : $\sigma_x = \Phi_x/\Phi_\delta$. Коэффициент рассеяния зависит от координаты x и его можно рассчитать для любого сечения.

7.5. Расчет магнитных цепей переменного тока

Расчет магнитных цепей переменного тока базируется на тех же методах, что и расчет цепей постоянного тока. Законы Ома и Кирхгофа в полной мере применимы к тем и другим цепям. Однако применительно к целям, работающим на переменном токе, эти законы должны выражаться в комплексной форме.

В большинстве МС для уменьшения потерь в стали на перемагничивание и вихревые токи амплитудное значение индукции ниже индукции насыщения. В этом случае с достаточной для практики точностью можно заменить все несинусоидально изменяющиеся величины эквивалентными синусоидами. Тогда расчет магнитной цепи можно вести комплексным методом, согласно которому магнитное сопротивление сердечника длиной l и по-перечным сечением S можно представить комплексным магнитным сопротивлением Z_m :

$$Z_m = |Z_m| e^{j\alpha} = |Z_m| (\cos \alpha + j \sin \alpha) = R_m + jX_m,$$

где $|Z_m| = \sqrt{R_m^2 + X_m^2}$ — модуль комплексного магнитного сопротивления; $R_m = \rho_{mR} l/S$ и $X_m = \rho_{mX} l/S$ — его активная и реактивная составляющие; $\alpha = \arctg(X_m/R_m)$ — аргумент комплексного магнитного сопротивления; ρ_{mR} и ρ_{mX} — активная и реактивная составляющие удельного комплексного магнитного сопротивления, $\rho_{mZ} = \rho_{mR} + j\rho_{mX}$, с модулем $|\rho_{mZ}| = \rho_{mR}^2 + \rho_{mX}^2$.

Из закона Ома для магнитной цепи

$$Z_m = I N / \Phi = H I / (BS) = l / (\mu_k S),$$

где I , Φ , H , B — ток в обмотке с N витками, поток, напряженность и индукция в МС; $\mu_k = B/H$ — удельная комплексная магнитная проницаемость. Величина μ_k обратна удельному комплексному магнитному сопротивлению ρ_{mZ} :

$$\underline{\mu}_k = \left(\rho_{MR} + j\rho_{MX} \right)^{-1} = \rho_{MR} / \left(\rho_{MR}^2 + \rho_{MX}^2 \right) - j\rho_{MX} / \left(\rho_{MR}^2 + \rho_{MX}^2 \right) = \\ = \mu_R - j\mu_X.$$

В этом выражении $\mu_R = \rho_{MR} / \left(\rho_{MR}^2 + \rho_{MX}^2 \right)$ и $\mu_X = \rho_{MX} / \left(\rho_{MR}^2 + \rho_{MX}^2 \right)$ — активная и реактивная составляющие величины $\underline{\mu}_k$, имеющий модуль $|\underline{\mu}_k| = \sqrt{\mu_R^2 + \mu_X^2}$. Значения ρ_{MR} и ρ_{MX} различны для различных материалов и зависят от амплитудного значения индукции B_m (рис. 7.22).

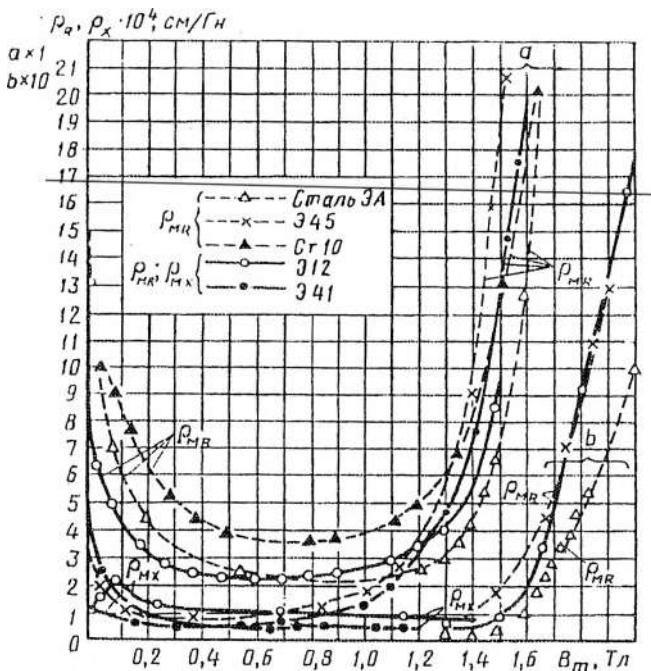


Рис. 7.22. Удельные магнитные активное ρ_{MR} и
реактивное ρ_{MX} сопротивления в зависимости
от значения индукции B_m

На схемах замещения участок магнитопровода, работающий при гармонически изменяющемся потоке, изображается

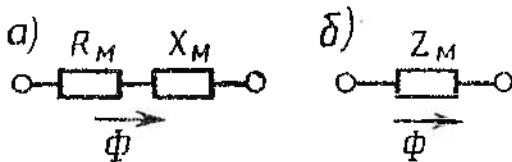


Рис. 7.23. Изображение магнитного сопротивления на схемах: *а* — последовательно соединенные активное и реактивное магнитные сопротивления; *б* — полное магнитное сопротивление

по аналогии с электрической цепью либо как два последовательно соединенных резистора (рис. 7.23,*а*), либо как один (рис. 7.23,*б*).

Особенности расчета магнитных цепей, работающих при переменных МДС, покажем на примере Ш-образной магнитной системы (рис. 7.24,*а*). Для простоты положим, что потоки рассеяния незначительны и ими можно пренебречь. На рис. 7.24,*а* вся МС разбита на 10 участков. Центральную часть образуют участки 9 и 10. Правый контур между точками *a* и *b* с потоком Φ_n образуют участки 1, 2, 3, 4, левый с потоком Φ_p — участки 5, 6, 7, 8. Участки 2, 6, 10 — воздушные зазоры. Их магнитное сопротивление Z_{Mi} ($i = 2, 6, 10$) при постоянной и при переменной МДС одно и то же и равно активной составляющей R_M ($i = 2, 6, 10$).

Пусть требуется решить прямую задачу, т. е. по заданному потоку Φ_0 найти потоки Φ_n , Φ_p и МДС обмотки F_K . Кроме оп-

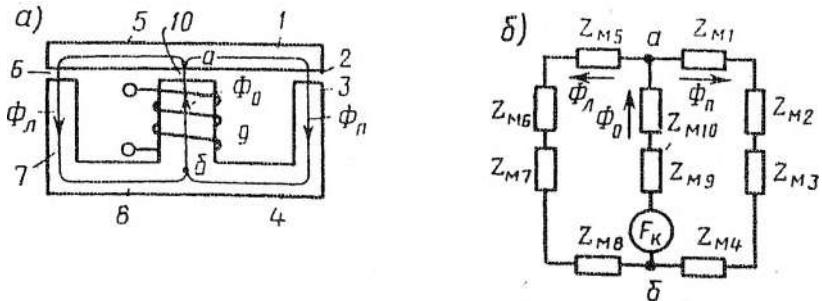


Рис. 7.24. К расчету магнитной цепи, работающей при синусоидальном потоке; *а* — магнитная система, *б* — схема замещения

ределения модулей этих величин необходимо найти еще углы сдвига между потоками и построить векторную диаграмму потоков и МДС. По схеме замещения (рис. 7.24,б) можно составить уравнения:

$$\dot{U}_{\text{маб}} = Z_{\text{мп}} \Phi_{\text{n}}; \quad (7.36)$$

$$\dot{U}_{\text{мад}} = Z_{\text{мл}} \Phi_{\text{л}}; \quad (7.37)$$

$$\Phi_0 = \Phi_{\text{л}} + \Phi_{\text{n}}; \quad (7.38)$$

$$\dot{F}_{\text{k}} = Z_{\text{м}} \Phi_0, \quad (7.39)$$

где $Z_{\text{мп}} = \sum_{i=1}^4 Z_{\text{mi}}$, $Z_{\text{мл}} = \sum_{i=5}^8 Z_{\text{mi}}$,

$$Z_{\text{м}} = Z_{\text{m9}} + Z_{\text{m10}} + Z_{\text{мл}} Z_{\text{мп}} / (Z_{\text{мл}} + Z_{\text{мп}}) \quad (7.40)$$

— комплексные магнитные сопротивления правого и левого контуров и полное для всей цепи; $\dot{U}_{\text{маб}}$ — разность магнитных потенциалов между точками a , b ; Φ_{n} , $\Phi_{\text{л}}$, Φ — модули потоков в правом и левом контурах и центральном стержне; \dot{F}_{k} — МДС обмотки.

Система уравнений (7.36)–(7.39) для МС переменного тока нелинейна, так как активные и реактивные составляющие магнитных сопротивлений

$$\left. \begin{aligned} Z_{\text{мп}} &= \sum_{i=1}^4 (\rho_{\text{м}Ri}(B_i) + j\rho_{\text{м}Xi}(B_i)) l_i / S_i; \\ Z_{\text{мл}} &= \sum_{i=5}^8 (\rho_{\text{м}Ri}(B_i) + j\rho_{\text{м}Xi}(B_i)) l_i / S_i \end{aligned} \right\} \quad (7.41)$$

правого и левого контуров нелинейно зависят от индукции $B_i = \Phi / S_i$. Поэтому будем решать эту систему графо-аналитическим способом.

Из (7.36) можно получить зависимость $U_{\text{маб}}(\Phi_{\text{n}})$ модуля разности магнитных потенциалов от модуля потока $\Phi_{\text{n}} = |\Phi_{\text{n}}|$ в

правом контуре: $|U_{\text{раб}}| = |Z_{m\text{n}}\Phi_n| \doteq |Z_{m\text{n}}|\Phi_n$, а из (7.37) аналогичную зависимость $U_{\text{раб}}(\Phi_n)$ от модуля потока $\Phi_n = |\Phi_n|$ в левом контуре: $|U_{\text{раб}}| = |Z_{m\text{l}}\Phi_l| = |Z_{m\text{l}}|\Phi$. Графики этих зависимостей изображены на рис. 7.25, а; они строятся следующим образом. Задаваясь произвольно модулями потоков в правом и левом контурах, находят соответствующие им значения индукции в каждом участке МС. Затем, используя кривые $\rho_{MR}(B)$, $\rho_{MX}(B)$ (рис. 7.22) и (7.41), рассчитывают $|Z_{m\text{n}}|$ и $|Z_{m\text{l}}|$:

$$|Z_{m\text{n}}| = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^4 \rho_{MRi}(B_i) I_i / S_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^4 \rho_{MXi}(B_i) I_i / S_i \right)^2};$$

$$|Z_{m\text{l}}| = \sqrt{\left(\sum_{i=5}^8 \rho_{MRi}(B_i) I_i / S_i \right)^2 + \left(\sum_{i=5}^8 \rho_{MXi}(B_i) I_i / S_i \right)^2}.$$

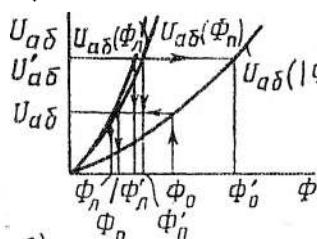
После этого рассчитывают значения $U_{\text{раб}} = |Z_{m\text{n}}|\Phi_n$ и $U_{\text{раб}} = |Z_{m\text{l}}|\Phi_l$. При проведении расчетов $|Z_{m\text{n}}|$ и $|Z_{m\text{l}}|$ целесообразно строить вспомогательные зависимости $|Z_{m\text{n}}(\Phi_n)|$, $|Z_{m\text{l}}(\Phi_l)|$ модулей комплексных магнитных сопротивлений контуров и их аргументов $\alpha_n(\Phi_n)$, $\alpha_l(\Phi_l)$ от модулей потоков Φ_n и Φ_l (рис. 7.25, б). Аргументы рассчитывают по формуле $\alpha = \operatorname{arctg}(X_m/R_m)$, где $X_m = X_m(B)$, $R_m = R_m(B)$.

Дальнейшее решение системы (7.36)–(7.39) производится следующим образом. Так как точки a и b — общие для правого и левого контуров, то, задаваясь значениями $U_{\text{раб}}$ по кривым $U_{\text{раб}}(\Phi_n)$ и $U_{\text{раб}}(\Phi_l)$ (рис. 7.25, а) можно найти такие значения модулей потоков Φ_n и Φ_l , которые обеспечивают одно и то же падение магнитных потенциалов в правом и левом контурах. На рис. 7.25, а для примера найдены значения Φ'_n и Φ'_l при падении магнитного потенциала $U'_{\text{раб}}$. Следующий шаг в реше-

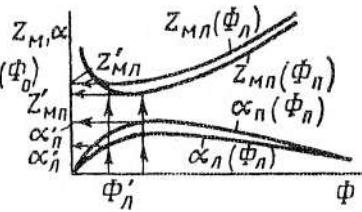
нии задачи — построение зависимости $U_{\text{раб}}(\Phi_0)$ в функции модуля потока Φ_0 в центральном стержне. В МС переменного тока выполняется равенство $\Phi_0 = |\Phi_0| = |\Phi_n + \dot{\Phi}_n|$, получаемое из (7.38). Отсюда видно, что если, например, по модулям потоков Φ'_n и $\dot{\Phi}'_n$ (рис. 7.25, а) удастся найти $\dot{\Phi}'_n$ и $\dot{\Phi}'_n$, тогда можно найти и $|\Phi'_n + \dot{\Phi}'_n|$, а также рассчитать точку с координатами Φ'_0 , $U_{\text{раб}}$ зависимости $U_{\text{раб}}(\Phi_0)$. Покажем здесь, как по Φ'_n и $\dot{\Phi}'_n$ находят $\dot{\Phi}'_n$, $\dot{\Phi}'_n$, поток Φ'_0 и, следовательно, Φ'_0 . По значению $U'_{\text{раб}}$ (рис. 7.25, а) находим $\dot{\Phi}'_n$ и $\dot{\Phi}'_n$. Затем, используя кривые (рис. 7.25, б), определяем $Z'_{\text{мп}} = |Z_{\text{мп}}|e^{j\alpha_n}$ и $Z'_{\text{мл}} = |Z_{\text{мл}}|e^{j\alpha_n}$. Теперь можно найти потоки $\dot{\Phi}'_n$, $\dot{\Phi}'_n$, $\dot{\Phi}'_0$ и модуль потока Φ'_0 :

$$\Phi'_n = U_{\text{раб}} / Z'_{\text{мп}}, \quad \dot{\Phi}'_n = U_{\text{раб}} / Z'_{\text{мл}}, \quad \dot{\Phi}'_0 = \dot{\Phi}'_n + \dot{\Phi}'_n,$$

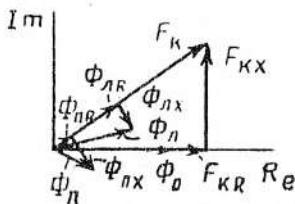
а)



б)



в)



г)

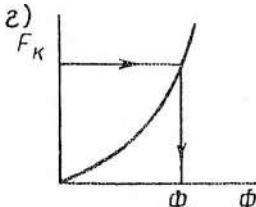


Рис. 7.25. Графоаналитический способ расчета МС на рис. 7.24

$$\dot{\Phi}'_0 = |\dot{\Phi}'_n + \dot{\Phi}'_l|.$$

Таким образом, найдена абсцисса Φ'_0 точки зависимости $U_{\text{раб}}(\Phi_0)$ по ординате $U'_{\text{раб}}$ (рис. 7.25, а). Так же можно найти абсциссы точек при других значениях $U_{\text{раб}}$ и построить зависимость $U_{\text{раб}}(\Phi_0)$. Теперь по заданному значению модуля потока Φ_0 в центральном стержне МС находим $U_{\text{раб}}, \Phi_n, \Phi_l$. Отметим, что обычно задается действующее значение потока $\Phi_{0\text{эф}}$. В этом случае модуль потока Φ_0 находят по формуле $\Phi_0 = \sqrt{2} \Phi_{0\text{эф}}$. Исходное значение МДС обмотки определяем по (7.39), где составляющие Z_{m9} и Z_{m10} вычисляют с учетом потока Φ_0 , а Z_{ml} и Z_{mn} — с учетом найденных значений Φ_n и Φ_l .

Для построения векторной диаграммы откладываем заданный поток Φ_0 по оси вещественных чисел (рис. 7.25, б). Из (7.39) находим активную и реактивную составляющие МДС F_k :

$$F_k = Z_m \Phi_0 = R_m \Phi_0 + j X_m \Phi_0 = F_{kR} + j F_{kX}$$

и строим вектор F_k . Так как активные составляющие потоков Φ_n и Φ_l совпадают по направлению с вектором F_k , то, отложив их вдоль вектора F_k и построив перпендикулярно им реактивные составляющие потоков Φ_n и Φ_l , находим направления векторов Φ_n и Φ_l .

Решение обратной задачи (задана МДС $F_{k\text{эф}}$, найти Φ_0, Φ_n, Φ_l и построить векторную диаграмму для МС переменного тока) осуществляется по тем же уравнениям (7.36)–(7.39). Аналогично решению прямой задачи строим графики зависимостей $U_{\text{раб}}(\Phi_n)$, $U_{\text{раб}}(\Phi_l)$, $U_{\text{раб}}(\Phi_0)$ (рис. 7.25, а). Затем, задавшись значениями Φ_0 , по кривым (рис. 7.25, а) находим соответствующие значения Φ_n и Φ_l . По значениям потоков Φ_n, Φ_l и Φ_0 рассчитываем $Z_{m9}(\Phi_0), Z_{m10}(\Phi_n), Z_{ml}(\Phi_l)$. После этого по (7.39) определяем $F_k = |F_k| = |Z_m| \Phi_0$ и строим зависимость $F_k(\Phi_0)$ (рис. 7.25, б). Из этой зависимости по МДС $F_k = \sqrt{2} F_{k\text{эф}}$ определяем Φ_0 , а из

графиков (рис. 7.25, а) — модули потоков Φ_s и Φ_n . Построение векторной диаграммы производится следующим образом. По оси вещественных чисел откладываем F_k и активные составляющие потоков Φ_n , Φ_{n0} , Φ_0 . Перпендикулярно им строим реактивные составляющие этих потоков и находим направления векторов Φ_n , Φ_{n0} , Φ_0 .

7.6. Преобразование энергии в электромагнитных механизмах

Рассмотрим нелинейную МС (рис. 7.26, а) с потоками рассеяния, с рабочим δ и нерабочим воздушными зазорами, с переменным объемом стали магнитопровода. При изменении тока i в обмотке при постоянном зазоре $\delta = \delta_0$ потокосцепление Ψ изменяется. Зависимость $\Psi(i, \delta_0)$ (рис. 7.26, б, кривая 1) можно рассчитать методами, изложенными в § 7.4. С увеличением тока в обмотке изменяется и магнитная энергия W_m , запасаемая в МС (железе и в воздушных объемах). Из курса ТОЭ известно, что эта энергия [11]

$$W_m = \int_0^{\Psi} i d\Psi, \quad (7.42)$$

где $i = i(\Psi, \delta)$ — зависимость тока от потокосцепления, построенная при $\delta = \text{const}$ и являющаяся обратной для зависимости $\Psi(i, \delta)$.

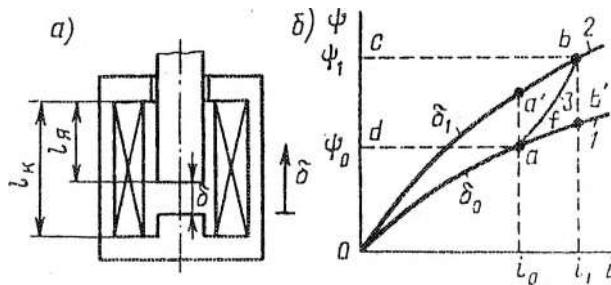


Рис. 7.26. МС с втяжным якорем (а) и зависимости потокосцепления Ψ от тока i в обмотке при различных значениях зазора δ (б)

Из (7.42) видно, что магнитная энергия есть функция двух независимых переменных: верхнего предела в интеграле и зазора δ . Отметим, что при интегрировании в (7.42) зазор δ считается постоянным. Таким образом, зависимость (7.42) можно представить в виде $W_m = W_m(\Psi, \delta)$. Для частного случая $\delta = \delta_0$ и $\Psi = \Psi_0$ магнитная энергия W_{m0} в соответствии с (7.42) определяется площадью S_{0ad} , а для $\delta = \delta_1$ (пусть $\delta_1 < \delta_0$) и $\Psi = \Psi_1$ энергия W_{m1} определяется площадью S_{0bc} (рис. 7.26,б):

$$W_{m0} = \int_0^{\Psi_0} i(\Psi, \delta_0) d\Psi = kS_{0ad},$$

$$W_{m1} = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta_1) d\Psi = kS_{0bc}, \quad (7.43)$$

где $k = m_\Psi m_i$ — коэффициент пропорциональности, равный произведению масштабов по осям Ψ и i .

В рассмотренной МС при различных фиксированных значениях зазора δ и неподвижном якоре механическая работа A магнитной системой не совершалась.

Пусть теперь при зазоре $\delta = \delta_0$ (рис. 7.26,а) по обмотке проходит ток, изменяющийся от нулевого значения. При значении тока, который обозначим i_0 , начинается движение якоря под действием ЭМС. В этот момент запасенная магнитная энергия $W_{m0} = kS_{0ad}$. Через некоторый момент времени зазор уменьшается до значения δ_1 . Обозначим i_1 ток, соответствующий этому зазору. Пока якорь не движется, ток и потокосцепление определяются зависимостью, изображенной на рис. 7.26,б кривой 0а. При движении якоря от δ_0 до δ_1 ток изменяется от i_0 до i_1 , а зависимость $i(\Psi, \delta)$ при этом изображается кривой abf (рис. 7.26,б), где независимые переменные Ψ и δ изменяются одновременно. После того как якорь переместится в положение, соответствующее зазору δ_1 , в МС запасенная магнитная энергия окажется равной $W_{m1} = kS_{0bc}$.

Докажем, что механическая работа A , совершаемая электромагнитными силами при движении якоря, определяется площадью криволинейного треугольника $S_{\text{зад}}$, образованного кривыми 1, 3 и 2. Приложенное к обмотке напряжение и внешнего источника в каждый момент времени уравновешивается ЭДС — $d\Psi/dt$, наводимой в обмотке, и падением напряжения iR_s на ее активном сопротивлении R_s :

$$u = d\Psi/dt + iR_s. \quad (7.44)$$

Умножив это равенство на idt , получим, что работа внешнего источника за время dt

$$uidt = id\Psi + i^2 R_s dt. \quad (7.45)$$

Кроме того, работа внешнего источника за это время затрачивается на приращение магнитной энергии dW_m магнитной системы, на механическую работу dA электромагнитных сил (ЭМС), на нагрев обмотки $i^2 R_s dt$ и на приращение энергии электрического поля dW_s . Тогда, пренебрегая dW_s , получаем

$$uidt = dW_m + dA + i^2 R_s dt. \quad (7.46)$$

Сравнивая (7.45) и (7.46), находим

$$id\Psi = dW_m + dA. \quad (7.47)$$

Это равенство означает, что $id\Psi$ — есть энергия внешнего источника (без потерь на нагрев) и что расходуется она на прирост магнитной энергии МС и на механическую работу. Из (7.47) находим механическую работу, совершающую ЭМС при перемещении якоря на $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0$:

$$\int_0^A dA = \int_{\Psi_0}^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) d\Psi - \int_{W_{\text{зад}}}^{W_m} dW_m. \quad (7.48)$$

Первый интеграл в правой части равенства (7.48) определяется площадью $S_{\text{зад}}$ — это энергия, поступившая от внешнего источника, а второй — разностью площадей $S_{\text{зад}}$ и $S_{\text{зад}}$, так как $W_m \sim S_{\text{зад}}$, а $W_{\text{зад}} \sim S_{\text{зад}}$. Таким образом,

$$A = k(S_{\text{зад}} + S_{\text{зад}} - S_{\text{зад}}) = kS_{\text{зад}},$$

где $k = m_\Psi m_i$ — коэффициент пропорциональности, равный произведению масштабов по осям Ψ и i на рис. 7.26, б.

Если не пользоваться геометрической интерпретацией интегралов, то тогда первый интеграл в правой части (7.48) можно преобразовать следующим образом:

$$\int_{\Psi_0}^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) d\Psi = \int_{\Psi_0}^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) d\Psi \pm \int_0^{\Psi_0} i(\Psi, \delta) d\Psi = \\ = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) - \int_0^{\Psi_0} i(\Psi, \delta_0) d\Psi = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) d\Psi - W_{m0}.$$

Подставляя полученное выражение в (7.48), находим

$$A = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) d\Psi - W_{m0} - (W_{m1} - W_{m0}) = \\ = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) d\Psi - W_{m1}. \quad (7.49)$$

Равенство (7.49) показывает, что работа A определяется (рис. 7.26, б) разностью площадей S_{0abbc} и S_{0bc} , т. е. площадью S_{0abb} заключенной между кривыми 1, 3, 2: $A = kS_{0abb}$.

7.7. Вывод уравнения силы, действующей на якорь

Среднюю ЭМС, действующую на якорь, можно рассчитать следующим образом. Так как работа ЭМС $\Delta A = F\Delta\delta$ определяется площадью, заключенной между кривыми 1, 3, 2 (рис. 7.26, б), то сила

$$F = \Delta A / \Delta\delta = kS_{0abb} / \Delta\delta.$$

При этом если требуется определить силу при токе i_0 , то $F = kS_{0aa'0} / \Delta\delta$, а если при токе i_1 , то $F = kS_{0b'b0} / \Delta\delta$. При вычислении силы по формуле $F = \Delta A / \Delta\delta$ следует учитывать направление координаты δ . Например, на рис. 7.27, а координата положения якоря δ направлена в сторону увеличения зазора. В эту же сторону должна быть направлена и сила F . Тогда, если якорь при-

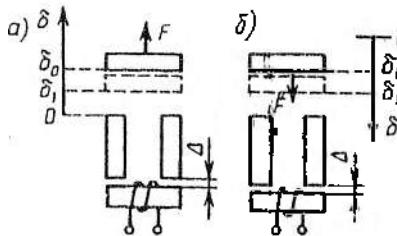


Рис. 7.27. К определению направления ЭМС, действующей на якорь. Координатная ось направлена в сторону увеличения (а) и уменьшения (б) рабочего зазора δ

Чаще $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0 > 0$, и вычисление силы по формуле $F = \Delta A / \Delta \delta$ дает $F > 0$. Это означает, что сила фактически действует на якорь в направлении стрелки.

Найдем теперь аналитическое выражение для полного дифференциала dW_m магнитной энергии $W_m(\Psi, \delta)$ через частные производные по независимым переменным Ψ и δ :

$$dW_m = \frac{\partial W_m(\Psi, \delta)}{\partial \Psi} d\Psi + \frac{\partial W_m(\Psi, \delta)}{\partial \delta} d\delta. \quad (7.50)$$

Так как $W_m(\Psi, \delta) = \int_0^\Psi i(\Psi, \delta) d\Psi$, где при интегрировании зазор δ считается постоянным, частная производная интеграла по верхнему пределу $\frac{\partial}{\partial \Psi} \int_0^\Psi i(\Psi, \delta) d\Psi = i(\Psi, \delta)$. Учитывая это, подставим (7.50) в (7.47) и найдем

$$\begin{aligned} dA &= i(\Psi, \delta) - \frac{\partial W_m(\Psi, \delta)}{\partial \Psi} d\Psi - \frac{\partial W_m(\Psi, \delta)}{\partial \delta} d\delta = \\ &= i(\Psi, \delta) d\Psi - i(\Psi, \delta) d\Psi - \frac{\partial W_m}{\partial \delta} d\delta. \end{aligned}$$

близится и зазор станет δ , то приращение $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0$ отрицательное и значение силы также отрицательное. Отрицательный знак у силы означает, что она действует на якорь не в направлении стрелки, а против. На рис. 7.27, б координата δ направлена в сторону уменьшения зазора. В направлении координаты δ надо изобразить и направление силы F . В этом случае $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0 > 0$, и вычисление силы по формуле $F = \Delta A / \Delta \delta$ дает $F > 0$. Это означает, что сила фактически действует на якорь в направлении стрелки.

Так как механическая работа $dA = Fd\delta$, из этого равенства получаем выражение для ЭМС

$$F(\Psi, \delta) = -\frac{\partial W_m(\Psi, \delta)}{\partial \delta} d\Psi = -\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^\Psi i(\Psi, \delta) d\Psi. \quad (7.51)$$

Это равенство означает, что сила F , действующая на якорь в направлении возрастания координаты положения якоря, равна скорости изменения магнитной энергии, запасенной во всей МС при возможном изменении координаты якоря.

Работа $Fd\delta$ выполняется за счет изменения магнитной энергии. Следовательно, перемещение якоря вызывает уменьшение энергии, запасенной в МС, если она не возрастает в связи с притоком энергии от внешнего источника.

Уравнение (7.51) получено для прямоходовой МС. Однако если провести аналогичные рассуждения для МС с поворотным якорем, то уравнение для ЭМС останется также аналогичным по форме. Так, для МС с поворотным якорем

$$M(\Psi, \phi) = -\frac{\partial W_m(\Psi, \phi)}{\partial \phi} = -\frac{\partial}{\partial \phi} \int_0^\Psi i(\Psi, \phi) d\Psi,$$

где $M(\Psi, \phi)$ — момент, создаваемой ЭМС и действующий на поворотную часть МС; ϕ — угол поворота.

Координату δ в (7.51) можно рассматривать как обобщенную. Уравнением (7.51) можно пользоваться следующим образом. Пусть, например, при неизменном потокосцеплении

$\Psi = \Psi_1$ и зазоре $\delta = \delta_1$ необходимо рассчитать электромагнитную силу F . Для этого следует задаться небольшим перемещением якоря $\Delta\delta$ и рассчитать значения магнитной энергии при $\delta = \delta_1$ и $\delta = \delta_1 + \Delta\delta$: $W_m(\Psi_1, \delta_1) = kS_{0ad}$ и $W_m(\Psi_1, \delta_1 + \Delta\delta) = kS_{0bd}$ (рис. 7.28). По (7.51) можно найти среднюю силу на отрезке $[\delta_1, \delta_1 + \Delta\delta]$, т. е. $F \approx \Delta W_m / \Delta\delta = -k(S_{0bd} - S_{0ad}) / \Delta\delta$.

Если сила $F > 0$, то это значит, что сила действует на якорь в направлении изменения координаты положения якоря, а если $F < 0$, то сила фактически направлена в сторону, противоположную росту координаты якоря.

Сила по уравнению (7.51) является функцией независимых переменных Ψ и δ . Поэтому при вычислении частной производной по координате δ потокосцепление Ψ полагается постоянным (не зависящим от δ). Для расчета ЭМС на практике часто используют уравнение для силы $F(i, \delta)$ в функции независимых переменных i и δ . В этом случае имеем $\Psi = \Psi(i, \delta)$ $W_m = W_m(i, \delta)$. Магнитная энергия, запасаемая в МС: $W_m = W_m(\Psi, \delta) = \int_0^\Psi i(\Psi, \delta) d\Psi$. Для того чтобы перейти к новым независимым переменным i , δ , в этом выражении выполним интегрирование по частям:

$$W_m(\Psi, \delta) = W_m(i, \delta) = \int_0^\Psi i(\Psi, \delta) d\Psi = i\Psi - \int_0^\Psi \Psi(i, \delta) di. \quad (7.52)$$

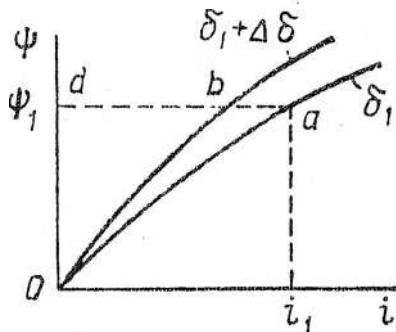


Рис. 7.28. К расчету электромагнитной силы, действующей на якорь

Этому равенству можно дать геометрическую интерпретацию (рис. 7.28). Например, для частных значений Ψ_1 и δ_1 энергия $W_m(\Psi_1, \delta_1)$ определяется площадью S_{0ad} . Эту площадь можно найти как $S_{0ad} = S_{0i,a} - S_{0i,a}$, что отражает (7.52). Таким образом,

$$W_m(i, \delta) = i\Psi - \int_0^i \Psi(i, \delta) di. \quad (7.53)$$

Интеграл в (7.53) физического смысла не имеет. Но его введение помогает анализировать поведение МС. Этот интеграл называют иногда коэнергией МС:

$$W_{ko}(i, \delta) = \int_0^i \Psi(i, \delta) di.$$

На рис. 7.28 для $i = i_1$ и $\delta = \delta_1$ кознегия $W_{\text{ко}}(i_1, \delta_1)$ определяется площадью $S_{0i,\delta}$. Найдем теперь полный дифференциал $dW_m(i, \delta)$ из (7.53):

$$dW_m(i, \delta) = d(i \cdot \Psi(i, \delta)) - dW_{\text{ко}}(i, \delta) = id\Psi(i, \delta) + \\ + \Psi(i, \delta)di - \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial i} di - \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} d\delta$$

и подставим его в (7.47). Учтем при этом, что

$$\frac{\partial W_{\text{ко}}}{\partial i} = \frac{\partial}{\partial i} \int_0^i \Psi di = \Psi.$$

Тогда

$$dA = id\Psi(i, \delta) - id\Psi(i, \delta) - \Psi(i, \delta)di + \Psi(i, \delta)di + \\ + \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} d\delta = \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} d\delta,$$

откуда

$$F(i, \delta) = \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} = \frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^i \Psi(i, \delta)di. \quad (7.54)$$

Заметим, что при вычислении производной в (7.54) ток i считается независящим от δ . Уравнения (7.51) и (7.54) при расчетах дают одно и то же значение силы F . Однако в различных случаях вычисление по одной из этих формул оказывается проще, чем по другой.

Получено два универсальных уравнения $F(\Psi, \delta) = -\partial W_m/\partial \delta$ и $F(\Psi, \delta) = +\partial W_m/\partial \delta$ для расчета ЭМС, действующей на подвижные элементы МС. Они справедливы для линейных и нелинейных МС с потоками рассеяния и без них, с постоянным объемом стали и с переменным, зависящим от зазора (пример таких МС дан на рис. 7.1, ∂, z, A).

Таким образом, при использовании (7.51) или (7.54) для расчета ЭМС частная производная по зазору берется от магнитной энергии или кознегии, запасаемой не в отдельной ее части, например в зазоре, а во всей МС, а именно в железе магнитопровода и в рабочих и нерабочих зазорах (к нерабочим зазорам относятся также воздушные промежутки, по которым замыкаются потоки рассеяния).

7.8. Расчет электромагнитных сил

Вычисление электромагнитных сил (ЭМС) по формулам $F = \Delta A / \Delta \delta$ и $F = -\Delta W_M / \Delta \delta$ (см. разд. 7.7) требует расчета кривых $\Psi(i)$, по крайней мере, для двух значений зазоров δ и $\delta + \Delta \delta$. Построение этих кривых — достаточно трудоемко и при этом сила вычисляется с небольшой точностью, так как в указанных выше формулах числители — суть разница величин одного порядка. Поэтому на практике используют формулы, полученные для частных случаев ЭММ из (7.51) или (7.54). Рассмотрим некоторые из них.

Линейные ЭММ. К этим ЭММ относятся такие, у которых магнитные характеристики (проводимости отдельных участков) не зависят от потока (или тока). Из рассмотренных выше к линейным относятся ЭММ, изображенные на рис. 7.7 и 7.8. Некоторые ЭММ с магнитопроводом из стали с малой индукцией также можно считать линейными, например ЭММ, изображенные на рис. 7.4, а—е и 7.6. У этих ЭММ в токоведущих частях, расположенных вблизи друг от друга, проходят токи противоположных направлений. Поэтому результирующий поток в магнитопроводе относительно мал и не насыщает сталь магнитопровода.

ЭМС в линейных ЭММ рассчитать достаточно просто. Для ЭММ, изображенных на рис. 7.4, а—в и 7.7, а—в, потокосцепление пропорционально току $\Psi = Li$. Здесь $L = L(x)$ — индуктивность контура с током, зависящая от координаты (хода) x подвижных частей. Для расчета силы воспользуемся (7.54)

$$\begin{aligned} F(i, x) &= \frac{\partial}{\partial x} \int_0^l \Psi(i, x) di = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^l L(x) idi = \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(L(x) \frac{i^2}{2} \right) = \frac{i^2}{2} \frac{\partial L(x)}{\partial x}. \end{aligned} \quad (7.55)$$

Для электродинамического механизма (рис. 7.4, в; 7.7, в) при малых значениях хода индуктивность может быть аппроксимирована простым уравнением $L = L_0 + bx$, где b — коэффициент. Тогда ЭМС

$$F = bi^2/2. \quad (7.55a)$$

Индукционно-динамические механизмы (рис. 7.4,*г–е*; 7.6; 7.7,*г–д*) представляют собой магнитно-связанные контуры. Токи в контурах i_1 и i_2 , а взаимная индуктивность между ними $M(x)$, где x — ход подвижных частей ЭММ. Для расчета ЭМС необходимо иметь выражение для коэнергии или магнитной энергии, запасаемой в ИДМ при значении токов i_1 и i_2 . Отметим, что значение магнитной энергии $W_m(i_1, i_2, x)$ остается одним и тем же при любом порядке и законах изменения токов i_1 и i_2 . Важно только, чтобы ток в первом контуре достиг значения i_1 , во втором — i_2 . Поэтому выберем удобный для расчета способ установления токов: будем считать, что сначала в первом контуре устанавливается ток i_1 . При этом ток i_2 остается на нулевом уровне. Затем, когда ток в первом контуре достиг значения i_1 и остается неизменным, ток во втором контуре начинает возрастать до i_2 . Эти рассуждения верны и для определения коэнергии. Для расчета ЭМС в ИДМ воспользуемся вновь (7.54). Для этого найдем сначала коэнергию, полагая, что пока ток в первом контуре возрастает до i_1 , ток i_2 остается на нулевом уровне (см. рис. 7.5,*е*):

$$W_{\text{ко}}(i_1, i_2, x) = \int_0^{i_1} \Psi_1(i_1, 0, x) di_1 + \int_0^{i_2} \Psi_2(i_1, i_2, x) di_2,$$

где $\Psi_1(i_1, 0, x) = L_1 i_1 + M(x)0$; $\Psi_2(i_1, i_2, x) = L_2 i_2 + M(x)i_1$; L_1 и L_2 — собственные индуктивности контуров.

Произведя интегрирование, находим $W_{\text{ко}} = L_1 i_1^2 / 2 + L_2 i_2^2 / 2 + M(x)i_1 i_2$. Заметим, что для линейных ЭММ значение коэнергии совпадает со значением магнитной энергии.

Подставляя $W_{\text{ко}}$ в (7.54), получаем

$$F = \partial W_{\text{ко}}(i_1, i_2, x) / \partial x = i_1 i_2 \partial M(x) / \partial x. \quad (7.56)$$

Для многих индукционно-динамических механизмов с воздушным зазором (рис. 7.4,*г–е* и 7.7,*г, д*) взаимная индуктивность достаточно хорошо аппроксимируется выражением

$$M(x) = M_0 e^{-\alpha x}, \quad (7.57)$$

где M_0 и α — постоянные числа, зависящие от конструктивных размеров, числа витков и т. п.

Подставляя (7.57) в (7.56), получаем уравнение для ЭМС:

$$F = -i_1 i_2 \alpha M_0 e^{-\alpha x}. \quad (7.58)$$

Нелинейные ЭММ без рассеяния. В МС таких ЭММ (рис. 7.27) поток во всех последовательно соединенных участках один и тот же. ЭМС, действующую на якорь, найдем по (7.51):

$$F(\Psi, \delta) = -\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^\Psi i(\Psi, \delta) d\Psi = -\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^\Phi i(\Phi, \delta) N d\Phi. \quad (7.59)$$

В этом уравнении МДС iN (где ток $i(\Phi, \delta)$ — функция потока Φ и зазора δ) можно заменить суммой падений магнитных потенциалов $iN = \Phi(R_{m\text{ст}}(\Phi) + 2R_{m\Delta} + 2R_{m\delta}(\delta))$ в последовательно соединенных магнитных сопротивлениях стали $R_{m\text{ст}}$, нерабочих зазоров $R_{m\Delta}$ и двух рабочих зазорах $R_{m\delta}$. Подставляя это выражение для МДС в (7.59), получаем

$$\begin{aligned} F &= -\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^\Phi \Phi(R_{m\text{ст}}(\Phi) + 2R_{m\Delta} + 2R_{m\delta}(\delta)) d\Phi = \\ &= -\int_0^\Phi \Phi 2 \frac{\partial R_{m\delta}(\delta)}{\partial \delta} d\Phi = -\Phi^2 \frac{\partial R_{m\delta}(\delta)}{\partial \delta}. \end{aligned} \quad (7.60)$$

Здесь учтено, что частные производные по координате δ от Φ , $R_{m\text{ст}}(\Phi)$, $R_{m\Delta}$ равны нулю.

В МС с относительно небольшим рабочим зазором δ можно допустить, что поле в нем плоскопараллельное. Тогда магнитное сопротивление зазора длиной δ и площадью S_δ можно рассчитать по формуле $R_{m\delta} = \delta / (\mu_0 S_\delta)$ (для системы отсчета на рис. 7.27, а). Подставляя $R_{m\delta}$ в (7.60), находим силу, действующую на якорь:

$$F = -\Phi^2 / (\mu_0 S_\delta).$$

Знак “—” в этом выражении означает, что фактическое направление силы противоположно принятому на рис. 7.27, а.

Сила притяжения при наличии только одного зазора

$$F = \Phi^2 / (2\mu_0 S_\delta). \quad (7.61)$$

Выражение (7.61) называется формулой Максвелла.

Формулу (7.60) можно преобразовать к виду, в котором она применяется чаще. Для этого обозначим $R_{m\delta}$ результирующее магнитное сопротивление рабочих зазоров. Тогда с учетом того, что $\Phi = \Phi_\delta = U_\delta / R_{m\delta}$ и $R_{m\delta} = 1/G_{m\delta}$:

$$\begin{aligned} F &= -\frac{\Phi^2}{2} \frac{\partial R_{m\delta}}{\partial \delta} = -\frac{U_\delta^2}{2R_{m\delta}^2} \frac{\partial(1/G_{m\delta})}{\partial \delta} = \\ &= -\frac{U_{m\delta}^2}{2R_{m\delta}^2(-G_{m\delta}^2)} \frac{\partial G_{m\delta}}{\partial \delta} = \frac{U_{m\delta}^2}{2} \frac{\partial G_{m\delta}}{\partial \delta}, \end{aligned} \quad (7.62)$$

где U_δ — падение магнитного потенциала в зазоре. Формула (7.62) верна как для нелинейных ЭММ, так и для линейных.

Нелинейные ЭММ с рассеянием и переменным объемом магнитопровода. Рассмотрим общий случай нелинейного ЭММ с распределенной обмоткой и потоками рассеяния, переменной длиной магнитопровода (рис. 7.29, а), рабочим δ и нерабочими Δ_1 и Δ_2 немагнитными зазорами. Якорь в этом ЭММ движется поступательно. Если идеализировать характер прохождения магнитных потоков в МС и считать поле потоков рассеяния плоскопараллельным, а индукцию в сечении постоянной, тогда для МС можно составить схему замещения (рис. 7.29, б). На схеме обозначены: n — число ячеек (в пределе $n \rightarrow \infty$); i — номер ячейки; R_s , R_t — сопротивления на пути потоков рассеяния Φ_s и потоков в железе ячейки Φ_t в i -й ячейке; $f = F/n$ — МДС обмотки, приходящаяся на одну ячейку; R_δ , R_α , R_{Δ_1} , R_n , R_{Δ_2} , R_0 — магнитные сопротивления рабочего зазора, якоря, нерабочего зазора Δ_1 , участка переменной длины I_n магнитопровода, нерабочего зазора Δ_2 , основания МС. На схеме потоки рассеяния Φ_s условно изображены в одном направлении. Здесь следует учесть направление координаты δ (рис. 7.29, а). В связи с таким выбором направления δ ЭМС F должна быть направлена также вдоль

роста координаты. Поэтому рассчитанное значение силы F отрицательное. Это означает, что фактическое направление силы противоположно принятому. Для определения ЭМС воспользуемся (7.54):

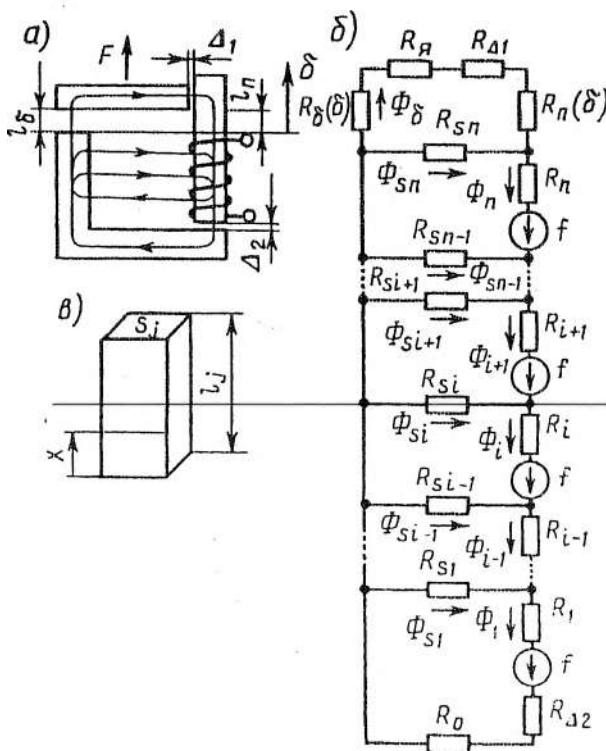


Рис. 7.29. Нелинейный ЭММ с потоками рассеяния и переменным объемом магнитопровода (а), его схема замещения (б) и элементарный участок магнитопровода с локальной координатной системой отсчета (в)

$$F(i_k, \delta) = \partial W_{ko}(i_k, \delta) / \partial \delta, \quad (7.63)$$

где i_k , δ — ток в катушке и координата якоря (независимые переменные); $W_{ko} = \sum W_{koj}$ — суммарная козергия, запасае-

мая во всех магнитных сопротивлениях элементов схемы (рис. 7.29, б); здесь j принимает значения от единицы до числа всех магнитных сопротивлений. Так как каждый j -й элемент принимает участие в создании полной ЭМС F , то часть этой силы F_j связанную с изменением энергии в j -м элементе, найдем по формуле

$$F_j = \frac{\partial}{\partial \delta} W_{koj} = \frac{\partial}{\partial \delta} \int_{V_j} W'_{koj}(\delta, V) dV, \quad (7.64)$$

где W'_{koj} — удельная объемная коэнергия элементарного объема j -го элемента.

Допустим, что поперечное сечение S_j каждого элемента МС сохраняется неизменным вдоль его длины l_j и в каждом элементе схемы замещения МС индукция в произвольном сечении элемента постоянна (рис. 7.29, в). Тогда интеграл по объему элемента можно заменить интегралом по его длине l_j

$$\int_{V_j} W'_{koj}(\delta, V) dV = S_j \int_0^{l_j} W'_{koj}(\delta, x) dx,$$

где x — независимая переменная интегрирования, изменяющаяся от нуля до полной длины l_j элемента. Таким образом,

$$F_j = \frac{\partial}{\partial \delta} \left(S_j \int_0^{l_j} W'_{koj}(\delta, x) dx \right) = S_j \left(\int_0^{l_j} \frac{\partial}{\partial \delta} W'_{koj}(\delta, x) dx + W'_{koj}(\delta, l_j) \frac{\partial l_j}{\partial \delta} \right), \quad (7.65)$$

где $W'_{koj}(\delta, l_j)$ — плотность коэнергии в сечении $x = l_j$, Дж/м³.

Если длина элемента l_j не изменяется с изменением координаты δ , то $\partial l_j / \partial \delta = 0$ и второе слагаемое в правой части (7.65) оказывается равным нулю. Для рассматриваемой МС с изменением координаты δ объем (длина) изменяется только у элементов R_δ и R_n . Поэтому ЭМС, создаваемую ими, будем определять по (7.65), а для всех остальных элементов

$$F_j = S_j \int_0^{l_j} \frac{\partial}{\partial \delta} W'_{koj}(\delta, x) dx. \quad (7.66)$$

Объемная плотность магнитной коэнергии

$$W'_{koj}(\delta, x) = \int_0^{H(\delta, x)} B dH, \quad (7.67)$$

где $H(\delta, x)$ — напряженность поля в сечении x (см. рис. 7.29,*в*) j -го элемента; B — индукция, зависящая от напряженности поля (эта зависимость определяется для ферромагнитных элементов кривой намагничивания).

Подставляя (7.67) в (7.66), находим

$$F_j = S_j \int_0^{l_j} \left(\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^{H(\delta, x)} B dH \right) dx = S_j \int_0^{l_j} B(\delta, x) \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx. \quad (7.68)$$

Так как при принятых параметрах поля (рис. 7.29,*а*) и схеме замещения (рис. 7.29,*б*) потоки рассеяния непосредственно с элементов отсутствуют, то индукция в элементе, имеющем постоянное поперечное сечение S_j , постоянна при любом значении координаты x (рис. 7.29,*в*). Поэтому ее можно вынести из-под знака интеграла в (7.68). Кроме того, так как верхний предел l_j интеграла в (7.68) не зависит от δ , то знак производной $\partial/\partial \delta$ также можно вынести из-под знака интеграла:

$$F_j = S_j B_j \frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^{l_j} H(\delta, x) dx = \Phi_j \frac{\partial U_{mj}}{\partial \delta}, \quad (7.69)$$

где Φ_j — поток в элементе j , U_{mj} — падение магнитного потенциала на нем.

Из схемы (рис. 7.29,*б*) видно, что объемы элементов R_p , R_s с номерами $i = 1, \dots, n$ и элементов R_o , $R_{\Delta 2}$, R_x , $R_{\Delta 1}$ не изменяются. Поэтому воспользуемся (7.69). Для каждой i -й ячейки, состоящей из элементов R_p , R_s , f , имеем

$$F_{ячi} = \Phi_i \frac{\partial U_{M,i}}{\partial \delta} + \Phi_{si} \frac{\partial U_{MS,i}}{\partial \delta}; \quad U_{M,i} = f - U_{MS,i} + U_{MS,i-1};$$

$$\Phi_{si} = \Phi_i - \Phi_{i+1}$$

Подставим второе и третье равенства в первое. Учтем при этом, что $\partial f / \partial \delta = 0$ (так как $f = iN/n$, а $\partial i_k / \partial \delta = 0$). Тогда

$$F_{ячi} = \Phi_i \frac{\partial U_{MS,i-1}}{\partial \delta} - \Phi_{i+1} \frac{\partial U_{MS,i}}{\partial \delta}.$$

По аналогии для соседних $i-1$ и $i+1$ ячеек сила

$$F_{яч,i-1} = \Phi_{i-1} \frac{\partial U_{MS,i-2}}{\partial \delta} - \Phi_i \frac{\partial U_{MS,i-1}}{\partial \delta};$$

$$F_{яч,i+1} = \Phi_{i+1} \frac{\partial U_{MS,i}}{\partial \delta} - \Phi_{i+2} \frac{\partial U_{MS,i+1}}{\partial \delta},$$

а для 1-й и n -й соответственно:

$$F_{яч1} = -\Phi_2 \frac{\partial U_{MS1}}{\partial \delta}; \quad F_{ячn} = \Phi_n \frac{\partial U_{MS,n-1}}{\partial \delta} - \Phi_0 \frac{\partial U_{MSn}}{\partial \delta}.$$

Суммируя силы по всем n ячейкам, замечаем, что противоположные члены сокращаются и сумма оказывается равной

$$F_{яч\Sigma} = -\Phi_0 \frac{\partial U_{MSn}}{\partial \delta}.$$

Найдем теперь силы, создаваемые элементами R_δ , R_n , $R_{\Delta 1}$, R_n $n+1$ ячейки. Объем элементов R_n и $R_{\Delta 1}$ не изменяется. Поэтому, полагая, что индукция $B(S) = \text{const}$, напряженность $H(l) = \text{const}$, можем воспользоваться (7.69), т. е. $F_R = \Phi_\delta \frac{\partial U_M}{\partial \delta}$;

$$F_{\Delta 1} = \Phi_\delta \frac{\partial U_{M\Delta 1}}{\partial \delta}.$$

Силу F_δ рассчитаем следующим образом. В зазоре длиной l_δ поток Φ_δ состоит из L элементарных трубок, причем $L \rightarrow \infty$. Для любой k -й трубки поток $B_k dS$ в ней постоянен по длине l_k трубки, а падение магнитного потенциала на ней U_δ . Поэтому, суммируя по всем трубкам, получаем

$$\begin{aligned}
W_{\text{ко}\delta} &= \sum_{k=1}^L W_{\text{ко}k} = \sum_{k=1}^L \int_{V_k} \frac{B_k H_k}{2} dV = \sum_{k=1}^L \int_{S_k l_k} \int \frac{B_k H_k}{2} dl dS = \\
&= \sum_{k=1}^L \int_{S_k} \frac{B_k}{2} dS \int_{l_k} H_k dl = \sum_{k=1}^L \int_{S_k} \frac{B_k}{2} U_{m\delta} dS = \\
&= U_\delta \sum_{k=1}^L \frac{B_k S_k}{2} = \frac{U_{m\delta}}{2} \Phi_\delta,
\end{aligned}$$

где V_k , S_k — объем и поперечное сечение k -й трубки потока.

Подставим найденное значение $W_{\text{ко}\delta}$ в (7.64). Тогда

$$F_\delta = \frac{\partial}{\partial \delta} \frac{U_{m\delta} \Phi_\delta}{2} = \frac{\partial}{\partial \delta} \frac{U_{m\delta}^2 G_\delta}{2} = \frac{U_{m\delta}^2}{2} \frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_{m\delta}}{\partial \delta}. \quad (7.70)$$

Найдем теперь по (7.65) силу, создаваемую в результате изменения энергии в участке стали переменной длины l_n (рис. 7.29, а).

Для этого участка плотность коэнергии $W'_{\text{ко}n}(\delta, x) = \int_0^{H(\delta, x)} B dH$.

Подставим эту величину в (7.65). Тогда получим

$$\begin{aligned}
F_n &= S_n \left(\int_0^{l_n} \frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^{H(\delta, x)} B dH dx + \int_0^{H(\delta, l_n)} B dH \frac{\partial l_n}{\partial \delta} \right) = \\
&= S_n \left(\int_0^{l_n} B(\delta, x) \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx + \int_0^{H(\delta, l_n)} B dH \frac{\partial l_n}{\partial \delta} \right).
\end{aligned}$$

Так как в элементе R_n индукция от координаты x не зависит (рис. 7.29, б, в), то ее можно вынести из-под знака интеграла в первом слагаемом правой части. В этом случае его можно преобразовать так:

$$\int_0^{l_n} B(\delta, x) \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx = B_n \int_0^{l_n} \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx =$$

$$= B_n \left(\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^{l_n} H(\delta, x) dx - \frac{\partial l_n}{\partial \delta} H(\delta, l_n) \right).$$

Учитывая это, для силы F_n имеем:

$$F_n = S_n \left[B_n \frac{\partial}{\partial \delta} U_{m,n} + \frac{\partial l_n}{\partial \delta} \left(B_n H(\delta, l_n) - \int_0^{B(\delta, l_n)} B dH \right) \right].$$

Выражение в круглых скобках здесь есть $\int_0^{B(\delta, l_n)} B dH$. Поэтому

для силы F_n окончательно получаем:

$$F_n = \Phi_n \frac{\partial U_{m,n}}{\partial \delta} - S_n \int_0^{B(\delta, l_n)} H dH \frac{\partial l_n}{\partial \delta}. \quad (7.71)$$

Отметим, что слагаемое $S_n \int_0^{B(\delta, l_n)} H dH \frac{\partial l_n}{\partial \delta}$ в этом выраже-

нии есть производная магнитной энергии по зазору в сечении $x = l_n$, т. е. в том месте, где происходит приращение длины магнитной системы. Множитель $\frac{\partial l_n}{\partial \delta}$ может иметь различные значения. Для МС (рис. 7.29, а) он равен +1, а для МС (см. рис. 7.26, а) $\frac{\partial l_n}{\partial \delta} = -1$. Полную ЭМС, действующую на якорь, найдем суммированием сил F_{ns} , F_s , F_{dl} , F_b и F_n :

$$\begin{aligned} F = & -\Phi_\delta \frac{\partial U_{m,n}}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_{m,y}}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_{m,d}}{\partial \delta} + \frac{U_{m,\delta}^2}{2} \frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} + \\ & + \Phi_\delta \frac{\partial U_{m,b}}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_{m,n}}{\partial \delta} - S_n \int_0^B H dH \frac{\partial l_n}{\partial \delta} = \end{aligned}$$

$$= \frac{U_{M\delta}^2}{2} \frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} - S_n \int_0^{B_n} HdB \frac{\partial l_n}{\partial \delta}. \quad (7.72)$$

При суммировании в (7.72) учтено, что (рис. 7.29,б)

$$-U_{mn} + U_{m\alpha} + U_{m\beta} + U_{m\gamma} + U_{m\delta} = 0. \text{ Слагаемое } S_n \int_0^{B_n} HdB (\partial l_n / \partial \delta)$$

в этом уравнении отлично от нуля при переменной длине магнитопровода МС. При постоянной длине оно равно нулю, так как $\partial l_n / \partial \delta = 0$ и (7.72) совпадает с (7.62). Слагаемое увеличивает силу притяжения якоря, если объем магнитопровода уменьшается, и уменьшает силу, если объем магнитопровода увеличивается (например, для МС на (рис. 7.26,а)). При увеличении объема требуется дополнительная магнитная энергия, намагничающая вновь вступающие в работу участки магнитопровода, а при уменьшении объема из намагниченных ранее участков магнитная энергия выделяется.

Рассмотрен общий случай нелинейного ЭММ с распределенной обмоткой, потоками рассеяния и измененной длиной магнитопровода, для которого ЭМС можно определить по (7.72). Отметим, что по уравнению (7.72) получаем неточное значение силы для ЭММ, у которых проводимость рассеяния изменяется с изменением положения якоря. Для таких ЭММ (например, на рис. 7.26,а с втягивающимся внутрь обмотки якорем) сила

$$F \approx \left(U_{M\delta}^2 / 2 \right) \left(\partial G_\delta / \partial \delta - g_s l_a^2 / l_k^2 \right) \quad (7.73)$$

или с учетом затрат магнитной энергии на намагничивание новых объемов стали

$$F \approx \frac{U_{M\delta}^2}{2} \left(\frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} - g_s \frac{l_a^2}{l_k^2} \right) - S_a \int_0^{B_a} HdB \frac{\partial l_a}{\partial \delta}, \quad (7.74)$$

где g_s — удельная проводимость потоков рассеяния; l_a — длина части якоря, втянутая в катушку; l_k — длина катушки; S_a , B_a — площадь поперечного сечения и индукции в якоре в месте приращения его длины.

Для многих ЭММ длина железных участков МС с ходом или поворотом якоря не изменяется. Кроме того, часто с достаточ-

ной для практики точностью можно пренебречь изменением проводимости для потоков рассеяния. В этом случае силу для прямоходовых или момент M для поворотных ЭММ, действующие на якорь, можно рассчитать соответственно по формулам:

$$F = \left(U_{m\delta}^2 / 2 \right) \partial G_\delta / \partial \delta; \quad M = \left(U_{m\delta}^2 / 2 \right) \partial G_\delta / \partial \phi. \quad (7.75)$$

7.9. Тяговые характеристики нейтральных электромагнитных механизмов

ЭММ постоянного тока. Как уже известно, тяговыми характеристиками ЭММ называют зависимости $F(\delta)$ ЭМС от зазора для ЭММ с прямоходовым якорем или $M(\phi)$ вращающего момента от угла поворота якоря для ЭММ с поворотным якорем при постоянной МДС обмотки. Вид тяговой характеристики зависит от конструктивного исполнения и рода тока в обмотке ЭММ. Рассчитать значения силы тяги можно по формулам (7.62), (7.72)–(7.75) или по общим формулам (7.51), (7.54). Типичные тяговые характеристики ЭММ постоянного тока приведены на рис. 7.30, где β — угол поворота якоря, а α — угол между осью полюсов и линией, соединяющей центры полюса и окружности, проходящей по поверхности полюса.

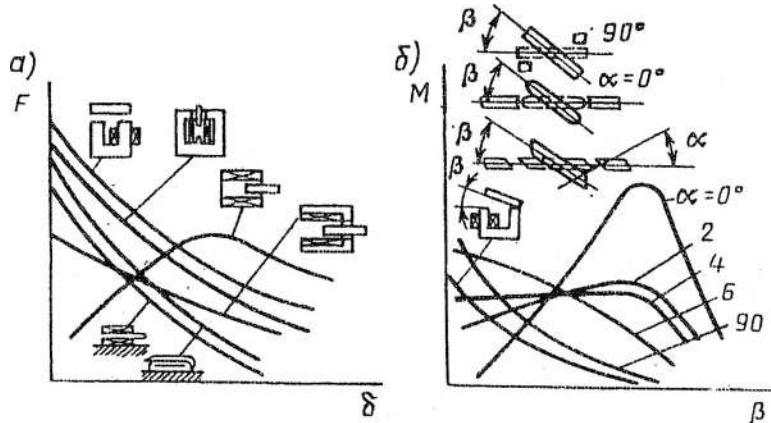


Рис. 7.30. Тяговые характеристики ЭММ постоянного тока с прямолинейным (а) и угловым (б) перемещением подвижных частей

ЭММ переменного тока. При расчете тяговых характеристик ЭММ переменного тока надо различать мгновенное F и среднее F_{cp} значения ЭМС, действующей на якорь. Если воспользоваться формулой Максвелла (7.61) и положить, что $\Phi_s = \Phi_{\delta_m} \sin \omega t$, то

$$F_s = \frac{\Phi_s^2}{2\mu_0 S_s} = \frac{\Phi_{\delta_m}^2 \sin^2 \omega t}{2\mu_0 S_s} = \frac{1}{2} \frac{\Phi_{\delta_m}^2}{2\mu_0 S_s} - \frac{1}{2} \frac{\Phi_{\delta_m}^2}{2\mu_0 S_s} \cos 2\omega t. \quad (7.76)$$

Первое слагаемое в правой части этого уравнения представляет собой среднее значение силы за полупериод. Оно обычно и принимается в расчетах как тяговое усилие ЭММ (рис. 7.31). Из (7.76) видно, что мгновенное значение силы изменяется с частотой вдвое большей, чем частота изменения потока. Среднюю силу F_{cp} можно выразить через действующее значение Φ_s потока в зазоре:

$$F_{cp} = (1/2) (\Phi_s \sqrt{2})^2 / (2\mu_0 S_s) = \Phi_s^2 / (2\mu_0 S_s). \quad (7.77)$$

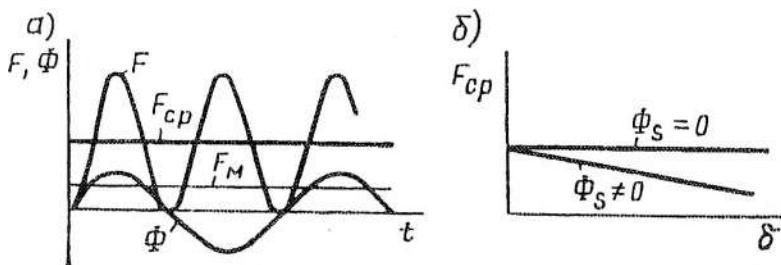


Рис. 7.31. Зависимости от времени потока Φ в зазоре, мгновенной F , средней F_{cp} и механической F_M сил, действующих на якорь (а) и тяговые характеристики (б) ЭММ переменного тока

В ЭММ переменного тока реактивная составляющая $X_s = \omega L$ электрического сопротивления обмотки обычно больше активной составляющей R_s . Поэтому можно полагать, что падение напряжения происходит только на X_s . В этом случае $d\Psi/dt = U_m \sin \omega t$, откуда можно получить $\Psi_m = U_m/\omega$ или, переходя к действующим значениям $\Psi = U/\omega$. Если допустить, что потоки рассеяния отсутствуют, то тогда по магнитопроводу

и зазору протекает один и тот же поток Φ_δ . В этом случае $\Phi_\delta = \Psi/N = U/(\omega N)$, т. е. поток в МС не зависит от зазора. Это объясняется тем, что при постоянном действующем значении напряжения U , приложенного к обмотке, с уменьшением или увеличением рабочего зазора δ соответственно уменьшается или увеличивается ток I (действующее значение) в обмотке:

$$I = \frac{U}{\omega L} = \frac{U}{\omega N^2 G_M} = \frac{U}{\omega N^2} (R_{\text{мст}} + R_{\text{мз}}) = \frac{U}{\omega N^2} \left(R_{\text{мст}} + \frac{\delta}{\mu_0 S_\delta} \right).$$

Отсюда следует, что и МДС $F_k = IN$ обмотки возрастает (или уменьшается) с увеличением (или уменьшением) зазора δ .

Если теперь подставить в (7.77) поток Φ_δ , выраженный через напряжение $U(\Phi_\delta = U/(\omega N))$, то уравнение для средней ЭМС, создаваемой одним полюсом, имеет вид

$$F_{\text{ср}} = U^2 / (2\omega^2 N^2 \mu_0 S_\delta), \quad (7.78)$$

где U — действующее напряжение, приложенное к обмотке.

Из (7.78) видно, что ЭМС в ЭММ переменного тока при отсутствии потока рассеяния ($\Phi_r = 0$) и в предположении отсутствия падения напряжения на активном сопротивлении обмотки остается постоянной при различных значениях рабочего зазора (рис. 7.31, б). В реальном случае только при зазоре $\delta = 0$ можно пренебречь R_s и потоками рассеяния и пользоваться (7.78). При значениях зазора, отличных от нуля, тяговое усилие меньше, чем найденное по (7.78) (рис. 7.31, б). В этом случае тяговая характеристика рассчитывается по (7.77) или при необходимости более точных расчетов по (7.51) и (7.54).

Из (7.76) видно, что мгновенное значение силы (рис. 7.31, а) изменяется от нуля до максимального значения. Если на якорь ЭММ действует еще и механическая сила F_m , задаваемая механизмом, который якорь приводит в движение, то в те моменты, когда $F_m > F(t)$, якорь начинает двигаться в направлении действия силы F_m , т. е. удаляться от ярма МС. Таким образом, якорь совершает малые колебательные движения, называемые вибрацией якоря. Вибрация якоря в данном случае — явление неже-

лательное. Для устранения вибрации в зазоре δ создают два или более потоков, сдвинутых по фазе один относительно другого. Таким образом, если, например, $\Phi_{18} = 0$, то в это же мгновение $\Phi_{28} \neq 0$ и ЭМС F , создаваемая им, также не равна нулю. Следовательно, результирующая ЭМС всегда больше нуля.

Создать сдвиг потоков в зазоре δ можно путем разветвления магнитопровода или его части на отдельные контуры, но так, чтобы общая ветвь контуров содержала полюс, который создает результирующую ЭМС F_Σ . Для примера на рис. 7.32, а приведена МС с одним контуром. Сила притяжения F_{18} , создаваемая одним правым полюсом, в этом случае определяется потоком Φ_{18} и в некоторые моменты времени спадает до нуля. Если изготовить магнитопровод, как показано на рис. 7.32, б, и осуществить питание дополнительной обмотки напряжением u_2 так, чтобы поток $\Phi_{28}(t)$ был сдвинут на угол α относительно

$\Phi_{18}(t)$, то средний полюс будет создавать результирующую силу $F_\Sigma(t)$, мгновенное значение которой легко найти, используя (7.76) и (7.77)

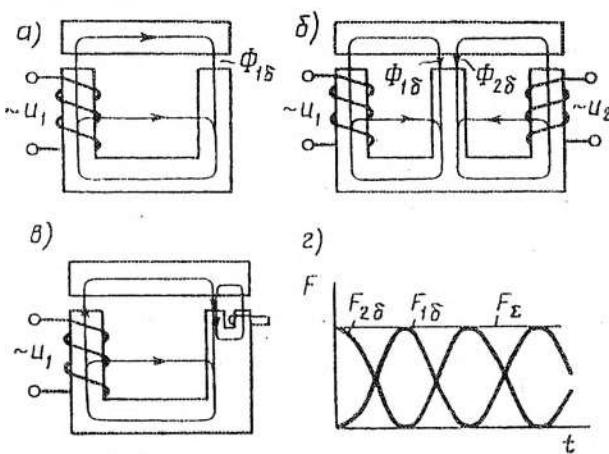


Рис. 7.32. МС с одним (а) и двумя (б, в) контурами для магнитного потока и зависимости сил от времени для них (2)

$$F_{\Sigma} = F_{18} + F_{28} = \frac{\Phi_{18m}^2}{2 \cdot 2\mu_0 S_8} (1 - \cos 2\omega t) + \\ + \frac{\Phi_{28m}^2}{2 \cdot 2\mu_0 S_8} (1 - \cos 2(\omega t + \alpha)). \quad (7.79)$$

При равных действующих значениях потоков $\Phi_8 = \Phi_{81} = \Phi_{82}$ из этой формулы можно найти минимальное и максимальное значения для результирующей силы среднего полюса

$$F_{\Sigma \min} = \frac{\Phi_8^2(1 - \cos \alpha)}{\mu_0 S_8}; \quad F_{\Sigma \max} = \frac{\Phi_8^2(1 + \cos \alpha)}{\mu_0 S_8}. \quad (7.80)$$

При $\alpha = \pi/2$ минимальное и максимальное значения результирующей силы совпадают и, следовательно, мгновенное значение результирующей силы, создаваемой средним полюсом, постоянно (рис. 7.32, г). Для ЭММ (рис. 7.32, б) требуется дополнительный источник питания или специальные фазосдвигающие схемы, обеспечивающие сдвиг потоков Φ_{18} и Φ_{28} на угол α . На практике можно обойтись без дополнительного источника питания или фазосдвигающих схем. Для этого достаточно замкнуть накоротко вторую обмотку (рис. 7.32, в). Эта обмотка обычно содержит один массивный виток, который называют экранирующим или короткозамкнутым.

При подключении напряжения u , по МС начинает проходить переменный поток. Часть этого потока сцепляется с экранирующим витком и индуцирует в нем ток $I_{\text{эк}} = \dot{E}_{\text{эк}} / Z_{\text{эк}}$, где $I_{\text{эк}}$, $E_{\text{эк}}$ — действующие значения тока и ЭДС в витке, а $Z_{\text{эк}}$ — его полное электрическое сопротивление. МДС, созданная током $I_{\text{эк}}$, направлена так, чтобы уменьшить поток $\Phi_{\text{эк}}$, сцепленный с витком. Таким образом, короткозамкнутый виток можно интерпретировать как дополнительное магнитное сопротивление на пути потока в том участке МС, который охватывает виток. Тогда МДС витка $I_{\text{эк}} N_{\text{эк}}$ ($N_{\text{эк}}$ — число витков короткозамкнутой обмотки; для одного витка $N_{\text{эк}} = 1$) можно заменить

падением магнитного потенциала на эквивалентном магнитном сопротивлении $Z_{\text{мэк}}$, т. е. $-I_{\text{эк}}N_{\text{эк}} = Z_{\text{мэк}}\Phi_{\text{эк}}$.

Из этого равенства находим

$$\begin{aligned} Z_{\text{мэк}} &= -\frac{I_{\text{эк}}N_{\text{эк}}}{\Phi_{\text{эк}}} = -\frac{N_{\text{эк}}\dot{\Phi}_{\text{эк}}/(R_{\text{ээк}} + jX_{\text{ээк}})}{\Phi_{\text{эк}}} = \\ &= -\frac{N_{\text{эк}}(-j\omega N_{\text{эк}}\dot{\Phi}_{\text{эк}})/(R_{\text{ээк}} + jX_{\text{ээк}})}{\dot{\Phi}_{\text{эк}}}, \end{aligned}$$

где $R_{\text{ээк}}, X_{\text{ээк}}$ — активная и реактивная составляющие электрического сопротивления экранирующего витка; ω — угловая частота приложенного к обмотке напряжения u_1 .

Сокращая в этом выражении числитель и знаменатель на $\dot{\Phi}_{\text{эк}}$ и выделяя вещественную и мнимую части, получаем

$$Z_{\text{мэк}} = \frac{\omega N_{\text{эк}}^2}{R_{\text{ээк}}^2 + X_{\text{ээк}}^2} (X_{\text{ээк}} + jR_{\text{ээк}}) = R_{\text{мэк}} + jX_{\text{мэк}}, \quad (7.81)$$

где $R_{\text{мэк}} = \omega N_{\text{эк}}^2 X_{\text{ээк}} / (R_{\text{ээк}}^2 + X_{\text{ээк}}^2)$, $X_{\text{мэк}} = \omega N_{\text{эк}}^2 R_{\text{ээк}} / (R_{\text{ээк}}^2 + X_{\text{ээк}}^2)$ — активная и реактивная составляющие магнитного сопротивления $Z_{\text{мэк}}$.

Опыт показывает, что обычно индуктивное электрическое сопротивление витка мало по сравнению с активным. Учитывая это и полагая $N_{\text{эк}} = 1$, находим эквивалентное магнитное сопротивление $Z_{\text{мэк}} = j\omega/R_{\text{ээк}}$, примерно равное реактивной составляющей $X_{\text{мэк}}$:

$$|Z_{\text{мэк}}| \approx X_{\text{мэк}} = \omega/R_{\text{ээк}}. \quad (7.82)$$

В соответствии с (7.81) экранирующий виток на схемах замещения можно представить двумя последовательно соединенными активным $R_{\text{мэк}}$ и реактивным $X_{\text{мэк}}$ магнитными сопротивлениями либо, если $R_{\text{ээк}} \gg X_{\text{ээк}}$, в соответствии с (7.82) — одним реактивным $X_{\text{мэк}}$.

На рис. 7.33,*a* показано направление потоков в участке МС с экранирующим витком, а на рис. 7.33,*б* — схема замещения этого участка. При составлении схемы МДС витка заменена падением магнитного потенциала на активном и реактивном магнитном сопротивлениях на пути результирующего потока $\Phi_{\text{эк}}$. Поток Φ_0 в точке *a* разбивается на потоки Φ_1 и Φ_2 . Поток $\Phi_{\text{эк}} = \Phi_1 + \Phi_{\text{эк}}$ протекает через неэкранированную, а поток $\Phi_{\text{эк}} = \Phi_2 - \Phi_{\text{эк}}$ — через экранированную части полюса. Основная доля потока рассеяния витка $\Phi_{\text{эк}}$ замыкается по пути с наименьшим магнитным сопротивлением, которое зависит как от длины воздушного зазора, так и от степени насыщения участка l_c магнитопровода. Потоки Φ_2 и $\Phi_{\text{эк}}$ направлены навстречу друг другу (рис. 7.33,*a*), т. е. поток $\Phi_{\text{эк}}$ незначительно насыщает железо участка l_c . Напротив, поток Φ_1 и совпадающий с ним по направлению поток $\Phi_{\text{эк}}$ значительно насыщают участок l_c . Поэтому $R_{\text{мст1}} \gg X_{\text{мст1}}$ и сопротивление $X_{\text{мст1}}$ можно не учитывать. Кроме того, так

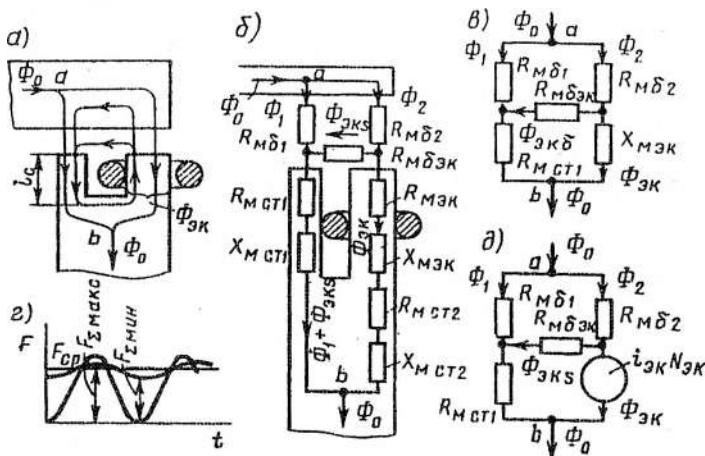


Рис. 7.33. Участок магнитопровода с экранирующим витком (*а*); его полная (*б*) и упрощенная (*в*) схемы замещения пассивными элементами при синусоидально изменяющихся переменных и ЭМС в зависимости от времени (*г*); упрощенная схема замещения с активными элементами для реальных законов изменения переменных (*д*)

как обычно экранирующие витки имеют $X_{з,эк} \ll R_{з,эк}$, то $|Z_{м,эк}| \approx X_{м,эк}$ [см. (7.82)] и $R_{м,эк}$ можно также не учитывать. Заметим также, что магнитные сопротивления $R_{м,ст2}$ и $X_{м,ст2}$ экранированного участка незначительны, так как этот участок ненасыщен, и ими можно пренебречь.

С учетом изложенного на рис. 7.33,*в* приведена схема замещения. Пользуясь ею по (7.79), можно рассчитать значения потоков Φ_1 и Φ_2 , угол сдвига α между ними и результирующую силу тяги, созданную полюсом с экранирующим витком (рис. 7.33,*г*). Если виток установлен, то минимальное значение результирующей силы всегда больше нуля. В этом случае, если полная сила тяги якоря, созданная совместно с другими полюсами, больше механической, то вибрация якоря отсутствует.

Выше приведен расчет силы тяги полюса с использованием метода эквивалентных синусоид. В реальном случае переменные в ЭММ могут изменяться по законам, значительно отличающимся от гармонических. Кроме того, этот метод нельзя использовать для расчета переходных процессов, которые часто и представляют наибольший интерес. Поэтому для расчета мгновенных значений переменных и переходных процессов следует использовать схему замещения с источником МДС $i_{зк}N_{зк}$, создаваемой экранирующим витком (рис. 7.33,*д*). Такой расчет трудоемок, и его целесообразно выполнять на вычислительных машинах.

7.10. Тяговые характеристики поляризованных электромагнитных механизмов

Требуется построить зависимость $M(\phi)$ вращающего момента от угла поворота якоря для силового поляризованного электромагнита (ПЭМ) с постоянным магнитом (рис. 7.34). ПЭМ состоит из постоянного магнита 1, верхнего 2 и нижнего 5 оснований, якоря 3 и П-образной магнитной системы 4 с обмотками управления на ней. Обмотки управления с числом витков N_1 и N_2 можно соединить согласно-параллельно или последовательно, но они могут быть и изолированы. В качестве постоянных магнитов силовых быстродействующих ЭММ могут использо-

ваться литье и металлокерамические сплавы и ферриты с большой удельной энергией, достигающей для лучших современных материалов 70 кДж/м³. Наиболее доступными являются ферриты — соединения окислов металлов (Ва, Со, Ст) с оксидами железа. Ферриты обладают большой коэрцитивной силой и малыми значениями магнитной проницаемости (большим внутренним магнитным сопротивлением).

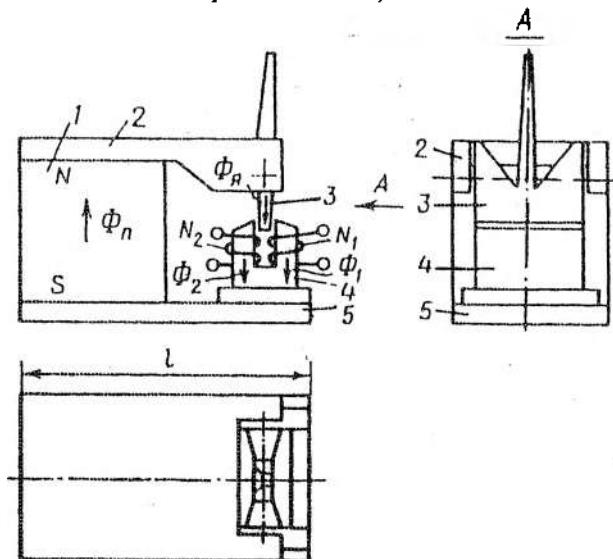


Рис. 7.34. Силовой быстродействующий поляризованный электромагнит

ПЭМ работает следующим образом. Поляризующий магнитный поток Φ_n проходит по основанию 2 и якорю 3. Затем он разбивается на потоки Φ_1 и Φ_2 . Так как якорь прилегает к правой части П-образной МС, то зазор δ_1 между якорем и МС очень мал. Поэтому поток Φ_1 значительно превышает поток Φ_2 . Соответственно и сила притяжения якоря к МС от потока Φ_1 больше, чем от потока Φ_2 , и якорь надежно удерживается у правой части П-образной МС. При поступлении тока в обмотку (ток можно пропускать по обмотке N_1 или N_2 , либо по обеим одновременно) такого направления, чтобы создавался поток

управления Φ_u , направленный навстречу потоку Φ_1 , поток в правом зазоре уменьшается, а в левом — возрастает. Это приводит к тому, что на якорь начинает действовать момент в направлении вращения часовой стрелки и якорь перебрасывается к левой части П-образной МС. После этого ток управления может быть снят, якорь остается в новом положении. Неподвижные части ПЭМ (поз. 2, 4, 5) имеют большие поперечные сечения. Поэтому при работе ПЭМ они не насыщаются и их магнитными сопротивлениями можно пренебречь. С учетом этого для ПЭМ без тока в обмотках управления можно составить схему замещения (рис. 7.35). На рисунке $R_{M\pi}$, F_ϕ — внутреннее магнитное сопротивление и фиктивная МДС постоянного магнита; R_m — магнитное сопротивление потоку утечки Φ_s между основаниями; R_{m1} , Φ_1 — магнитное сопротивление якоря и поток в нем; R_{m2} , Φ_2 — магнитное сопротивление зазоров и потоки в них.

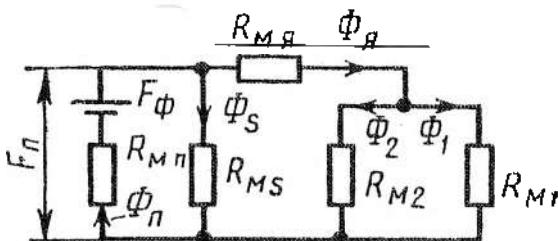


Рис. 7.35. Схема замещения ПЭМ без тока в обмотках управления

Поясним понятие фиктивной МДС постоянного магнита. Из курса ТОЭ известно, что если в магнитной цепи с постоянным магнитом изменяется зазор, то магнитное состояние постоянного магнита (рис. 7.36, а) определяется частной петлей гистерезиса (кривая 2), одна из вершин которой лежит на кривой размагничивания (кривая 1) [11]. Так как частная петля достаточно узкая, то при расчетах она заменяется прямой 3, называемой прямой возврата. Точка пересечения прямой возврата и кривой размагничивания называется точкой отхода (прямой возврата от кривой размагничивания). У выпускаемых промышленностью постоянных магнитов точка отхода с координатами H_d , B_d (рис. 7.36, б) соответствует такому магнитному состоянию постоянного магнита, при котором в его

магнитном поле запасена максимальная энергия. Угол β между прямой возврата и осью абсцисс для различных материалов различен. Отношение $\Delta B / \Delta H = k_b$ называют коэффициентом магнитного возврата или магнитной проницаемостью материала магнита. Значения координат точки отхода H_d , B_d и коэффициента возврата приводятся в справочной литературе.

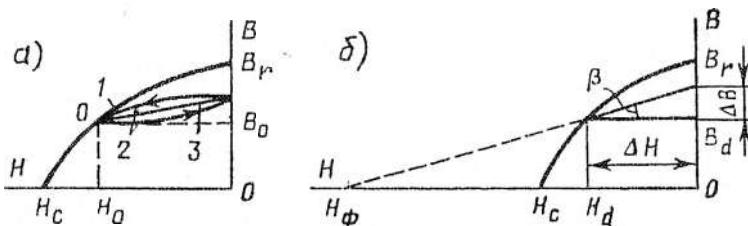


Рис. 7.36. Кривая размагничивания и частная петля гистерезиса
(*a*) постоянного магнита и определение фиктивной МДС (*b*)

При перемещении якоря (рис. 7.34) изменяется магнитное сопротивление на пути поляризующего потока. Это вызывает изменение индукции B и напряженности H материала постоянного магнита, причем между B и H имеется зависимость, соответствующая (рис. 7.36,*b*) прямой возврата. Используя значения H_d , B_d и k_b , можно получить аналитическую зависимость между текущими значениями H и B , т. е. $H = H_d + B_d/k_b - B/k_b$. В этом выражении $H_d + B_d/k_b = H_\Phi$ — число, называемое фиктивной коэрцитивной силой (см. рис. 7.36,*b*). Это число графически можно получить продлением прямой возврата до пересечения с осью абсцисс. Зная длину l_u и сечение S_u постоянного магнита и полагая, что магнитное состояние в каждой точке его объема одинаково, можно найти реальную разность магнитных потенциалов на концах магнита: $Hl_u = H_\Phi l_u - l_u B/k_b$. Второе слагаемое в этом равенстве можно преобразовать:

$$l_u B/k_b = l_u B S_u / (k_b S_u) = l_u \Phi_u / (k_b S_u) = R_{m,n} \Phi_u,$$

где Φ_u , $R_{m,n}$ — магнитный поток и внутреннее магнитное сопротивление постоянного магнита. Таким образом, разность магнитных потенциалов на концах магнита F_u равна постоянной по значению фиктивной МДС $F_\Phi = H_\Phi l_u$ за вычетом падения магнитного потенциала на магнитном сопротивлении магнита:

$$F_u = F_\Phi - R_{Mn} \Phi_u \quad (7.83)$$

Для расчета тягового момента ПЭМ без тока в обмотках составим уравнения, пользуясь схемой (см. рис. 7.35):

$$F_\Phi = \Phi_u R_{Mn} + \Phi_s R_{Ms};$$

$$F_\Phi = \Phi_u R_{Mn} + (\Phi_1 + \Phi_2) R_{M1} + \Phi_2 R_{M2}, \quad (7.84)$$

$$\text{где } \Phi_u = \Phi_s + \Phi_1 + \Phi_2;$$

$$\Phi_1 R_{M1} = \Phi_2 R_{M2}.$$

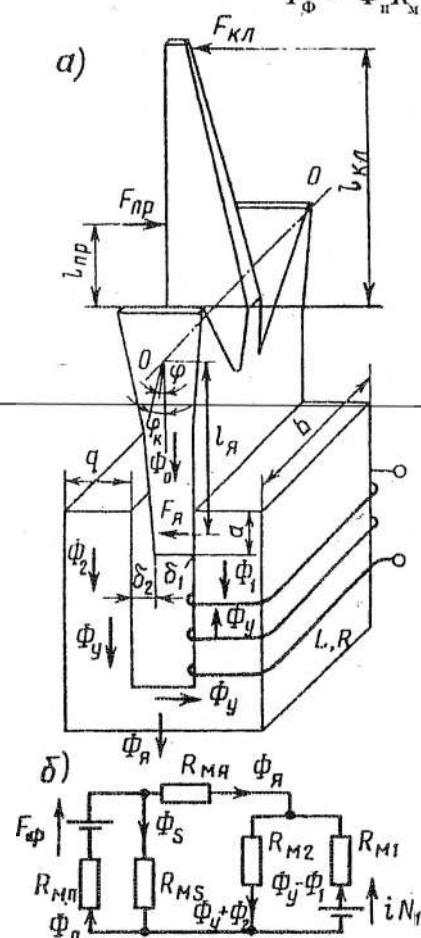


Рис. 7.37. К расчету тяговых моментов ПЭМ: а — участок МС; б — схема замещения ПЭМ с током управления в обмотке

При решении системы уравнений (7.84) в общем случае следует считать магнитное сопротивление якоря R_a зависящим от потока Φ . Рассматриваемый ПЭМ является быстродействующим. Для достижения максимального быстродействия его якорь изготавливается с минимальным моментом инерции, этим объясняются вырезы в якоре (см. рис. 7.34 и 7.37, а). Кроме того, попечерное сечение якоря выбирается также尽可能 минимальным. Поэтому якорь в любом положении остается насыщенным. В связи с этим можно считать магнитное сопротивление якоря не зависящим от угла поворота Φ . Таким образом, систему (7.84) можно считать линейной. Решая ее относительно потоков, получаем

$$\Phi_{\text{п}} = \frac{G_m(\varphi) F_{\Phi} (R_{m\text{я}} + R_{ms}) + F_{\Phi}}{G_m(\varphi) (R_{ms} R_{m\text{я}} + R_{m\text{я}} R_{m\text{п}} + R_{m\text{п}} R_{ms}) + R_{ms} + R_{m\text{п}}};$$

$$\Phi_s = (F_{\Phi} - \Phi_{\text{п}} R_{m\text{п}})/R_{ms};$$

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_{\text{п}} - (F_{\Phi} - \Phi_{\text{п}} R_{m\text{п}})/R_{ms}}{1 + R_{m1}(\varphi)/R_{m2}(\varphi)};$$

$$\Phi_2 = \frac{\Phi_{\text{п}} - (F_{\Phi} - \Phi_{\text{п}} R_{m\text{п}})/R_{ms}}{1 + R_{m2}(\varphi)/R_{m1}(\varphi)}, \quad (7.85)$$

здесь $G_m(\varphi) = 1/R_{m1}(\varphi) + 1/R_{m2}(\varphi)$ — суммарная проводимость двух зазоров; $R_{m1}(\varphi)$ и $R_{m2}(\varphi)$ — магнитные сопротивления правого и левого зазоров соответственно, зависящие от угла поворота якоря (расчитываются методами, изложенными в разд. 7.2).

Действующий на якорь момент найдем, используя формулу Максвелла для силы в правом δ_1 и левом δ_2 зазорах:

$$M = I_a F_a = I_a (\Phi_1^2 - \Phi_2^2)/(2\mu_0 S_{\delta}), \quad (7.86)$$

где I_a — плечо приложения результирующей силы F_a (рис. 7.37, а); $S_{\delta} = ab$ — площадь зазора.

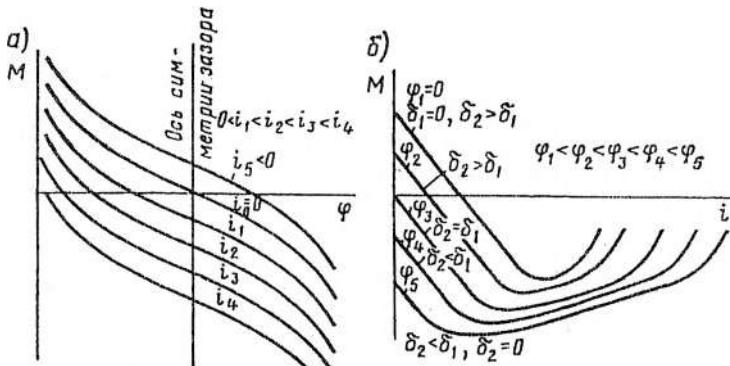


Рис. 7.38. Зависимость тягового момента ПЭМ от угла поворота якоря (а) и тока управления (б)

Зависимость момента M от угла поворота якоря Φ при нулевом токе управления приведена на рис. 7.38, а (кривая i_0). Момент $M = 0$ тогда, когда якорь находится на оси симметрии зазора. В этом случае $\Phi_1 = \Phi_2$, и силы в правом и левом зазорах уравновешиваются.

Рассчитаем теперь момент при управляемом токе. Положим, что ток проходит в одной обмотке N_1 . В общем случае поток управления, создаваемый МДС iN_1 , проходит по сопротивлению R_{m1} и разбивается на два потока (рис. 7.37, б) — один идет через R_{m2} , а другой — через R_{m3} . Долей потока управления, проходящей через R_{m3} и далее через магнитные сопротивления рассеяния и постоянного магнита R_{m4} , можно пренебречь. При этом большой погрешности в расчет не вносится, так как сопротивление R_{m2} левого зазора δ_2 (даже при наибольшем его значении) намного меньше, чем соединенные параллельно сопротивления R_{m3} и R_{m4} . Первое из них — это магнитное сопротивление относительно длинных воздушных промежутков, второе — сопротивление, определяемое размерами и коэффициентом возврата k_b постоянного магнита:

$$R_{m4} = l_w / (k_b S_w).$$

Коэффициент возврата для высокоэнергетических материалов с большой коэрцитивной силой ненамного превышает магнитную проницаемость воздуха ($\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м). Например, для ферритов бария, стронция, кобальта, для редкоземельных элементов с удельной энергией 10–65 кДж/м³ коэффициент возврата $k_b = (1,31-1,5)10^{-6}$ Гн/м. Таким образом, удельное сопротивление магнита лишь ненамного меньше сопротивления воздуха. Поэтому можно пренебречь долей потока Φ_y , проходящей по сопротивлению R_{m3} , и поэтому можно полагать, что весь поток управления замыкается в контуре, образованном сопротивлениями R_{m1} , R_{m2} . Если пренебречь потоками рассеяния обмотки управления, то поток управления можно рассчитать по формуле

$$\Phi_y = iN_1 / R_{m\delta}, \quad (7.87)$$

где $R_{m\delta} = R_{m1} + R_{m2}$.

Из рис. 7.37, а видно, что при любом положении якоря на пути потока управления Φ_y результирующий зазор $\delta = \delta_1 + \delta_2$ сохраняется неизменным. Так как сопротивления R_{m1} и R_{m2} можно полагать зависящими от зазоров δ_1 и δ_2 линейно ($R_{m1} = \delta_1 / (\mu_0 S_\delta)$ $R_{m2} = \delta_2 / (\mu_0 S_\delta)$), то сумму сопротивлений

$R_{m\delta} = R_{m\delta 1} + R_{m\delta 2}$ можно принять постоянной, не зависящей от угла поворота якоря. Таким образом, поток управления, найденный по (7.87), зависит только от тока управления. Теперь, используя принцип наложения, можно представить результатирующую потоки в правом δ_1 и левом δ_2 зазорах в виде

$$\Phi_{\delta 1} = \Phi_1 - \Phi_y; \quad \Phi_{\delta 2} = \Phi_2 + \Phi_y. \quad (7.88)$$

Подставляя эти потоки в (7.86) вместо Φ_1 и Φ_2 , соответственно, находим момент

$$M(i, \varphi) = I_a \left[(\Phi_1(\varphi) - \Phi_y(i))^2 - (\Phi_2(\varphi) + \Phi_y(i))^2 \right] / (2\mu_0 S_\delta), \quad (7.89)$$

где $\Phi_1(\varphi)$ — потоки, определяемые по (7.85), а $\Phi_y(i)$ — по (7.87) или по следующей формуле, вытекающей из (7.87):

$$\Phi_y = iN_1/R_{m\delta} = iN_1^2/(R_{m\delta} N_1) = iL_1/N_1 \quad (L_1 — \text{индуктивность обмотки } N_1).$$

При рассмотрении тяговых характеристик поляризованных ЭММ $M(i, \varphi)$ (рис. 7.38, а) необходимо учитывать, что если ЭММ относительно маломощный, то в таком ЭММ просто создать в обмотках управления большие токи. Если при этом постоянный магнит имеет сопротивление, сравнимое с сопротивлением зазора δ , то через магнит может проходить относительно большая доля потока управления, которая может вызвать размагничивание магнита. В этом случае точка отхода O (см. рис. 7.36, а) смещается по кривой размагничивания вниз, и значение фиктивной МДС уменьшается. Поэтому уменьшаются как потоки Φ_1 , Φ_2 , определяющие электромагнитную силу ПЭМ, так и сама ЭМС и момент [см. (7.89)]. При дальнейшем увеличении тока управления может произойти полное размагничивание магнита или даже его перемагничивание. При размагничивании поляризующий поток оказывается нулевым, и ЭММ становится нейтральным; при перемагничивании — направление поляризующего потока изменяется. В любом случае, если ток управления вызывает смещение точки отхода, то режим работы поляризованного ЭММ считается аварийным. Таким образом, при больших токах управления, вызывающих изменение координат точки отхода, электромагнитная сила (момент) может начать уменьшаться. Это подтверждают зависимости (рис. 7.38, б), полученные при больших токах управления.

7.11. Динамические характеристики электромагнитных механизмов

Динамическими характеристиками называют зависимости от времени в переходных режимах работы ЭММ тока $i(t)$, потокосцепления $\Psi(t)$, хода якоря $x(t)$, электромагнитной силы $F(t)$ и других величин. К главным динамическим характеристикам относят зависимости тока и хода от времени.

F_M, M_M

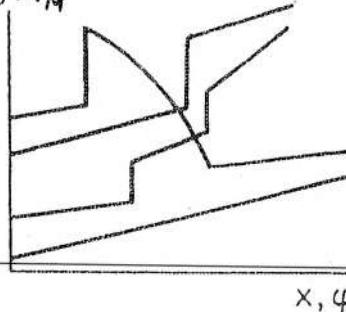


Рис. 7.39. Типичные механические характеристики ЭММ

Кроме этих зависимостей важными параметрами, характеризующими ЭММ, являются времена трогания $t_{\text{тр}}$ и срабатывания $t_{\text{ср}}$. Временем трогания называют время, прошедшее от момента подключения обмотки ЭММ к источнику питания до момента трогания подвижного элемента (якоря). Временем срабатывания называют время, прошедшее от момента подключения обмотки до окончания движения подвижного элемента на заданном интервале пути. Время срабатывания $t_{\text{ср}}$ равно сумме времен трогания $t_{\text{тр}}$ и движения $t_{\text{д}}$ подвижного элемента ЭММ на этапе движения. При срабатывании якорь перемещается и преодолевает силы (моменты) как механизма, который он приводит в движение, так и возвратных пружин, защелок и т. п. Зависимость суммы сил сопротивления $F_x(x)$ от хода якоря, приведенных к точке приложения ЭМС, или зависимость моментов сопротивления $M_x(\varphi)$ от угла поворота якоря, приведенных к оси вращения якоря, называется механической характеристикой. Графики зависимостей $F_x(x)$ и $M_x(\varphi)$ могут иметь самый различный вид (рис. 7.39).

В аппаратах высокого напряжения в качестве пусковых применяются быстродействующие ЭММ. Поэтому ниже рассматриваются динамические характеристики и способы их расчета только таких ЭММ. Высокое быстродействие могут обеспечить ЭММ постоянного тока, поляризованные, электродинамические

и динамические характеристики тока и хода от времени. Кроме этих зависимостей важными параметрами, характеризующими ЭММ, являются времена трогания $t_{\text{тр}}$ и срабатывания $t_{\text{ср}}$. Временем трогания называют время, прошедшее от момента подключения обмотки ЭММ к источнику питания до момента трогания подвижного элемента (якоря). Временем срабатывания называют время, прошедшее от момента подключения обмотки до окончания движения подвижного элемента на заданном интервале пути. Время срабатывания $t_{\text{ср}}$ равно сумме времен трогания $t_{\text{тр}}$ и движения $t_{\text{д}}$ подвижного элемента ЭММ на этапе движения. При срабатывании якорь перемещается и преодолевает силы (моменты) как механизма, который он приводит в движение, так и возвратных пружин, защелок и т. п. Зависимость суммы сил сопротивления $F_x(x)$ от хода якоря, приведенных к точке приложения ЭМС, или зависимость моментов сопротивления $M_x(\varphi)$ от угла поворота якоря, приведенных к оси вращения якоря, называется механической характеристикой. Графики зависимостей $F_x(x)$ и $M_x(\varphi)$ могут иметь самый различный вид (рис. 7.39).

и индукционно-динамические. Для получения малого времени срабатывания применяются специальные меры. Так, например, для уменьшения влияния вихревых токов на скорость увеличения магнитного потока в ферромагнитных магнитопроводах их изготавливают шихтованными. Для уменьшения времени движения подвижных частей ЭММ выполняют короткоходовыми, с минимально возможными подвижными массами или моментами инерции. Кроме того, питание быстродействующих ЭММ может подаваться только в течение короткого периода времени, поэтому ЭММ работают часто в форсированном режиме.

Для ЭММ постоянного тока с обмоткой, подключаемой к источнику напряжения (рис. 7.40, а), с момента подключения напряжения и до момента трогания ток в обмотке изменяется, как в обычной катушке с ферромагнитным сердечником. При неподвижном якоре ток изменялся бы до установившегося значения $I_{уст}$ по штриховой кривой (рис. 7.40, б). При движении якоря в кривой тока i имеется провал. Он объясняется существованием так называемой ЭДС движения. Поясним это понятие.

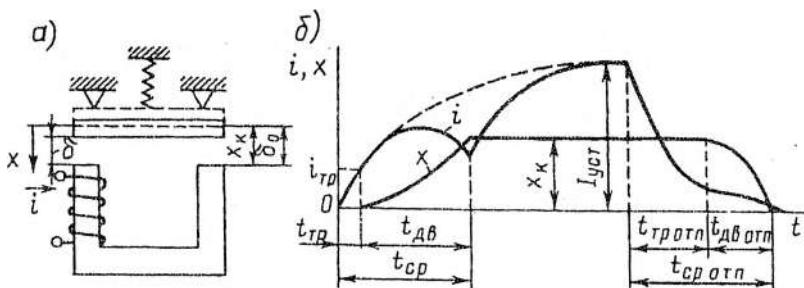


Рис. 7.40. Магнитная система (а) и типичные динамические характеристики (б) ЭММ

Потокосцепление обмотки $\Psi(i, \delta)$ является функцией двух независимых переменных: мгновенных значений тока i в обмотке и зазора δ . Так как между зазором и ходом якоря x имеется связь в виде

$$\delta = \delta_0 - x, \quad (7.90)$$

то вместо зависимости $\Psi(i, \delta)$ можно использовать зависимость $\Psi(i, x)$. С момента подачи на обмотку напряжения u , согласно

закону Кирхгофа, в любой момент времени t выполняется равенство

$$-d\Psi/dt = -u(t) + i(t)R_s, \quad (7.91)$$

где R_s — активное сопротивление обмотки, Ом.

ЭДС $-d\Psi(i, x)/dt$ можно представить в виде

$$-\frac{d\Psi(i, x)}{dt} = -\frac{\partial\Psi(i, x)}{\partial i} \frac{di}{dt} - \frac{\partial\Psi(i, x)}{\partial x} \frac{dx}{dt}. \quad (7.92)$$

Первое слагаемое правой части определяет ЭДС самоиндукции, как в обычной катушке с ферромагнитным сердечником. Оно содержит множитель $\partial\Psi(i, x)/\partial i$, называемый динамической индуктивностью L_d ($L_d(i, x) = \partial\Psi(i, x)/\partial i$). Второе слагаемое в (7.92) определяет ЭДС движения. Оно содержит множитель $dx/dt = v$, являющейся скоростью v якоря. Чем больше скорость якоря, тем больше ЭДС движения.

Представим (7.91) с учетом (7.92) в виде

$$i(t) = \left(u(t) - \frac{\partial\Psi(i, x)}{\partial i} \frac{di}{dt} - \frac{\partial\Psi(i, x)}{\partial x} v \right) / R_s.$$

Отсюда следует, что чем больше ЭДС движения, тем больше та часть напряжения u , которая идет на ее уравновешение, и тем меньше доля напряжения, остающаяся для создания тока i в обмотке. Поэтому в кривой тока $i(t)$ при ходе якоря имеется провал (рис. 7.40, б). Как только якорь останавливается (ход x равен конечному значению x_k), скорость его равняется нулю ($v = 0$) и ЭДС движения также равняется нулю. С этого момента ток в обмотке изменяется снова, как в катушке с ферромагнитным сердечником, до установившегося значения.

7.12. Расчет времени трогания якоря

Трогание якоря происходит в тот момент, когда ЭМС $F(t)$ [см. (7.62) и (7.72)] или момент $M(t)$ равняется начальному усилию $F_0 = F_x(0)$ или моменту $M_0 = M_x(0)$ механической характеристики. Поэтому для отыскания зависимости $i(t)$ или $\Psi(t)$ на

этапе трогания уравнение (7.91) следует решать при $x = 0$ до момента $t = t_{\text{тр}}$. Для определения времени трогания $t_{\text{тр}}$ необходимо решить уравнение

$$F(t_{\text{тр}}) = F_0 \text{ или } M(t_{\text{тр}}) = M_0 \quad (7.93)$$

относительно $t_{\text{тр}}$. В некоторых случаях $t_{\text{тр}}$ можно найти аналитически точно или приближенно. Для ЭММ с насыщающимся магнитопроводом $t_{\text{тр}}$ можно определить приближенно графо-аналитическим способом, либо с привлечением вычислительных машин.

ЭММ без железа или с непасыщенным магнитопроводом. Для расчета ЭМС таких ЭММ (см. рис. 7.4, а-в, 7.7, а-в и 7.40, а) воспользуемся (7.55). Тогда, согласно (7.93), $F(t_{\text{тр}}, 0) = F_0$ или $(i_{\text{тр}}^2)/2 \times (\partial L(0)/\partial x) = F_0$, где $\partial L(0)/\partial x$ — производная индуктивности обмотки по ходу, вычисленная при $x = 0$. Отсюда

$$i_{\text{тр}} = \sqrt{2F_0 / [\partial L(0)/\partial x]}. \quad (7.94)$$

Таким образом, по начальному значению механической силы F_0 найдено значение тока, при котором происходит трогание подвижного элемента. Зависимость $i(t)$ или $i(i)$ при $x = 0$ можно найти из решения (7.91). Для линейных ЭММ потокосцепление равно произведению коэффициента самоиндукции $L_0 = L(0)$ (индуктивность обмотки) на ток: $\Psi(i, 0) = L_0 i$. Поэтому согласно (7.91)

$$u(t) = L_0 (di/dt) + i(t) R_s. \quad (7.95)$$

Решение этого уравнения относительно тока для произвольного изменения напряжения имеет вид

$$i = \frac{1}{L_0} e^{-i/\tau} \int_0^t e^{i/\tau} u(\eta) d\eta, \quad (7.96)$$

где $\tau = L_0/R_s$ — постоянная времени обмотки; η — переменная интегрирования.

Для постоянного напряжения $u(t) = U$ из (7.96) следует

$$i = I_{\text{уст}} (1 - e^{-i/\tau}) \text{ или } t = \tau \ln \frac{I_{\text{уст}}}{I_{\text{уст}} - i}, \quad (7.97)$$

где $I_{\text{уст}} = U/R_s$ — установившееся значение тока в обмотке.

Подставляя в (7.97) вместо текущего значения тока i число $i_{\text{тр}}$, найденное по (7.94), получаем

$$t_{\text{тр}} = \tau \ln \frac{I_{\text{уст}}}{I_{\text{уст}} - i_{\text{тр}}}. \quad (7.98)$$

При произвольной форме напряжения $u(t)$ в результате интегрирования в (7.96) можно получить трансцендентное уравнение относительно t . В этом случае для определения времени трогания по (7.96) целесообразно построить график зависимости $i(t)$ и, задаваясь $i = i_{\text{тр}}$, по графику найти $t_{\text{тр}}$. Аналогично можно найти время трогания электродинамических (ЭДМ) и индукционно-динамических механизмов (ИДМ), питание которых производится от предварительно заряженного конденсатора.

Согласно схеме замещения ЭДМ (рис. 7.5, а), пока по диоду D ток не проходит, справедливо равенство

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_s + \frac{1}{C_0} \int_0^t idt - U_{c0} = 0; \quad i(0) = 0.$$

Решение этого уравнения известно [11]:

для колебательного разряда

$$i = \frac{U_{c0}}{\omega' L_0} e^{-\delta t} \sin \omega' t; \quad (7.99)$$

для апериодического разряда

$$i = \frac{U_{c0}}{2L_0 \alpha} e^{-\delta t} (e^{\alpha t} - e^{-\alpha t}); \quad (7.100)$$

для предельного случая апериодического разряда

$$i = \frac{U_{c0}}{L_0} t e^{-\delta t}. \quad (7.101)$$

В этих уравнениях $\delta = R_s / (2L_0)$; $\omega_0 = 1 / \sqrt{L_0 C}$; $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$;

$\alpha = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}$ (величины $\delta, \omega_0, \omega'$ и α измеряют в 1/с).

Построив график зависимости $i(t)$ по одной из этих формул, по току $i = i_{\text{тр}}$ находим $t_{\text{тр}}$. Для ИДМ, согласно схеме замещения (см. рис. 7.5, е), без диода D справедливы равенства

$$\frac{d\Psi_1}{dt} + i_1 R_{31} + \frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt - U_{c0} = 0; \quad \frac{d\Psi_2}{dt} + i_2 R_{32} = 0; \quad (7.102)$$

$$\Psi_1 = L_1 i_1 + M_0 i_2; \quad \Psi_2 = L_2 i_2 + M_0 i_1; \quad i_1(0) = 0; \quad i_2(0) = 0,$$

где $M_0 = M(0)$ — взаимная индуктивность при нулевом ходе, Гн.

Подставляя в первые два уравнения выражения для потокосцеплений, получаем

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + M_0 \frac{di_2}{dt} + i_1 R_{31} + \frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt = U_{c0};$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + M_0 \frac{di_1}{dt} + i_2 R_{32} = 0; \quad i_1(0) = i_2(0) = 0. \quad (7.103)$$

Точное решение (7.103) промоздко и сложно. Для его упрощения положим, что сопротивление R_{32} не влияет на ток i_2 ($R_{32} = 0$). Это допущение можно принять, так как во многих ИДМ сопротивление подвижного диска незначительно. Тогда, подставляя di_2/dt из второго уравнения (7.103) в первое, получаем

$$L_3 \frac{di_1}{dt} + i_1 R_{31} + \frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt = U_{c0}; \quad i_1(0) = 0,$$

где $L_3 = L_1 - M_0^2/L_2$ — эквивалентная индуктивность.

Решение этого уравнения совпадает с (7.99)–(7.101). Как правило, ток разряда конденсатора в ИДМ колебательный:

$$i_1 = \frac{U_{c0}}{\omega' L_3} e^{-\delta t} \sin \omega' t; \quad i_2 = -\frac{U_{c0} M_0}{\omega' L_2 L_3} e^{-\delta t} \sin \omega' t; \quad (7.104)$$

здесь $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; $\omega_0 = 1/\sqrt{L_3 C}$; $\delta = R_{31}/(2L_3)$.

Для определения времени трогания воспользуемся (7.56), (7.93) и (7.104):

$$F_m(0) = i_1 i_2 \frac{\partial M(0)}{\partial x} = -\frac{M_0 U_{c0}^2}{L_2 (\omega' L_3)^2} e^{-2\delta t_{tp}} \sin^2(\omega' t_{tp}) \frac{\partial M(0)}{\partial x}.$$

Полученное уравнение трансцендентное относительно времени трогания t_{tp} . Поэтому наиболее просто его решить графически.

Поляризованные ЭММ. Для расчета тягового момента (разд. 7.10) получено выражение (7.89). При трогании якоря электромагнитный момент $M(i, \phi)$ равен начальному моменту M_0 механической характеристики $M_m(\phi)$, т. е. $M(i_{\text{тр}}, 0) = M_m(0) = M_0$. Учитывая, что между током и потоком управления имеется зависимость (7.87), т. е. $i = \Phi_y R_{M\delta} / N_1$, из (7.89) при $M(i_{\text{тр}}, 0) = M_0$ получаем ток трогания:

$$i_{\text{тр}} = \left(\Phi_1^2 - \Phi_2^2 - M_0 2\mu_0 S_\delta / l_a \right) R_{M\delta} / [2N_1(\Phi_1 + \Phi_2)]. \quad (7.105)$$

Для определения времени трогания в зависимость $i(t)$ или $t(i)$ надо подставить значение тока трогания $i_{\text{тр}}$ из (7.105) и произвести соответствующие вычисления. Зависимость $i(t)$ можно определить из (7.95), если питание обмотки производится напряжением $u(t)$, или из уравнения

$$L_0 \frac{di_1}{dt} + iR_s + \frac{1}{C} \int_0^t idt - U_{c0} = 0, \quad (7.106)$$

если питание ПЭМ осуществляется от предварительного заряженного конденсатора. В (7.106) L_0 — индуктивность обмотки при угловом перемещении $\phi = 0$; R_s — ее активное сопротивление; C , U_{c0} — емкость и начальное напряжение на конденсаторе.

При питании ПЭМ постоянным напряжением решением (7.95) является (7.97), а время трогания вычисляется по (7.98), где $i_{\text{тр}}$ находится из (7.105). При питании ПЭМ от конденсатора решение (7.106) совпадает с (7.99)–(7.101). Из этих уравнений графически можно найти $t_{\text{тр}}$ при $i = i_{\text{тр}}$.

ЭММ с насыщающимся магнитопроводом. Для нелинейных ЭММ (как и для линейных) сначала необходимо по начальному усилию (моменту) найти ток $i_{\text{тр}}$ или потокосцепление $\Psi_{\text{тр}}$ трогания. Если имеется нелинейная МС (рис. 7.40, а), то ЭМС для нее можно рассчитать по формуле (см. разд. 7.8):

$F = \left(U_{M\delta}^2 / 2 \right) (\partial G_\delta / \partial \delta)$, где U_δ — падение магнитного потенциала в зазоре δ ; G_δ — магнитная проводимость зазора δ (при ходе якоря $x = 0$ зазор равен начальному $\delta = \delta_0$).

Приравнивая ЭМС и F_0 , получаем

$$U_{\delta\text{тр}} = \sqrt{2F_0 / (\partial G_{m\delta} / \partial \delta)}.$$

По $U_{\delta\text{тр}}$ можно найти поток в зазоре: $\Phi_{\delta\text{тр}} = U_{\delta\text{тр}} / G_{m\delta}$.

Если потоками рассеяния пренебречь, то поток будет один и тот же во всех частях МС. В этом случае можно найти потокосцепление $\Psi_{\text{тр}}$, при котором происходит трогание якоря:

$\Psi_{\text{тр}} = N\Phi_{\delta\text{тр}}$, где N — число витков обмотки. Если потоки рассеяния относительно велики и ими пренебречь нельзя, то для определения $\Psi_{\text{тр}}$ при известном значении потока трогания в зазоре $\Phi_{\delta\text{тр}}$ следует решить прямую задачу по расчету магнитной цепи. В результате такого расчета определятся как МДС трогания, так и потокосцепление трогания $\Psi_{\text{тр}}$. После этого из (7.91) необходимо определить зависимость $i(\Psi)$ при $x = 0$ и рассчитать время трогания, подставив в нее $\Psi = \Psi_{\text{тр}}$. Для этого представим (7.91) при $x = 0$ ($\delta = \delta_0$) в виде

$$\frac{d\Psi}{dt} = u(t) - i(\Psi)R_s, \quad (7.107)$$

где между током i и потокосцеплением Ψ имеется нелинейная зависимость $i(\Psi)$ или $\Psi(i)$ при $x = 0$ ($\delta = \delta_0$).

Эта зависимость (рис. 7.41, а) для заданной магнитной системы строится одним из методов, изложенных в разд. 7.5. На оси абсцисс отложено найденное выше значение $\Psi_{\text{тр}}$. Из (7.107)

$$t = \int_0^{\Psi} \frac{1}{u(t) - i(\Psi)R_s} d\Psi. \quad (7.108)$$

Построим график зависимости $i(\Psi)$ по (7.108) сначала для $u(t) = U_0 = \text{const}$. Для этого, задаваясь рядом значений потокосцепления Ψ , построим график подынтегральной функции $f(U_0, \Psi) = 1 / (U_0 - i(\Psi)R_s)$ (рис. 7.41, б, кривая $u = U_0$), где $i(\Psi)$ —

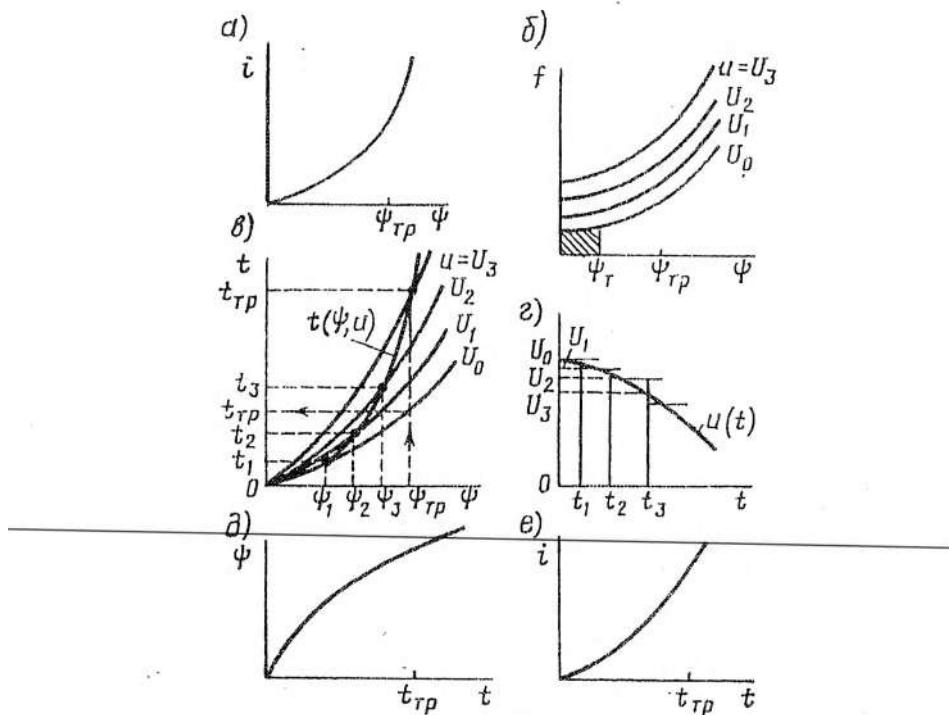


Рис. 7.41. К расчету динамических характеристик ЭММ

зависимость, заданная кривой на рис. 7.41,а. После этого, производя графическое интегрирование зависимости $f(U_0, \Psi)$, построим зависимость $t(\Psi)$ (рис. 7.41,в, кривая $u = U_0$):

$$t = \int_0^{\Psi} f(U_0, \Psi) d\Psi = S(\Psi) m_f m_{\Psi},$$

где $S(\Psi)$ — зависимость площади (на рис. 7.41,б заштрихованная площадь, соответствующая некоторому текущему значению Ψ_t) от координаты Ψ ; m_f m_{Ψ} — масштабы соответственно по осям f и Ψ . По построенной кривой $t(\Psi)$ (рис. 7.41,в), отложив значение Ψ_{tp} , можно найти и время трогания t_{tp} .

Если напряжение $u(t)$, приложенное к обмотке ЭММ, изменяется по произвольному закону (рис. 7.41,*г*), то в этом случае будем строить график $t(\Psi)$ в предположении, что напряжение $u(t)$ изменяется ступенчато, т. е. в течение некоторого интервала времени остается постоянным, а затем скачкообразно изменяется и снова некоторое время остается постоянным и т. д. (рис. 7.41,*г*). Заметим, что моменты времени, при которых происходит скачок напряжения, при этом неизвестны. На первом интервале принимаем напряжение $u(t) = u(0) = U_0$. Тогда значения подынтегральной функции $f(U_0, \Psi)$ в (7.108) становятся известны; эту функцию можно построить и проинтегрировать. На рис. 7.41,*в* (кривая $u = U_0$) построен график зависимости $t(U_0, \Psi)$ для этого случая. Нанесем на этом рисунке на интервал $[0, \Psi_{tp}]$ ряд значений Ψ , т. е. $\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_{tp}$. Тогда по кривой $u = U_0$ (рис. 7.41,*в*) можно определить время t_1 , соответствующее значению потокосцепления Ψ_1 . Отложим это время по оси времени (рис. 7.41,*г*) и найдем напряжение U_1 на обмотке, соответствующее этому моменту. Теперь в (7.108) вместо $u(t)$ представим $u(t_1) = U_1 = \text{const}$ и произведем новое построение подынтегральной функции $f(U_1, \Psi)$ (кривая $u = U_1$ на рис. 7.41,*б*), и ее интегрирование.

В результате получаем зависимость $t(U_1, \Psi)$, представленную на рис. 7.41,*в* (кривая $u = U_1$). Пользуясь этой кривой, по значению Ψ_2 находим время t_2 . Откладываем его на рис. 7.41,*г* и определяем $u(t_2) = U_2 = \text{const}$. Затем снова строим $f(U_2, \Psi)$, интегрируем эту зависимость и получаем зависимость $t(U_2, \Psi)$ и т. д. В результате такого построения на рис. 7.41,*в* получен ряд точек с координатами $(\Psi_1, t_1), (\Psi_2, t_2), (\Psi_3, t_3), \dots$, которые определяют зависимость $t(u, \Psi)$. По ней для значения Ψ_{tp} можно найти время трогания t_{tp} при изменяющемся напряжении на обмотке. Заметим здесь, что для повышения точности расчета времени трогания при изменяющемся напряжении следует задаваться большим числом значений Ψ_i (см. рис. 7.41,*в*).

По графику зависимости $i(u, \Psi)$ можно построить график обратной функции $\Psi(u, i)$ (рис. 7.41, δ), а затем, используя зависимость $i(\Psi)$ на рис. 7.41, a , построить $i(t)$ (см. рис. 7.41, e). Таким образом, на этапе трогания определены динамические характеристики $i(t)$, $\Psi(t)$ и время трогания.

7.13. Расчет времени движения

Для расчета динамических характеристик на этапе движения кроме уравнения равенства напряжений (7.91) совместно с ним необходимо решать уравнение равенства сил (моментов), действующих на подвижный элемент (якорь) ЭММ. При составлении этого уравнения учитываем, что электромагнитная сила $F(i(t), x(t))$ (или $F(\Psi(t), x(t))$) в каждое мгновение уравновешивается: 1) силой md^2x/dt^2 , требующейся для ускорения приведенной массы m , образованной массой подвижного элемента (якоря) ЭММ и всеми массами, приводимыми электромагнитным механизмом в движение; 2) силой, определяемой механической характеристикой $F_m(x)$; в эту силу можно ввести также силы тяжести, если они пренебрежимы или способствуют срабатыванию ЭММ и силы трения; 3) силой вязкого сопротивления $k_v dx/dt$, пропорциональной скорости подвижного элемента ЭММ и коэффициенту k_v , зависящему от вязких свойств среды. Все эти силы надо привести к одной точке. С учетом изложенного уравнение равенства сил (иногда его называют уравнением движения) для прямоходовых ЭММ имеет вид

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k_v \frac{dx}{dt} + F_m(x) = F(\Psi, x), \quad (7.109)$$

а для ЭММ с вращательным движением якоря

$$J \frac{d^2\phi}{dt^2} + k_v \frac{d\phi}{dt} + M_m(\phi) = M(\Psi, \phi), \quad (7.110)$$

где J — приведенный момент инерции относительно оси вращения якоря.

Уравнения (7.109) и (7.110) идентичны по форме (изоморфны); их решения также одинаковы по форме. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать уравнение равенства сил в виде (7.109) только для прямоходового ЭММ. Кроме уравнений (7.91) и (7.109) для расчета зависимостей $i(t)$ и $x(t)$ необходимо учитывать зависимости тока от потокосцепления и хода подвижного элемента (якоря) $i = i(\Psi, x)$ или $\Psi = \Psi(i, x)$; зависимость электромагнитной силы от потокосцепления и хода $F = F(\Psi, x)$ или $F = F(i, x)$, зависимость механической силы от хода $F_m = F_m(x)$. С учетом этого полная система уравнений динамики ЭММ, имеющего одну обмотку, для этапа движения приобретает вид:

$$d\Psi/dt + iR_o = u(t); \quad \Psi(0) = \Psi_{\text{тр}}; \quad (7.111)$$

$$\Psi = \Psi(i, x); \quad (7.112)$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k_v \frac{dx}{dt} + F_m = F; \quad x(0) = 0; \quad \dot{x}(0) = 0; \quad 0 \leq x \leq x_k; \quad (7.113)$$

$$F_m = F_m(x); \quad (7.114)$$

$$F = F(\Psi, x) \quad \text{или} \quad F = F(i, x), \quad F|_{i=0} = F_m(0) = F_0. \quad (7.115)$$

Аналитическое решение уравнений динамики в общем виде из-за их нелинейности не представляется возможным. В связи с этим для расчета динамических характеристик приходится либо решать уравнения численными методами или с использованием ЭВМ, либо принимать упрощающие допущения и искать приближенные решения. Рассмотрим приближенные способы расчета динамических характеристик на этапе движения для различных ЭММ.

ЭММ без железа или с ненасыщенным магнитопроводом. Электродинамические механизмы (ЭДМ) (рис. 7.4, а–в; 7.7, а–в) получают питание, как правило, от предварительно заряженных конденсаторов. Поэтому в (7.111) зависимость

$u(t) = -\frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt + U_{\text{тр}}$ — есть напряжение на конденсаторе, где

$U_{\text{тр}}$ — напряжение на обкладках конденсатора к моменту трогания. Это напряжение можно рассчитать по формуле

$U_{\text{tp}} = -\frac{1}{C} \int_0^{t_{\text{tp}}} i dt + U_{\text{e0}}$, где $i(t)$ — ток ЭДМ, рассчитываемый по

одной из формул (7.99)–(7.101) в зависимости от характера разряда конденсатора. Для решения уравнений динамики (7.111)–(7.115) примем следующие упрощающие допущения:

1. Так как ЭДМ являются быстродействующими, то для обеспечения высокого быстродействия ЭМС [см. разд. 7.8, уравнение (7.55а)] должна быть намного больше механической силы. Поэтому без большой погрешности механическую силу можно считать постоянной.

2. Потокосцепление Ψ для линейных ЭММ определяется через индуктивность L и ток i в катушках: $\Psi = Li$. Для ЭДМ с последовательно соединенными катушками под индуктивностью подразумевается результирующая индуктивность, образованная этими катушками. Для решения уравнений можно принять $L = L_0 = \text{const}$ и считать $\Psi = L_0 i$. При этом в расчет вносится погрешность. Однако на время движения и срабатывания она влияет мало, так как в ЭДМ ток и, следовательно, ЭМС достигают максимального значения при незначительных перемещениях подвижной катушки (см. рис. 7.5,2), а к моменту, когда перемещение близко к конечному, ток и сила заметно спадают, и уже мало влияют на изменение скорости катушки. Это допущение приводит к тому, что найденное расчетным путем время движения $t_{\text{дв}}$ оказывается меньше, чем в действительности.

С учетом допущений для ЭДМ на этапе движения имеем (см. электрическую схему замещения на рис. 7.42,а):

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_s + \frac{1}{C} \int_0^t idt = U_{\text{tp}}, \quad i(0) = i_{\text{tp}}; \quad (7.116)$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k_{\text{в}} \frac{dx}{dt} = F(t) - F_{\text{м}};$$

$$x(0) = 0; \quad \dot{x}(0) = 0; \quad 0 \leq x \leq x_{\text{к}}; \quad (7.117)$$

$$F(t) = P b / 2, \quad (7.118)$$

где $b = dL/dx$ — производная, вычисляемая при $x = 0$.

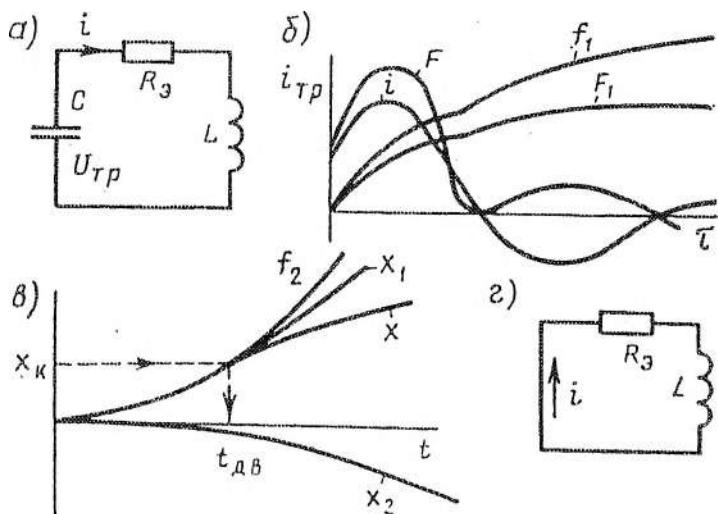


Рис. 7.42. К расчету динамических характеристик ЭДМ

Уравнение (7.116) с ненулевым условием решаем операторным способом. Пусть $i(t) = i(\underline{p})$, тогда $di/dt = \underline{p}(i(\underline{p}) - i_{tp})$ и

$$\int_0^t idt = i(\underline{p})/\underline{p}.$$

Представим (7.116) в операторном виде:

$$L_0 \underline{p} (i(t) - i_{tp}) + R_3 i(\underline{p}) + i(\underline{p})/(C \underline{p}) = U_{tp},$$

откуда

$$i(\underline{p}) = \frac{U_{tp}}{L_0} \frac{\underline{p}}{\underline{p}^2 + 2\delta\underline{p} + \omega_0^2} + i_{tp} \frac{\underline{p}^2}{\underline{p}^2 + 2\delta\underline{p} + \omega_0^2},$$

где $\delta = R_3/(2L_0)$; $\omega_0^2 = 1/(LC)$.

Приведем знаменатель $\underline{p}^2 + 2\delta\underline{p} + \omega_0^2$ к виду $(\underline{p} + \delta)^2 + \omega'^2$, где $\omega'^2 = \omega_0^2 - \delta^2$. Применяя затем основные теоремы операционного исчисления, находим оригинал:

$$i = \frac{U_{\text{tp}}}{L_0 \omega'} e^{-\delta t} \sin \omega' t + i_{\text{tp}} e^{-\delta t} \left(\cos \omega' t - \frac{\delta}{\omega'} \sin \omega' t \right). \quad (7.119)$$

Здесь принято $\omega_0^2 > \delta^2$, что имеется в оптимальных конструкциях ЭДМ.

Решим теперь уравнение баланса сил (7.117) операторным способом в общем виде, полагая, что сила $F(t)$ имеет изображение $F(p)$ и что начальные условия ненулевые: $x(0) = x_0$, $\dot{x}(0) = v_0$. Тогда (7.117) представим в операторной форме:

$$mp^2 x(p) + k_b p x(p) = F(p) - F_m + mx_0 p^2 + (mv_0 + k_b x_0)p,$$

откуда для изображения хода находим

$$\begin{aligned} x(p) = & \frac{1}{m} F(p) \frac{1}{p(p+\beta)} - \frac{F_m}{m} \frac{1}{p(p+\beta)} + x_0 \frac{p}{p+\beta} + \\ & + (v_0 + \beta x_0) \frac{1}{p+\beta}, \end{aligned} \quad (7.120)$$

где $\beta = k_b/m$.

Первое слагаемое в (7.120) представим в виде:

$$\frac{1}{m} F(p) \frac{1}{p(p+\beta)} = \frac{1}{m} \frac{1}{p} \frac{F(p)}{p} \frac{p}{p+\beta}.$$

Здесь имеем разделенное на \underline{p} произведение двух изображений: $F(p)/p$ оригинала $F_1(\tau) = \int_0^t F(\tau)d\tau$ и $p/(p+\beta)$ оригинала $e^{\beta t}$. По теореме о свертке двух функций находим оригинал для этого слагаемого:

$$\frac{1}{m} \frac{1}{p} \frac{F(p)}{p} \frac{p}{p+\beta} = \frac{1}{m} \int_0^t e^{-\beta(t-\tau)} F_1(\tau) d\tau =$$

$$= \frac{1}{m} e^{-\beta t} \int_0^t e^{-\beta \tau} F_1(\tau) d\tau.$$

В оригинале переменная интегрирования обозначена τ для того, чтобы отличить ее от переменной t и верхнего предела t , которые в процессе интегрирования считаются постоянными. Второе слагаемое в (7.120) дает оригинал

$$\frac{F_m}{m} \frac{1}{p(p+\beta)} = \frac{F_m}{m} \left[\frac{1}{\beta^2} (e^{-\beta t} - 1) + \frac{t}{\beta} \right],$$

а третье и четвертое соответственно

$$x_0 \frac{p}{p+\beta} = x_0 e^{-\beta t}; (v_0 + \beta x_0) \frac{1}{p+\beta} = \frac{v_0 + \beta x_0}{-\beta} (e^{-\beta t} - 1).$$

Таким образом, для оригинала хода из (7.120) имеем:

$$x = \frac{1}{m} e^{-\frac{k_b t}{m}} \int_0^t e^{\frac{k_b \tau}{m}} F_1(\tau) d\tau + \\ + \frac{F_m}{k_b} \left[\frac{m}{k_b} \left(1 - e^{-\frac{k_b t}{m}} \right) - t \right] + x_0 + \frac{v_0 m}{k_b} \left(1 - e^{-\frac{k_b t}{m}} \right), \quad (7.121)$$

где $F_1(t) = \int_0^t (i^2(\tau) b/2) d\tau$; $i(\tau)$ — ток, определяемый выражением (7.119).

Уравнение (7.121) — общее решение (7.117) с ненулевыми начальными условиями. В частном случае, когда начальный ход и скорость нулевые ($x_0 = 0, v_0 = 0$), в решении (7.121) остаются только два первых слагаемых.

При подстановке тока i из (7.119) в выражение для функции $F(\tau)$ в (7.121) получается выражение для хода x , которое здесь не приводится из-за его громоздкости.

Для определения времени движения и срабатывания можно построить последовательно графики функций: $i(\tau)$ — по (7.119);

$F(\tau) = i^2(\tau)b/2$ — по (7.118); $F_1(\tau) = \int_0^\tau F(\tau)d\tau$; $f_1(\tau) = F_1(\tau)e^{k_B\tau/m}$ — подынтегральной функции в первом слагаемом (7.121);

$f_2(t) = \int_0^t f_1(\tau)d\tau$ — интеграла в первом слагаемом (7.121); первого

$x_1(t) = e^{-k_B t/m} f_2(t)/m$, второго $x_2(t) = \frac{F_m}{k_B} \left(\frac{m}{k_B} \left(1 - e^{-\frac{k_B t}{m}} \right) - t \right)$ слагаемых и хода $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$ — по (7.121).

На рис. 7.42,б приведены графики указанных функций от независимой переменной τ , а на рис. 7.42,в — от времени t . По графику зависимости хода $x(t)$ и конечному значению хода x_x можно найти время движения $t_{\text{пп}}$, а затем и время срабатывания

$$t_{\text{ср}} = t_{\text{пп}} + t_{\text{шв}}.$$

Если конденсатор в ЭДМ зашунтируется диодом (см. рис. 7.5,а), то найденные решения $i(t)$ и $x(t)$ верны только до момента перехода напряжения на конденсаторе через нулевое значение. В этот момент ток в катушке $i_{\text{пер}}$, ход ее $x_{\text{пер}}$, а скорость $\dot{x}_{\text{пер}}$. С момента, когда диод шунтирует конденсатор, электрическая схема замещения ЭДМ становится иной (рис. 7.42,г). Если принять этот момент времени за нулевой, то в соответствии со схемой исходные уравнения динамики приобретут вид

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_s = 0, \quad i(0) = i_{\text{пер}};$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k_B \frac{dx}{dt} = F(t) - F_m, \quad x(0) = x_{\text{пер}}, \quad \dot{x}(0) = \dot{x}_{\text{пер}};$$

$$F(t) = i^2 b/2.$$

Решение первого уравнения имеет вид

$$i = i_{\text{пер}} e^{-R_s t / L_0}. \quad (7.122)$$

Решением второго уравнения является выражение (7.121), в которое вместо x_0 следует подставить $x_{\text{пер}}$, вместо v_0 значение $\dot{x}_{\text{пер}}$, а величину $i(t)$ подставлять в соответствии с (7.122).

Осцилограммы $i(t)$ и $i(x)$ при срабатывании ЭДМ с диодом представлены на рис. 7.5, д. Заметим, что кривая хода $x(t)$ ЭДМ с диодом с момента прохождения тока по диоду располагается немного выше, чем в ЭДМ без диода. Времена срабатывания в том и другом случае отличаются незначительно.

Приведенный расчет динамических характеристик ЭДМ выполнен с рядом упрощенных допущений. Погрешность такого расчета может достигать 15–30 %. Более точно динамические характеристики с учетом изменения индуктивности катушки и механической силы от хода можно рассчитывать аналитическим методом последовательных приближений [8] или с использованием вычислительных машин.

Индукционно-динамические механизмы (ИДМ) (рис. 7.4, г–е; 7.7, г, д), как и ЭДМ, получают питание от предварительно заряженных конденсаторов. Это позволяет получить быстронарастающие большие токи. Частота колебаний тока разряда конденсатора может достигать 2–3 кГц, а его амплитуда — 5–10 кА. На этапе движения динамические характеристики описываются уравнениями (7.102) равенства напряжений в контурах (схема замещения на рис. 7.43, а) и уравнениями равенства сил (7.113), причем ЭМС F в (7.113) определяется уравнением (7.56). Начальные условия для решения уравнений динамики (7.102), (7.113) и (7.56) определяются подстановкой времени трогания $t_{\text{тр}}$ в (7.104), ($i_1(0) = i_{1\text{тр}}$; $i_2(0) = i_{2\text{тр}}$) и условиями $x(0) = \dot{x}(0) = 0$.

Точное аналитическое решение уравнений динамики из-за их нелинейности не представляется возможным. В связи с этим прихо-

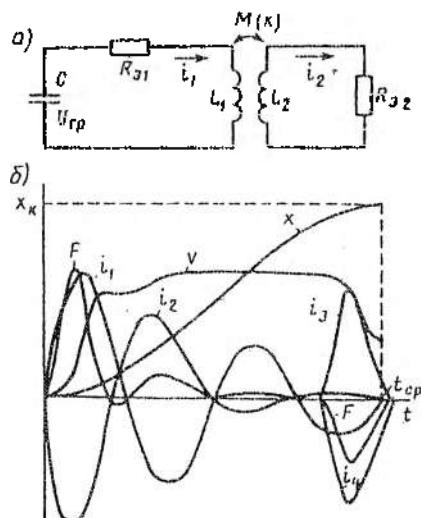


Рис. 7.43. Двухконтурная схема замещения на этапе ускорения (а) и динамические характеристики ИДИ при ускорении и электромагнитном торможении подвижного элемента

дится принимать упрощающие допущения. Из осцилограммы срабатывания ИДМ (см. рис. 7.5,и) видно, что основное изменение скорости диска и связанных с ним частей происходит за первый полупериод колебаний токов i_1 и i_2 . При этом ход диска относительно мал, и поэтому взаимную индуктивность $M(x)$ и ее производную $\partial M / \partial x$ на этом ходе для решения уравнений динамики можно считать постоянными. Во второй и последующие полупериоды колебаний тока электромагнитная ускоряющая сила F становится относительно небольшой и мало влияет на изменение параметров движения диска. В этом случае можно полагать, что диск в течение второго и последующего полупериодов движется по инерции; расчетное время срабатывания несколько больше действительного.

Кроме этих допущений обычно принимают механическую силу $F_m = 0$. Это допущение следует из того, что ЭМС F намного больше, чем механическая сила F_m . Оно приводит к уменьшению расчетного времени срабатывания против действительного и в некоторой степени компенсирует увеличение расчетного времени срабатывания, вызванное неучетом ЭМС во втором и последующих полупериодах колебаний тока. Это допущение означает, что трогание диска начинается в нулевой момент времени и, следовательно, $i_{1\text{pp}} = i_{2\text{pp}} = 0$.

С учетом допущений и принятого выше значения $R_{21} = 0$ [см. (7.103) и (7.104)] уравнения динамики ИДМ можно представить в виде

$$\begin{aligned} L_1 \frac{di_1}{dt} + i_1 R_{11} + \frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt &= U_{CO}; \quad i_1(0) = 0; \\ i_2 &= -\frac{M_0}{L_2} i_1; \quad i_2(0) = 0; \end{aligned} \quad (7.123)$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k_b \frac{dx}{dt} = F; \quad x(0) = 0; \quad \dot{x}(0) = 0;$$

$$F = i_1 i_2 b, \quad (7.124)$$

где $M_0 = M(0)$ — взаимная индуктивность при нулевом ходе, а $b = \partial M / \partial x$ — ее производная при $x = 0$ ($b < 0$); $L_s = L_1 - M_0^2 / L_2$ — эквивалентная индуктивность.

Решение уравнений (7.123) получено выше [см. (7.104)], а решение (7.124) совпадает с решением (7.117) при $x_0 = 0$, $v_0 = 0$, $F_x = 0$ [см. (7.121)] и имеет вид

$$x = \frac{1}{m} e^{-\frac{k_b t}{m}} \int_0^t e^{\frac{k_b \tau}{m}} F_1(\tau) d\tau, \quad (7.125)$$

где $F_1(\tau) = \int_0^\tau i_1(\tau) i_2(\tau) b d\tau$ — ЭМС, движущая диск.

Для ИДМ, работающих в среде с малой вязкостью, можно положить $k_b = 0$. Учитывая это и подставляя в (7.125) выражения для токов (7.104), получаем для хода:

$$x = \frac{1}{m} \int_0^t \int_0^t -\frac{U_{C0}^2 M_0 b}{(\omega' L_3)^2 L_2} e^{-2\delta t} \sin^2(\omega' t) dt^2; \quad (7.126)$$

для скорости $v = dx/dt$:

$$v = \frac{1}{m} \int_0^t -\frac{U_{C0}^2 M_0 b}{(\omega' L_3)^2 L_2} e^{-2\delta t} \sin^2(\omega' t) dt, \quad (7.127)$$

где $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; $\omega_0 = 1/\sqrt{L_3 C}$; $\delta = R_{31}/(2L_3)$.

Значения хода и скорости вычисляются по (7.126) и (7.127) до момента времени $t' = T/2 = \pi/\omega'$. С этого момента для определения хода и скорости следует решить уравнение

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + k_b \frac{dx}{dt} = 0; \quad x(0) = x(t') = x_0; \quad \dot{x}(0) = v(t') = v_0. \quad (7.128)$$

Его решение получаем из (7.121) при $F_1(\tau) = 0$ и $F_x = 0$:

$$x = x_0 + (v_0 m / k_b) \left(1 - e^{-k_b t/m}\right). \quad (7.129)$$

Если в (7.128) $k_b = 0$, то

$$x = x_0 + v_0 t. \quad (7.130)$$

Для определения времени движения $t_{\text{дв}}$ диска ИДМ наиболее просто построить график зависимости $x(t)$ до времени

$t = t' = \pi/\omega'$ по (7.125) или (7.126), а при $t > t'$ — по (7.129) или (7.130) и затем по конечному значению хода $x_{\text{к}}$ определить $t_{\text{дв}}$. Время срабатывания можно принять равным времени движения.

Если в ИДМ применяется электромагнитное торможение диска (см. рис. 7.7, *д*), то для расчета динамических характеристик на этапе торможения используют те же уравнения, что и для этапа ускорения, но с другими начальными условиями. При тех же допущениях, что и на этапе ускорения, система уравнений приобретает вид (схема замещения аналогична схеме на рис. 7.43, *а*):

$$L_3 \frac{di_3}{dt} + i_3 R_{33} + \int_0^t i_3 dt = U_{C0}; \quad i(0) = 0;$$

$$i_4 = -i_3 M_r / L_4; \quad i_4(0) = 0;$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k_b \frac{dx}{dt} = F; \quad x(0) = x_r; \quad \dot{x}(0) = v_r; \quad F = i_3 i_4 b_r,$$

где $L_3 = L_3 - M_r^2 / L_4$; i_3 , i_4 — токи в тормозном индукторе и диске; M_r — взаимная индуктивность между тормозным индуктором и диском в момент начала торможения; x_r , v_r — ход и скорость диска в момент начала торможения; $b_r = \partial M_r / \partial x$ — производная взаимной индуктивности по ходу ($b_r > 0$) при $x = x_r$.

Решение этих уравнений совпадает с (7.104) и (7.121). Динамические характеристики ИДМ с ускорением и торможением приведены на рис. 7.43, *б*.

Поляризованные ЭММ. Зависимости тока управления $i(t)$ в обмотке быстродействующего силового поляризованного электромагнита (ПЭМ), ток $i_{\text{тр}}$ и время $i_{\text{тр}}$ трогания определены в § 7.12. Приведем расчет зависимости тока $i(t)$ и хода $\Phi(t)$ якоря ПЭМ на этапе движения. Положим, что питающее напряжение U ПЭМ постоянное и что управляющий ток проходит по одной обмотке (см. рис. 7.37, *а*). Для расчета динамических характеристик составим уравнения равенства напряжений

$$d\Psi/dt + iR_3 = U, \quad (7.131)$$

где $\Psi = (\Phi_y - \Phi_1)N$, и равенства (7.110) моментов, действующих на якорь,

$$J \frac{d^2\varphi}{dt^2} + k_B \frac{d\varphi}{dt} + M_m(\varphi) = M; \quad (7.132)$$

здесь $M = I_a \left[(\Phi_1 - \Phi_y)^2 - (\Phi_2 + \Phi_y)^2 \right] / (2\mu_0 S_\delta) = I_a (\Phi_1 - \Phi_2 - 2\Phi_y) / (2\mu_0 S_\delta)$ — электромагнитный момент, определяемый (7.89).

Выражения (7.85) для потоков $\Phi_y = Ni/R_{m\delta}$, Φ_1 и Φ_2 , проходящих по зазорам δ_1 и δ_2 , получены в разд. 7.10:

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_n - (F_\Phi - \Phi_n R_{m\pi}) / R_{ms}}{R_{m\delta}} R_{m2}(\varphi);$$

$$\Phi_2 = \frac{\Phi_n - (F_\Phi - \Phi_n R_{m\pi}) / R_{ms}}{R_{m\delta}} R_{m1}(\varphi), \quad (7.133)$$

где $R_{m\delta} = R_{m1}(\varphi) + R_{m2}(\varphi) = (\delta_1 + \delta_2) / (\mu_0 S_\delta) = \text{const}$ — суммарное сопротивление на пути потока управления, не зависящее от угла поворота φ якоря.

Для упрощения расчетов допустим, что поляризующий магнитный поток Φ_n при повороте якоря не изменяется, т. е. $\Phi_n = \text{const}$. Это допущение не приводит к заметным погрешностям, так как внутренняя магнитная проводимость $G_{m\pi} = 1/R_{m\pi}$ постоянного магнита намного меньше суммарной проводимости зazorов $G_{m1}(\varphi) + G_{m2}(\varphi) = 1/R_{m1}(\varphi) + 1/R_{m2}(\varphi)$, изменение которой при повороте якоря мало влияет на изменение поляризующего потока. С учетом этого допущения числители в (7.133) — постоянные числа:

$$\Phi_n - (F_\Phi - \Phi_n R_{m\pi}) / R_{ms} = \Phi_a = \text{const}.$$

Представим также выражения для магнитных сопротивлений R_{m1} и R_{m2} в (7.133) через текущую координату угла поворота якоря φ , плечо I_a и конечный угол поворота якоря $\Phi_k = \delta/I_a$, где $\delta = \delta_1 + \delta_2$:

$$R_{m1} = \Phi I_a / (\mu_0 S_\delta); \quad R_{m2} = (\Phi_k - \Phi) I_a / (\mu_0 S_\delta).$$

С учетом изложенного и принятого допущения $\Phi_n = \text{const}$ уравнения динамики ПЭМ имеют вид:

$$L \frac{di}{dt} + \frac{\Phi_a I_a N}{\delta} \frac{d\phi}{dt} + i R_s = U; \quad (7.134)$$

$$J \frac{d^2\phi}{dt^2} + k_n \frac{d\phi}{dt} + M_m(\phi) = \frac{\Phi_a^2 I_a}{2\mu_0 S_\delta} - \frac{\Phi_a^2 I_a}{\mu_0 \delta S_\delta} \phi - \frac{\Phi_a I_a N}{\delta} i, \quad (7.135)$$

где $L = N^2/R_{m\delta}$ — индуктивность обмотки управления.

Начальные условия для решения этих уравнений на этапе движения следующие: $i(0) = i_{tp}$; $\phi(0) = 0$; $\dot{\phi}(0) = 0$. Для определенности зададимся линейно возрастающим механическим моментом M_m , определяемым уравнением $M_m(\phi) = M_0 + z\phi$, где M_0 — начальный момент, а z — коэффициент.

Для решения уравнений динамики ПЭМ воспользуемся операторным методом. Записав (7.134) и (7.135) в операторном виде, можно найти из них изображения тока $i(p)$ и хода $\phi(p)$:

$$i(p) = p g_i(p)/f(p), \quad \phi(p) = p g_\phi(p)/f(p),$$

где

$$g_i(p) = (U + L i_{tp} p) \left[J p^2 + k_n p + z + \frac{\Phi_a^2 I_a}{\mu_0 S_\delta} - \frac{\Phi_a^2 I_a}{\mu_0 \delta S_\delta} \right] -$$

$$- p \frac{\Phi_a I_a N}{\delta} \left(\frac{\Phi_a^2 I_a}{2\mu_0 S_\delta} - M_0 \right);$$

$$g_\phi(p) = \left(L p + R_s \left(\frac{\Phi_a^2 I_a}{2\mu_0 S_\delta} - M_0 \right) \right) - (U + L p i_{tp}) \frac{\Phi_a I_a N}{\delta};$$

$$f(p) = p \left[\left(L p + R_s \right) \left(J p^2 + k_n p + z + \Phi_a^2 I_a^2 / (\mu_0 S_\delta \delta) \right) - p \frac{(\Phi_a I_a N)^2}{\delta^2} \right].$$

С целью нахождения оригиналов разложим дроби $g_i(\underline{p})/f(\underline{p})$ и $g_\varphi(\underline{p})/f(\underline{p})$ на суммы элементарных дробей. Знаменатель в дробях представляет многочлен четвертой степени. Один корень его $\underline{p}_1 = 0$ известен, а остальные $\underline{p}_2, \underline{p}_3, \underline{p}_4$ можно найти из решения кубического уравнения $f(\underline{p})/\underline{p} = 0$, например, способом Кардано. Обычно корни $\underline{p}_2, \underline{p}_3, \underline{p}_4$ однократные. В этом случае разложение изображений $i(\underline{p}), \varphi(\underline{p})$ имеет вид

$$\begin{aligned} i(\underline{p}) &= \underline{p} \left[\frac{C_{i1}}{\underline{p} - \underline{p}_1} + \frac{C_{i2}}{\underline{p} - \underline{p}_2} + \frac{C_{i3}}{\underline{p} - \underline{p}_3} + \frac{C_{i4}}{\underline{p} - \underline{p}_4} \right]; \\ \varphi(\underline{p}) &= \underline{p} \left[\frac{C_{\varphi 1}}{\underline{p} - \underline{p}_1} + \frac{C_{\varphi 2}}{\underline{p} - \underline{p}_2} + \frac{C_{\varphi 3}}{\underline{p} - \underline{p}_3} + \frac{C_{\varphi 4}}{\underline{p} - \underline{p}_4} \right]. \end{aligned} \quad (7.136)$$

Коэффициенты разложения C_{ik} и $C_{\varphi k}$ ($k = 1, 2, 3, 4$), в (7.136) при однократных корнях можно найти по формулам:

$$C_{ik} = g_i(\underline{p}_k)/f'(\underline{p}_k); \quad C_{\varphi k} = g_\varphi(\underline{p}_k)/f'(\underline{p}_k); \quad (k = 1, 2, 3, 4),$$

где $g_i(\underline{p}_k)$ $g_\varphi(\underline{p}_k)$ — числители дробей, полученные при подстановке вместо \underline{p} корня \underline{p}_k ; $f'(\underline{p}_k)$ — производная многочлена знаменателя $f(\underline{p})$, вычисленная также при подстановке в нее вместо \underline{p} корня \underline{p}_k .

После того, как коэффициенты разложения определены, от изображений можно перейти к оригиналам. Учитывая, что $\underline{p}_1 = 0$, получаем

$$i(t) = C_{i1} + \sum_{k=2}^4 C_{ik} e^{\underline{p}_k t}; \quad \varphi(t) = C_{\varphi 1} + \sum_{k=2}^4 C_{\varphi k} e^{\underline{p}_k t}. \quad (7.137)$$

Если корни $\underline{p}_2, \underline{p}_3, \underline{p}_4$ вещественны, то и коэффициенты $C_{ik}, C_{\phi k}$ также вещественны, и уравнения (7.137) сохраняют свою форму. Если среди корней имеются мнимые (как на практике), например $\underline{p}_3 = a + jb$, $\underline{p}_4 = a - jb$, то они являются попарно сопряженными. В этом случае при вычислении коэффициентов C_{i3}, C_{i4} и $C_{\phi 3}, C_{\phi 4}$ они оказываются также мнимыми попарно сопряженными, а коэффициенты имеют вид $C_{3,4} = M \pm jN$, где M, N — вещественная и мнимая части. Тогда в выражениях (7.137)

$$\underline{C}_3 e^{\underline{p}_3 t} + \underline{C}_4 e^{\underline{p}_4 t} = (M + jN)e^{(a+jb)t} + (M - jN)e^{(a-jb)t}.$$

Раскрыв скобки и воспользовавшись затем формулами Эйлера

$$\cos bt = (e^{jbt} + e^{-jbt})/2, \sin bt = (e^{jbt} - e^{-jbt})/(2j),$$

$$\underline{C}_3 e^{\underline{p}_3 t} + \underline{C}_4 e^{\underline{p}_4 t} = 2e^{at}(M \cos bt - N \sin bt).$$

Таким образом, решение уравнений динамики ПЭМ (7.134) и (7.135) можно представить в виде:

$$i(t) = C_{i1} + C_{i2} e^{\underline{p}_2 t} + 2e^{at}(M_i \cos bt - N_i \sin bt);$$

$$\phi(t) = C_{\phi 1} + C_{\phi 2} e^{\underline{p}_2 t} + 2e^{at}(M_\phi \cos bt - N_\phi \sin bt), \quad (7.138)$$

где M_i, M_ϕ — вещественная часть коэффициентов $C_{i3}, C_{\phi 3}$; N_i, N_ϕ — их мнимая часть; a, b — вещественная и мнимая части корней $\underline{p}_3, \underline{p}_4$.

Определение времени движения якоря ПЭМ целесообразно производить графически. Для этого строится график зависимости $\phi(t)$ по (7.137) или по (7.138), а затем по значению Φ_k находится время движения $t_{\text{дв}}$. Время срабатывания определяется по формуле

$$t_{\text{ср}} = t_{\text{дв}} + t_{\text{рп}}.$$

Часто для срабатывания ПЭМ к обмотке подводят не постоянное напряжение U , а подключают предварительно заряженный конденсатор. В этом случае можно осуществить форсиров-

ку и добиться меньшего времени срабатывания ПЭМ. Кроме того, отпадает надобность коммутации постоянного напряжения U после срабатывания ПЭМ.

При работе от конденсатора в (7.134) вместо U следует под-

ставить $u(t)$, где $u(t) = -\frac{1}{C} \int_0^t i dt + U_{tp}$. Здесь U_{tp} — напряжение на обкладках конденсатора в момент трогания якоря. Методика решения уравнений динамики ПЭМ остается такой же, как изложенная выше для ПЭМ, работающего от постоянного напряжения. В изображениях $i(p)$ для тока и $\Phi(p)$ хода якоря в знаменателях содержится многочлен $f(p)$ пятой степени. Один его корень известен: $p_1 = 0$. Остальные можно найти из решения уравнения $f(p)/p = 0$ четвертой степени. Корни его $p_2 - p_5$ находят точно. Поэтому точно можно найти и решения уравнений динамики:

$$i(t) = \sum_{k=1}^5 C_{ik} e^{p_k t}; \quad \varphi(t) = \sum_{k=1}^5 C_{\varphi k} e^{p_k t}.$$

Время движения находится из графика $\varphi(t)$ при $\varphi = \varphi_k$.

ЭММ с насыщенным магнитопроводом. Пусть требуется рассчитать динамические характеристики $i(t)$, $x(t)$, описываемые системой (7.111)–(7.115), и время движения t_{dp} для быстродействующего электромагнита постоянного тока (рис. 7.44, а). Положим, что подвижные части находятся в газовой среде. Тогда коэффициент k_b в (7.113) можно принять равным нулю.

Найти аналитическое решение уравнений динамики не представляется возможным. Поэтому воспользуемся приближенным графо-аналитическим способом, предложенным проф. Н.Е. Лысовым. Согласно этому способу весь проходимый якорем путь $x_k = \delta_0$ разбивается на произвольное число участков (см. рис. 7.44, а). Для каждого значения зазора δ_j ($j = 0, 1, 2, 3, \dots, n$) рассчитывается зависимость $\Psi(i)$ (см. разд. 7.4) потокосцепления обмотки от тока в ней и строятся графики $\Psi(i, \delta_j)$ ($j = 0, 1, 2, \dots, n$).

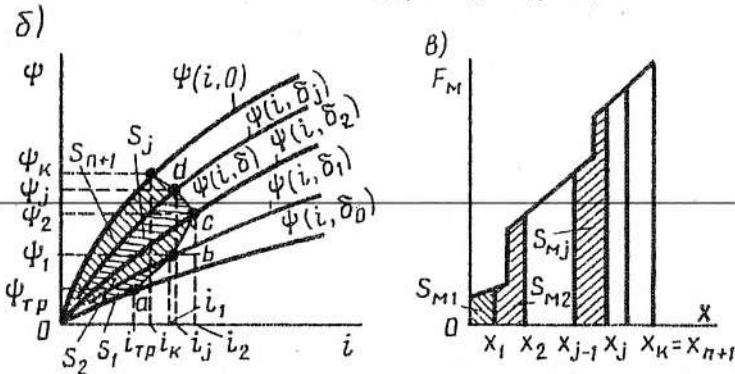
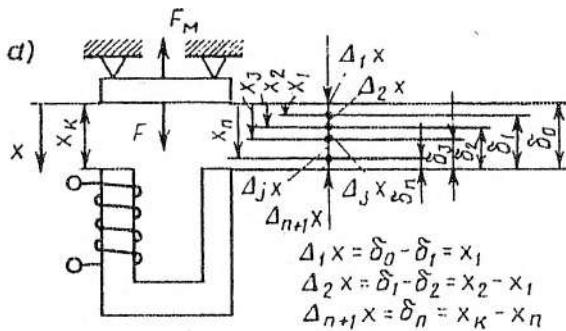


Рис. 7.44. К расчету динамических характеристик ЭММ по методу Н.Е. Лысова

Затем уравнения динамики представляются в конечных разностях. Предварительно равенство сил (7.113) преобразуется к равенству работ следующим образом (напомним, что принято $k_b = 0$). Если (7.113) умножить на dx и ввести в него переменную $v = dx/dt$ (v — мгновенное значение скорости якоря), то $d(mv^2/2) + F_m dx = F dx$, т. е. работа электромагнитных сил $F dx$ на пути dx затрачивается на совершение механической работы $F_x dx$ и прирост кинетической энергии якоря $d(mv^2/2)$. В конечных разностях уравнения имеют вид:

$$\Delta_j \Psi / \Delta_j t + i_{kp} R_s = U; \quad (7.139)$$

$$\Delta_j (mv^2/2) = F \Delta_j x - F_m \Delta_j x. \quad (7.140)$$

Равенство (7.139) используется для проверки правильности расчетов по (7.140). Так как изменение кинетической энергии происходит вследствие изменения скорости на каждом из участков $\Delta_j x$ ($j = 1, 2, \dots, n$), которые проходит якорь, то прирост кинетической энергии в конце каждого j -го участка $\Delta_j (mv^2/2) = m(v_{jk}^2 - v_{ji}^2)$, где v_{jk} , v_{ji} — скорость якоря в конце и начале j -го участка, м/с. Подставив это равенство в (7.140), можно найти скорость якоря в конце j -го участка:

$$v_{jk} = \sqrt{2(F\Delta_j x - F_m \Delta_j x)/m + v_{ji}^2}. \quad (7.141)$$

В этом равенстве $F\Delta_j x$ — работа, совершаяя ЭМС на участке хода $\Delta_j x$. Из рис. 7.44, б видно, что эта работа определяется площадью S_j (см. разд. 7.6), заключенной между кривыми $\Psi(i, \delta_{j-1})$, $\Psi(i, \delta_j)$ и переходной кривой $\Psi(i, \delta_j)$, т. е.

$$F\Delta_j x = S_j m_i m_\Psi, \text{ где } m_i, m_\Psi \text{ — масштабы по осям } i \text{ и } \Psi.$$

Механическая работа $F_m \Delta_j x$ на j -м участке, определяемая площадью S_{mj} , заключенной между графиком механической характеристики $F(x)$, осью абсцисс и прямыми с координатами x_j , x_{j-1} (рис. 7.44, б):

$$F_m \Delta_j x = \int_{x_{j-1}}^{x_j} F_m dx = S_{mj} m_F m_x,$$

где m_F , m_x масштабы по осям F и x .

Таким образом, в (7.141) работа ЭМС и работа по преодолению механических сил известны. Скорость якоря v_{ji} в начале j -го участка равна скорости якоря v_{j-1k} в конце предыдущего ($j-1$)-го участка, поэтому по (7.141), начиная с первого участка, можно провести расчеты.

Начальная скорость якоря $v_{1i} = 0$. Конечную v_{ik} найдем следующим образом. Ток и потокосцепление трогания рассчитаны на этапе трогания и определяют точку a на кривой $\Psi(i, \delta_0)$ (рис. 7.44, б). Когда якорь проходит первый участок, то зазор равняется δ_1 , и в конце этого участка в обмотке имеется некоторый ток i_1 ,

пока неизвестный. Нанесем произвольно на кривую $\Psi(i, \delta_1)$ точку b , определяющую ток i_1 . При этом полагаем, что зависимость потокосцепления $\Psi(i, \delta)$ от тока при изменяющемся зазоре δ определяется прямой, соединяющей точки a и b . Тогда по площади S_1 (рис. 7.44, б) можем определить работу ЭМС. Работу по преодолению механической силы определим по площади $S_{\text{м}}$ (рис. 7.44, в). Теперь можем рассчитать по (7.141) скорость v_{1k} в конце первого участка.

Затем по (7.139) необходимо проверить правильность положения точки b . Если равенство (7.139) выполняется, то это означает, что положение точки b выбрано правильно. Следовательно, приращение потокосцепления $\Delta_1\Psi = \Psi_1 - \Psi_{tp}$ на первом участке хода, время $\Delta_1 t$, за которое участок пройден, и средний ток в обмотке $i_{1cp} = (i_{tp} + i_1)/2$ на участке имеют значения, при которых удовлетворяются (7.139) и (7.140) одновременно. Время $\Delta_1 t$ находится делением пути $\Delta_1 x$ на среднюю скорость $v_{1cp} = (v_{1h} + v_k)/2 = (0 + v_{1k})/2$, т. е. $\Delta_1 t = \Delta_1 x / v_{1cp}$. Подставляя найденные значения $\Delta_1\Psi, \Delta_1 t, i_{1cp}$ в (7.139), рассчитываем левую часть равенства и сопоставляем ее значение с напряжением U .

Если окажется, что значение левой части $\Delta_1\Psi/\Delta_1 t + i_{1cp}R_s$ больше U , то точку b на кривой $\Psi(i, \delta_1)$ следует нанести левее исходного значения, а если меньше U , то правее, и рассчитать по (7.141) снова. При выполнении равенства (7.139) переходим к расчету v_{2k} на следующем участке. От точки b в произвольно выбранную точку c проводим прямую. По (7.141) рассчитываем v_{2k} , где $v_{2h} = v_{1k}$, и вновь проверяем выполнение равенства (7.139). Значения приращений потокосцеплений $\Delta_2\Psi = \Psi_2 - \Psi_1$ и среднего тока $i_{2cp} = (i_{tp} + i_2)/2$ на втором и последующих участках берут из рис. 7.44, б, а значения механической работы $F_m \Delta_2 x$ — из рис. 7.44, в. Таким образом можно найти на каждом участке

потокосцепление Ψ_j , токи i_j и соответствующие им значения хода якоря $x = \sum_{k=1}^j \Delta_k x$ и времени $t = \sum_{k=1}^j \Delta_k t$. В результате легко построить графики искомых зависимостей $i(t)$ и $x(t)$. Время движения якоря определяется суммированием времен $\Delta_j t$, т. е.

$$t_{\text{раб}} = \sum_{j=1}^{n+1} \Delta_j t.$$

Применение метода Лысова для расчета динамических характеристик быстродействующих ЭММ с малыми (или нулевыми) токами трогания встречает определенные трудности. Пусть например, механическая характеристика имеет нулевую начальную силу (рис. 7.45, а). В этом случае ток трогания якоря равен нулю, т. е. движение якоря начинается сразу при подключении питающего напряжения. При этом точка a на графике зависимости $\Psi(i, \delta_0)$ (рис. 7.45, б) совпадает с началом координат. Если следовать изложенному методу, то на графике зависимости $\Psi(i, \delta_1)$ следует нанести точку b и затем рассчитать площадь S_1 (по аналогии с площадью S_1 на рис. 7.44, б), определяющую работу ЭМС. Как видно из рис. 7.45, б, при нулевом токе трогания прямая, соединяющая точки a и b , практически совпадает с кривой $\Psi(i, \delta_1)$ и $S_1 = 0$. Поэтому оказывается, что работа ЭМС также равна нулю и при расчете скорости в конце первого участка по (7.141) можно получить $v_{1k} < 0$, чего в реальном ЭММ не может быть.

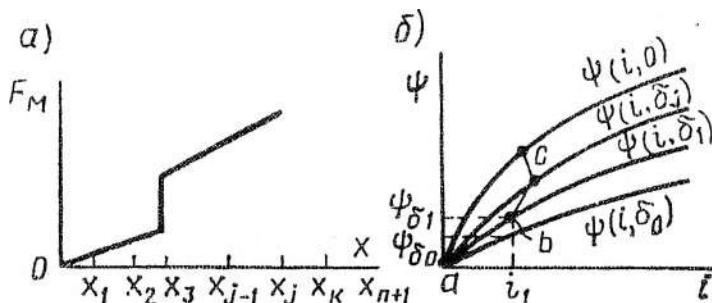


Рис. 7.45. К расчету динамических характеристик ЭММ

Для отыскания правильного положения точки b и скорости v_{1k} якоря положим, что на начальном участке ЭММ является линейным. Это допущение в реальных ЭММ соблюдается весьма точно, так как магнитная проводимость МС определяется практически только начальным зазором δ_0 . В этом случае ЭМС можно найти по (7.55): $F = (i^2/2)(\partial L/\partial x)$, где $(\partial L/\partial x) = \Delta_1 L / \Delta_1 x$ — производная индуктивности обмотки на первом участке хода $0x_1$ якоря (рис. 7.44, а). Приращение ΔL_1 индуктивности можно рассчитать, используя кривые $\Psi(i, \delta_j)$. Для одного и того же значения тока в обмотке, например i_1 , имеем (рис. 7.45, б): $L_{80} = \Psi_{80} / i_1$; $L_{81} = \Psi_{81} / i_1$. Следовательно, $\Delta_1 L = L_{81} - L_{80}$ и $(\partial L/\partial x) \approx \Delta_1 L / \Delta_1 x$.

Таким образом, электромагнитную силу на первом участке при выбранном положении точки b можно определить по одной из формул:

$$F_{cp} = \frac{i_{1cp}^2}{2} \frac{\partial L}{\partial x} \text{ или } F_{cp} = \frac{1}{2} \frac{i_1^2}{2} \frac{\partial L}{\partial x}, \quad (7.142)$$

где $i_{1cp} = i_1/2$ — средний ток на первом участке.

Если теперь подставить среднюю электромагнитную силу в (7.141), то скорость v_{1k} в конце первого участка будет найдена. При подстановке первой формулы (7.142) в (7.141) скорость v_{1k} в конце первого участка получается несколько заниженной (до 25 %), а при подстановке второй — завышенной (до 50 %). Для более точных расчетов можно принять среднее значение скорости между скоростями, найденными с использованием первой и второй формул (7.142).

После того как v_{1k} определена, по (7.139) проверяется правильность выбора положения точки b . Дальнейший расчет динамических характеристик не отличается от изложенного выше расчета при токе трогания, отличном от нуля.

Расчет динамических характеристик приведенным выше способом трудоемок, особенно если к обмотке ЭММ приложено изменяющееся напряжение (например, выпрямленное). С меньшими затратами времени можно произвести расчет динамики ЭММ на ЭВМ.

7.14. Дроссели с насыщаемым магнитопроводом

Дроссели с насыщаемым магнитопроводом называют также управляемыми реакторами и магнитными усилителями. Название *управляемый реактор* связано со свойством этого устройства изменять собственную индуктивность и, соответственно, индуктивное сопротивление X_L для переменного тока, протекающего по его рабочей обмотке (рис. 7.46).

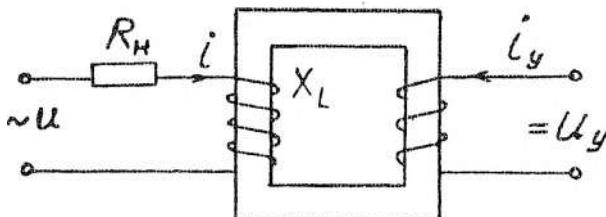


Рис. 7.46. Дроссель с насыщаемым магнитопроводом в цепи переменного тока

Если увеличивать ток управления i , намагниченность магнитопровода будет расти. При некотором токе i_y происходит насыщение электротехнической стали магнитопровода. В этом случае магнитная проводимость G на пути потока уменьшается и, следовательно, в соответствии с выражением $L_p = N_p^2 G$ (N_p — количество витков рабочей обмотки) индуктивность рабочей обмотки L_p уменьшается. Уменьшаются также индуктивное сопротивление $X_L = \omega L_p$, где ω — угловая частота тока нагрузки, и полное сопротивление цепи переменного тока $Z = \sqrt{R_H^2 + X_L^2}$. Поэтому ток нагрузки $I_n = U/Z$ возрастает. С уменьшением тока управления X_L растет, ток нагрузки уменьшается. Иными словами, изменения ток управления, управляют реактором, его индуктивным сопротивлением.

Название *магнитный усилитель* связано с тем, что для управления относительно большим током нагрузки могут быть использованы относительно малые токи управления. Мощность источника управления может быть значительно меньше мощности источника питания. Таким образом, используя относительно маломощный источник, можно уменьшать и увеличивать (усиливать) ток в нагрузке.

Работу дросселя с насыщаемым магнитопроводом можно проанализировать на основе диаграммы процессов, происходящих в течение одного периода установившегося режима. Если пренебречь активным сопротивлением рабочей обмотки и потоками рассеяния, то приложенное к рабочей обмотке переменное напряжение уравновешивается ЭДС, наводимой в обмотке (рис. 7.46):

$$\frac{d\Psi}{dt} = U_m \cos \omega t,$$

где $\Psi = N_p \Phi$ — потокосцепление рабочей обмотки; Φ — магнитный поток.

Интегрируя это равенство, можно получить

$$\Psi = \frac{U_m}{\omega} \sin \omega t + \Psi_0, \quad (7.143)$$

где Ψ_0 — постоянная интегрирования, являющаяся в данном случае постоянным потокосцеплением. Следует отметить, что источник постоянного потокосцепления Ψ_0 может быть посторонним, не связанным гальванически с рабочей обмоткой. Для схемы дросселя на рис. 7.46 такой источник — ток управления, точнее — МДС управляемой обмотки.

Для анализа процессов в дросселе можно положить, что реальная кривая намагничивания магнитопровода заменена идеальной кривой (рис. 7.47, а). На этом рисунке $\Phi = BS$ — магнитный поток, пропорциональный индукции B (S — площадь поперечного сечения магнитопровода), $F = iN_p + i_y N_y$ — результирующая МДС (N_y — число витков обмотки управления). Для удобства анализа можно положить также, что числа витков обмоток рабочей и управления одинаковые: $N_p = N_y = N$. Тогда из (7.143) следует

$$\Phi = \Phi_m \sin \omega t + \Phi_0, \quad (7.144)$$

где $\Phi_m = U_m / (\omega N)$; $\Phi = \Psi / N$; $\Phi_0 = \Psi_0 / N$.

Если $\Phi_0 = 0$, т. е. ток управления $i_y = 0$, то поток Φ меняется по синусоидальному закону (кривая 2 на рис. 7.47, б). В соответствии с кривой намагничивания I , МДС F меняется во времени по закону, характерному для цепи с насыщающимся дросселем (кривая 3). Так же меняется и ток i .

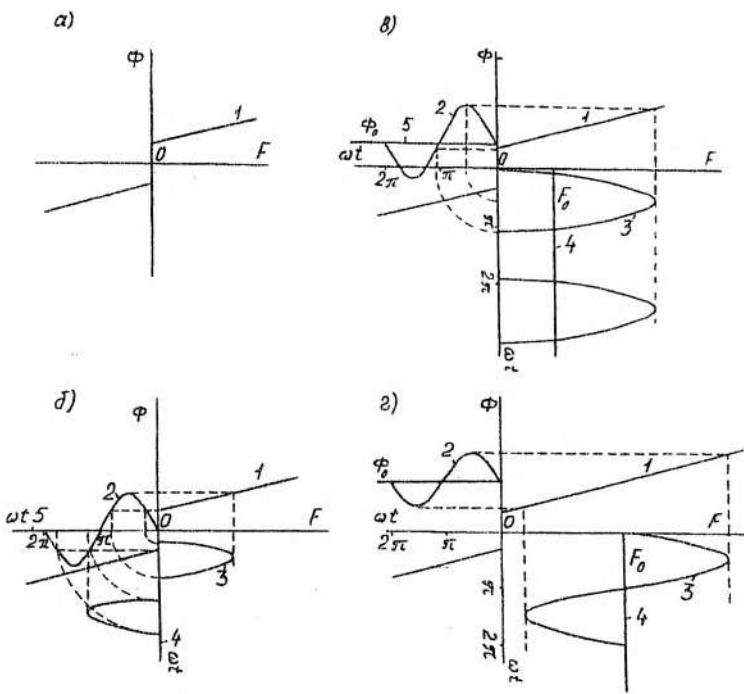


Рис. 7.47. К анализу процессов в дросселе с насыщаемым магнитопроводом: *а* — идеализированная кривая намагничивания магнитопровода *1*; *б* — магнитный поток *2*, результирующая МДС *3*, постоянные составляющие МДС *4* и потока *5* в дросселе с нулевым током управления; *в* — то же, но при малом токе управления; *г* — то же, но при большом токе управления

Если по обмотке управления протекает постоянный ток, то создается постоянная МДС F_0 (кривая *4*), которая вызывает постоянную составляющую потока Φ_0 (кривая *5* на рис. 7.47,*в*). Результатом построения МДС, меняющейся во времени, является кривая *3* (рис. 7.47,*б*). Так как $F = iN_p + i_y N_y = F_p + F_0$, то $i_p = F_p/N_p = (F - F_0)/N_p$. Отсюда следует, что ток в рабочей обмотке изменяется пропорционально переменной составляющей МДС, т. е. имеет форму кривой *3* с осью, совпадающей с прямой *4*. Кривая тока в рабочей обмотке отличается от синусоиды. Положительная полуволна совпадает по форме с полуволной синусоиды, отрицательная — не совпадает.

При увеличении тока управления постоянная составляющая МДС растет. Соответственно растет и постоянная составляющая потока Φ_0 . Это приводит к изменению тока в рабочей обмотке (рис. 7.47, г). Переменная составляющая МДС меняется по синусоидальному закону, соответственно и рабочий ток имеет форму синусоиды. Кроме того, с ростом тока управления растет действующее значение рабочего тока, что видно из сопоставления переменных составляющих кривых 3 на рис. 7.47, б, в, г.

При включении дросселя по схеме на рис. 7.46 в обмотке управления наводится переменная ЭДС, которая создает переменную составляющую тока управления. С целью уменьшения этой составляющей используют два дросселя (рис. 7.48). Рабочие обмотки их включают последовательно и согласно, а обмотки управления — последовательно и встречно. Возможно и иное соединение: обмотки управления согласно, а рабочие — встречно.

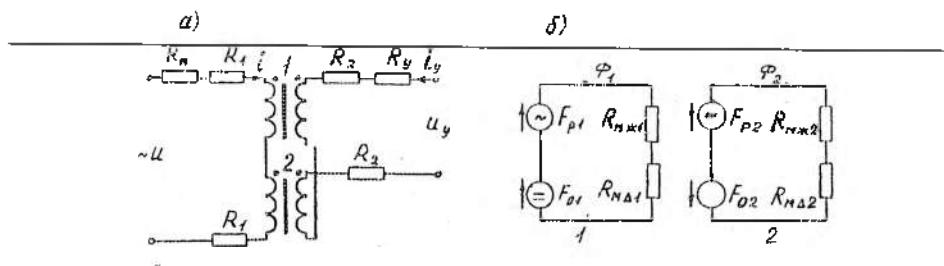


Рис. 7.48. Соединение обмоток дросселей для компенсации переменной составляющей ЭДС в обмотке управления:
а — электрическая схема соединений; б — схема замещения магнитных цепей дросселей 1 и 2

Процессы, происходящие в электрической цепи и магнитных цепях дросселей (рис. 7.48), описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{d\Psi_u}{dt} = i(R_n + 2R_l) = U_m \sin(\omega t + \varphi),$$

$$\frac{d\Psi_y}{dt} = i_y(R_y + 2R_2) = U_y,$$

$$\Psi_u = \Phi_1 N_{p1} + L_{sp1} i + \Phi_2 N_{p2} + L_{sp2} i, \quad (7.145)$$

$$\begin{aligned}\Psi_y &= \Phi_1 N_{y1} + L_{sp2} i_y + \Phi_2 N_{y2} + L_{sy2} i_y, \\ F_{p1} + F_{01} &= H_{x1}(B_{x1}) l_1 + \Phi_1 R_{m1}, F_{p2} - F_{02} = H_{x2}(B_{x2}) l_2 + \Phi_2 R_{m2}, \\ F_{p1} &= i N_{p1}, F_{p2} = i N_{p2}, F_{01} = i_y N_{y1}, F_{02} = i_y N_{y2}, \\ B_{x1} &= \Phi_1 / S_1, B_{x2} = \Phi_2 / S_2.\end{aligned}$$

В этих уравнениях: Ψ_y, Ψ_y — потокосцепления контуров и нагрузки и управляющего; i, i_y — токи рабочий и управляющий; R_y, R_1, R_2 — активные сопротивления нагрузки, цепи управления, рабочей обмотки дросселя, обмотки управления дросселя; Φ_1, Φ_2 — потоки в магнитопроводах дросселей 1 и 2; $N_{p1}, N_{p2}, N_{y1}, N_{y2}$ — число витков рабочей и управления дросселей 1 и 2; $L_{sp1}, L_{sp2}, L_{sy1}, L_{sy2}$ — индуктивности рассеяния обмоток рабочей и управления дросселей 1 и 2; $F_{p1}, F_{p2}, F_{01}, F_{02}$ — МДС рабочих и управляющих обмоток дросселей 1 и 2; $H_{x1}, H_{x2}, B_{x1}, B_{x2}$ — магнитные напряженность и индукция магнитопровода; R_{m1}, R_{m2} — магнитные сопротивления воздушных (паразитных) зазоров дросселей; S_1, S_2, l_1, l_2 — поперечные сечения и длина магнитопроводов дросселей. Зависимости $H_x(B_x)$, $H_x(B_{x2})$ определяют магнитные характеристики материалов магнитопроводов дросселей.

Система (7.145) — нелинейная, аналитического решения не имеет, но может быть решена численно.

На рис. 7.49 приведены результаты решения (7.145) для тока управления $i_{y1} = 0, i_{y2} > 0, i_{y3} > i_{y2}$. Кривые построены в относительных единицах. Для $i_{y1} = 0$ зависимость тока от времени имеет такой же вид, как и для одного дросселя на рис. 7.47,б. Различия в области нуля тока объясняются тем, что в (7.145) принималась реальная кривая намагничивания магнитопровода, определяемая зависимостью $H(B)$. По мере увеличения тока управления происходит подмагничивание магнитопроводов дросселей, причем из-за встречного соединения обмоток управления — для первого дросселя в положительную, а для второго в отрицательную область. На рис. 7.49,б индукция B_1 лишь при минимальном значении тока i становится отрицательной, а индукция B_2 — становится положительной лишь при максимальном значении тока i . На рис. 7.49,в ток управления достаточно большой,

магнитопроводы дросселей глубоко насыщены, и поэтому индукции B_1 и B_2 лишь незначительно изменяют свое значение в течение периода. Ток нагрузки i практически синусоидален и совпадает по фазе с напряжением. Это означает, что дроссели представляют собой практически чисто активное сопротивление.

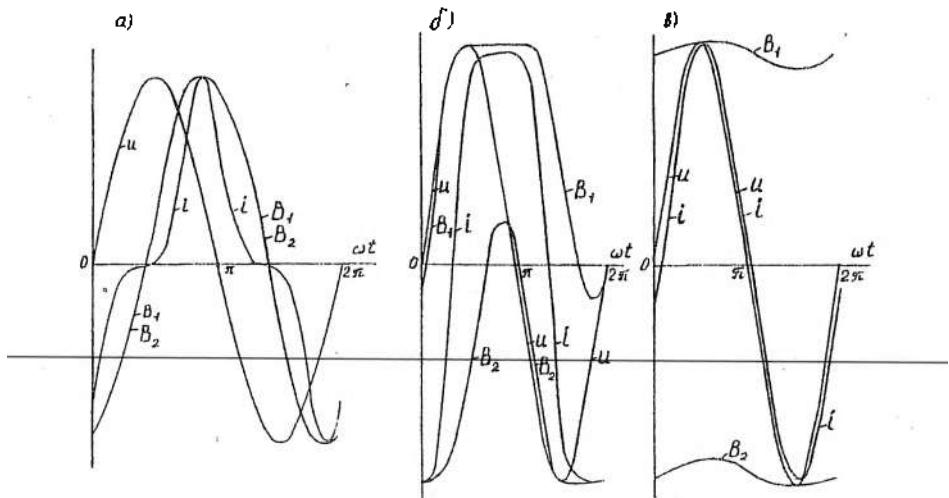


Рис. 7.49. Зависимости от времени напряжения u , тока i , индукций B_1 и B_2 в схеме на рис. 7.48: нулевой (а), малый (б) и большой (в) ток управления

Действующее значение тока в цепи нагрузки I_u (рис. 7.48) зависит от сопротивления нагрузки R_u и тока управления i_y . Эта зависимость называется характеристикой вход-выход или выходной (рис. 7.50). Для отрицательных токов управления характеристика вход-выход имеет такой же вид, что на рис. 7.50, иными словами она симметрична относительно оси I_u .

В силовой энергетике управляемые реакторы могут применяться для повышения коэффициента мощности приемников электрической энергии. Обычно нагрузка, которую создают потребители (трансформаторы, электродвигатели, электроплавильные печи и др.), имеет активно-индуктивный характер, т. е. полное сопротивление определяется активным и индуктивным сопротивлениями потребителя. Для повышения коэффициента

мощности ($\cos \varphi$) потребителей параллельно им подключают компенсаторы. Таким компенсатором может быть конденсаторная батарея (рис. 7.51). Если индуктивное сопротивление X_L потребителей равно емкостному сопротивлению X_C конденсаторной батареи, то коэффициент мощности наивысший ($\cos \varphi = 1$). Однако в процессе работы нагрузка потребителей может непрерывно изменяться. Это приводит к изменению индуктивного сопротивления X_L и, следовательно, к снижению коэффициента мощности. Для того чтобы поддерживать непрерывно необходимое индуктивное сопротивление, параллельно потребителю (или группе потребителей) устанавливают управляемый реактор. Изменением тока управления добиваются восстановления максимального значения коэффициента мощности.

Другим важнейшим направлением применения управляемых реакторов является компенсация избыточной зарядной мощности линий электропередачи. При передаче натуральной мощности электромагнитное поле линии сбалансировано, поэтому потребление реактивной мощности исключено. Напротив, при холостом ходе нескомпенсированная магнитным полем линии мощность электрического поля максимальна. Поэтому необходимо применение шунтирующих управляемых реакторов, мощность которых может изменяться от nominalной до весьма незначи-

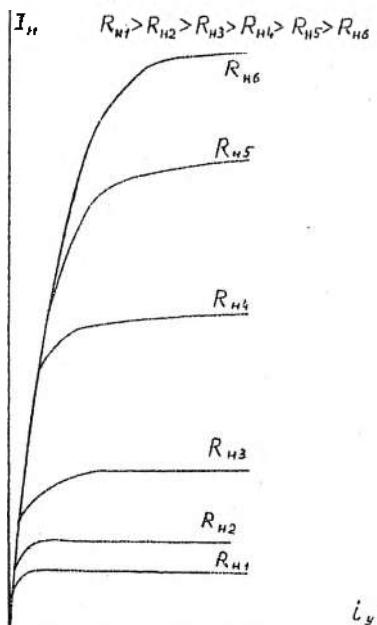


Рис. 7.50. Типичная характеристика вход-выход для дросселей в схеме рис. 7.48

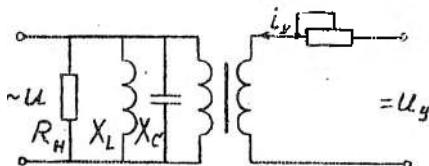


Рис. 7.51. Подключение управляемого реактора для регулирования коэффициента мощности

тельной, соответствующей холостому ходу реактора (при нулевом токе управления).

В обоих случаях основным требованием к управляемым реакторам является ограничение содержания высших гармонических в кривой рабочего тока. Кроме того, во втором случае (компенсация избыточной зарядной мощности линий) необходимо обеспечить достаточную скорость изменения тока (мощности) управляемых реакторов: от номинальной мощности до минимальной за время, измеряемое сотыми долями секунды, что определяет довольно жесткие требования к магнитной цепи и системе управления.

Глава 8 .

ТЕОРИЯ ПРИВОДНЫХ УСТРОЙСТВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

8.1. Приводы электрических аппаратов

Привод электрического аппарата представляет собой систему взаимосвязанных устройств и механизмов, предназначенную для выполнения требуемых механических операций и их циклов, обеспечивающих работоспособность аппарата в условиях эксплуатации. В электрических аппаратах широко используются ручные, электромагнитные, электродвигательные, пружинные, пневматические и гидравлические (пневмогидравлические) приводы.

Привод состоит из источника энергии *ИЭ* (рис. 8.1), пускового устройства управления *УП*, силового механизма *СМ* и накопителя энергии *НЭ*. В ручных приводах используется мускульная энергия оператора. В электромагнитных и электродвигательных приводах источником энергии является непосредственно электрическая сеть. В пружинных, пневматических и гидравлических приводах используется энергия, предварительно запасенная в аккумуляторах (соответственно в пружинных, пневматических и пневмогидравлических аккумуляторах). В качестве пусковых устройств применяются кнопки управления, тиристоры, электромагнитные пневматические (гидравлические) клапаны и т. п. В силовых механизмах, связанных с контактами, для передачи усилия используются твердые кинематические цепи, сжатый газ, жидкость высокого давления.

Накопитель энергии обеспечивает выполнение одной из операций. Так, в конструкциях электрических аппаратов пружинный приводной механизм часто применяется вместе с ручным, электромагнитным, пневматическим или гидравлическим приводным устройством, которое, совершая операцию отключения (или включения), взводит аккумулирующие пружины, а следовательно, подготавливает аппарат для выполнения операции включения (или отключения).

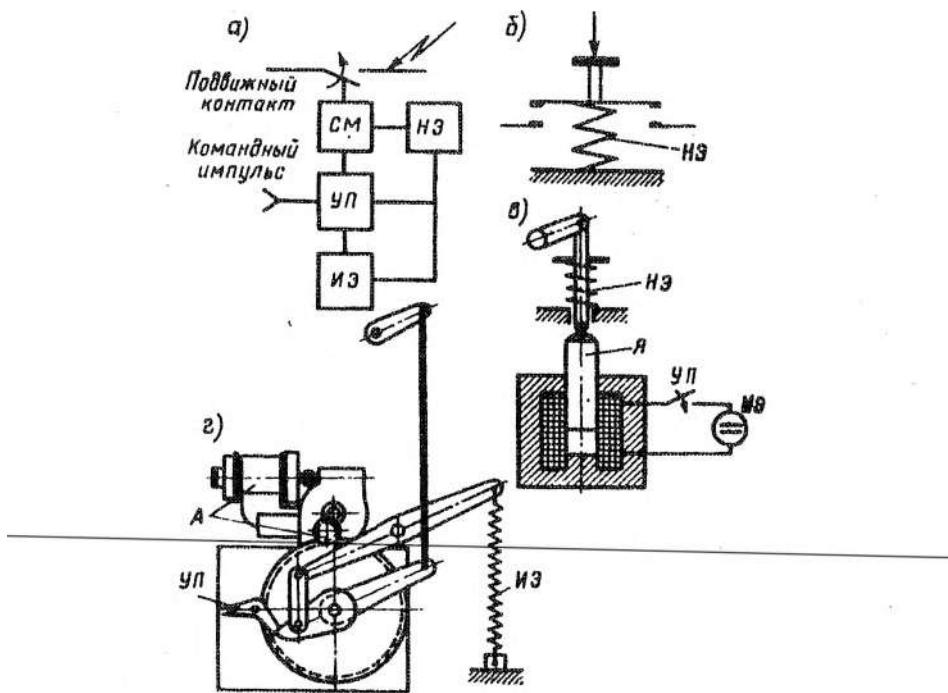


Рис. 8.1. Конструкции приводных устройств электрических аппаратов

Работа каждого элемента привода взаимосвязана с работой других элементов и устройств, а время срабатывания отдельных элементов в совокупности определяет нормированное время отключения (включения) аппарата.

Требования к приводу. Мощности энергосистем и отдельных электроустановок и условия их эксплуатации определяют требования к приводам электрических аппаратов. Например, в высоковольтном воздушном выключателе при отключении (О) командный сигнал поступает на пусковое устройство управления и механизмы привода разводят контакты, организуют процесс дутья для гашения дуги, удерживают контакты на расстоянии, исключающем пробой межконтактного промежутка. Одновременно осуществляется подготовка к процессу включения аппарата. При этом надо не только развести контакты за малое время, но и

обеспечить эффективное гашение дуги, а следовательно, необходимо подчинить характер движения контактов оптимальному процессу гашения дуги. При подаче сигнала на включение (В) привод перемещает и замыкает контакты, удерживает их во включенном положении и готовит аппарат к последующей операции. В таком выключателе привод, в частности, должен обеспечивать:

коммутацию электрической цепи по циклам О — t_n — ВО или О — t_n — ВО — 180 с — ВО ($t_n < 0,3$ с);

характеристики механизмов и устройств привода, гарантирующие малые времена отключения и включения аппарата (время отключения в высоковольтных выключателях составляет 0,04—0,06 с);

готовность к выполнению операций с минимальным разбросом во времени как отдельных элементов, так и полюсов независимо от климата и погодных условий, длительности бездействия аппарата;

механическую износостойкость, измеряемую десятками тысяч циклов ВО. Для низковольтных электрических аппаратов требуемая механическая износостойкость достигает 10^7 циклов.

Постоянный рост мощностей энергосистем и отдельных установок существенно усложняет работу приводов. Например, с увеличением тока отключения давление воздуха в дугогасительной камере воздушного выключателя за последнее время увеличилось с 1 до 4 МПа. Сжатый воздух в выключателях является одновременно дугогасительной средой и рабочим телом для пневмоэлементов привода. Поэтому наблюдается возрастание динамических нагрузок на элементы привода, существенно осложняется торможение подвижных частей аппарата.

В электрических аппаратах механическая работа, совершаемая приводом при коммутации, расходуется на создание необходимой кинетической энергии подвижных частей аппарата, сжатие (растяжение) пружин, преодоление сил трения в кинематических парах и в подвижных уплотнительных соединениях, электродинамических усилий и т. п. С увеличением номинальных характеристик аппаратов возрастают затраты энергии, необходимой для включения (отключения) электрического аппарата. Так, затраты механической энергии при включении (с учетом энергии, необходимой для завода отключающих пру-

жин) для масляного высоковольтного выключателя на 66 кВ, 1200 А, 2500 МВ·А составляют 960 Дж (при отключении 282 Дж), а для подобного выключателя на 132 кВ, 1200 А, 5000 МВ·А—5100 Дж (при отключении 2380 Дж).

Однако энергетические возможности силовых приводных механизмов ограничены не только из-за природы усилий (механических, электромагнитных, газа, жидкости), но и из-за специфических требований производства и эксплуатации коммутационной аппаратуры. Так, при выборе привода важными критериями являются: энергетические показатели относительно единицы массы, объема привода (аппарата), КПД (отношение выходной энергии к запасенной), время подготовки к работе, стоимость изготовления и эксплуатации привода (аппарата), место привода в аппарате, конструктивные особенности аппарата.

Передаточные механизмы. В качестве таких механизмов, предназначенных для передачи усилия от силового механизма (или непосредственно от источника энергии) к контактной системе электрического аппарата, широко применяются рычажные (рис. 8.1, а, г) (кривошипно-шатунные, шарнирные четырехзвенные и т. п.), червячные, прерывистого движения и кулачковые механизмы. Поэтому ответственным этапом при разработке привода является расчет приведенных масс и усилий, составление уравнения движения звена приведения. Звеном приведения служит элемент конструкции, к которому прикладывается основное усилие. В ручных приводах — это ведомый рычаг (рукоятка), в электромагнитах — якорь электромагнита Я (рис. 8.1, а), в пневматических и гидравлических — поршень силового пневмомеханизма (гидромеханизма). Приведенная масса (момент инерции при вращательном движении) и приведенные усилия (моменты) определяются по известным методам теории машин и механизмов.

Ручные приводные устройства (рис. 8.1, б). В этих устройствах мускульная сила человека передается электрическому аппарату посредством рукоятки, штурвала, кнопки. Они широко применяются в неавтоматических выключателях, командоаппаратах низкого напряжения. Реакция и мускульная сила человека ограничены, поэтому ограничены и возможности таких приводных устройств.

Электродвигательные приводные устройства (ЭУ). Такие устройства используются в тяговой электроаппаратуре и в некоторых высоковольтных аппаратах, где нет жестких требований к времени срабатывания. Существенный недостаток ЭУ постоянного тока — большие габариты и масса по сравнению с электромагнитными приводными устройствами для выполнения одинаковой работы (примерно в полтора раза). ЭУ состоит из электродвигателя, который через редуктор или специальную передачу приводит в движение контактную систему аппарата. Анализ и расчет механических характеристик приводных электродвигателей излагаются в учебниках по электроприводу.

Электромагнитные приводные устройства (ЭМУ) (рис. 8.1,в) ЭМУ — основной тип приводных механизмов электрических аппаратов низкого напряжения (контакторов, пускателей, реле и т. п.). ЭМУ используются в качестве силовых механизмов в высоковольтных маломасляных и вакуумных выключателях. ЭМУ широко применяются как приводные устройства защелок, расцепителей, а также пусковых клапанов пневмо- и гидроустройств электрических аппаратов.

ЭМУ имеют простую конструкцию, высокое быстродействие, малое время трогания, стабильность тяговых характеристик. Они позволяют получать значительный механический ресурс аппаратов низкого напряжения. В качестве базового элемента ЭМУ используются электромагнитные механизмы (ЭММ) нейтральные (постоянного и переменного тока) и поляризованные.

Для увеличения быстродействия пусковых устройств управления (или механизмов разведения контактов) в электрических аппаратах применяются электродинамические (ЭДМ) и индукционно-динамические механизмы (ИДМ). В ЭДМ использован принцип взаимодействия токоведущих подвижных элементов механизма. Принцип действия ИДМ основан на электромагнитном способе ускорения высокопроводящих элементов (ускоряемый элемент жестко связан с подвижными частями аппарата).

8.2. Пружинные приводные устройства

Пружинные приводные устройства (ППУ) широко используются в электрических аппаратах. ППУ имеют высокое быстро-

действие, ручной (электромагнитный или электродвигательный) ввод аккумулирующих пружин, стабильность динамических характеристик и независимость их от внешних условий. Недостатками ППУ являются падающая характеристика активного момента (силы) в динамике, значительные габариты, сложная регулировка отдельных узлов. В пружинных аккумуляторах используются пружины сжатия или растяжения (рис. 8.1,г), тарельчатые, спиральные, кручения.

Пружина — обязательный элемент любого контактного электрического аппарата. Она используется для создания контактного нажатия, удержания подвижных элементов аппаратов в статике, для обеспечения движения (или торможения) их в динамике. Расчет пружин, пружинных аккумуляторов, выбор материалов, допустимых напряжений подробно излагается в учебниках по деталям машин. Кратко рассмотрим некоторые параметры пружин, их энергетические показатели.

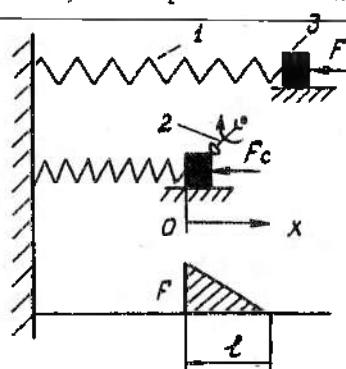


Рис. 8.2. Характеристики пружинного аккумулятора

Параметры пружин. В процессе упругой деформации пружины внешней нагрузкой F происходит накопление потенциальной энергии W_u (рис. 8.2). Зависимость между F и деформацией пружины l называется характеристикой пружины. Для вращающихся упругих элементов $\Phi = f(M)$, где Φ — угловая деформация, рад; M — действующий момент, Н·м. Под жесткостью пружины с монотонной характеристикой понимается $z = dF / dl$, Н/м, и $z_b = dM / d\Phi$, Н·м/рад. Для пружины с линейной характеристикой $z = F / l = \text{const}$, $z_b = M / \Phi = \text{const}$.

Работа пружины $A = \int F dl$ (для пружин с линейной характеристикой имеем $A = 0,5 Fl = 0,5 z l^2$ и $A = 0,5 M \Phi = 0,5 z_b \Phi^2$). Рассмотрим изменение удельной работы пружины при упругой де-

формации dA / dV_n , где dV_n — элементарный объем материала пружины. Например, при деформации плоской спиральной пружины нагружающий момент вызывает чистый изгиб витка. Исходя из зависимости между деформацией и напряжением изгиба в сечении витка пружины, изменение удельной работы $dA / dV_n = \sigma_n^2 / (2E_n)$, где σ_n — напряжение изгиба; E_n — модуль упругости материала пружины. Отсюда

$$A = \frac{1}{2E_n} \int_V \sigma_n^2 dV_n = k_t \sigma_{nm}^2 V_n / (2E_n), \quad (8.1)$$

где $V_n = \text{const}$ — объем, занимаемый рабочими витками пружины; σ_{nm} — наибольшее напряжение изгиба; k_t — типовой коэффициент, характеризующий распределение напряжения в пружине при деформации.

Рассмотрим dA / dV_n для цилиндрической винтовой пружины сжатия. Под действием внешнего усилия на внутренней поверхности витка возникают значительные касательные напряжения. Изменение удельной работы деформации $dA / dV_n = \sigma_k^2 / (2E_{nc})$, где σ_k — касательное напряжение; E_{nc} — модуль сдвига.

Следовательно, в формуле (8.1), справедливой для любой пружины, в данном случае вместо σ_{nm} и E_n надо подставить наибольшее касательное напряжение σ_{km} и модуль сдвига E_{nc} . Для плоской спиральной пружины коэффициент $k_t = 0,25$; для витой цилиндрической пружины сжатия (растяжения) $k_t = 0,5$; для стержневой пружины кручения $k_t = 0,5$.

При анализе пружин для аккумуляторов пользуются удельными показателями:

$$k_v = A / V_n = k_t \sigma_{nm}^2 / (2E_n); \quad k_0 = A / V_0 = k_v V_n / V_0,$$

где V_0 — полный объем, занимаемый пружиной в конструкции.

Пружинные аккумуляторы высоковольтных разъединителей элегазовых комплектных распределительных устройств имеют следующие коэффициенты: витая цилиндрическая пружина сжатия из проволоки круглого сечения $k_v = 1,5 \text{ Дж/см}^3$, $k_0 \leq 0,32 \text{ Дж/см}^3$; плоская спиральная пружина из проволоки прямоугольного сечения $k_v = 0,8$; $k_0 \leq 0,4$; стержневая пружина кручения из проволоки круглого сечения $k_v = 1,5$; $k_0 = 1,5$ (зарубежные данные). Однако требования к приводу, опыт проектирования и эксплуатации во многом определяют выбор того или иного упругого элемента.

Динамические характеристики ППУ. При поступлении командного импульса срабатывает защелка 2, и пружина 1 освобождается (рис. 8.2). Будем считать массу подвижных частей 3 аппарата m_n и силы сопротивления движению F_c постоянными. Усилие, развиваемое пружиной, $F = F_0(l - x) / l = F_0 - zx$, где F_0 — исходное усилие предварительно сжатой пружины.

Суммарная масса $m = m_h + m_n / 3$, где m_n — масса пружины.

Тогда уравнение движения приобретает вид

$$m\ddot{x} + zx = F_0 - F_c. \quad (8.2)$$

Решение линейного дифференциального уравнения (8.2) известно:

$$x = (v_0/k) \sin kt + x_0 \cos kt + (F_a/z)(1 - \cos kt), \quad (8.3)$$

где $k^2 = z/m$, $F_a = F_0 - F_c$.

При начальных условиях $t = 0$, $x_0 = 0$, $v_0 = 0$ имеем

$$x = (F_a/z)(1 - \cos kt) = (2F_a/z) \sin^2(kt/2).$$

Изменяя жесткость пружины z и исходное усилие F_0 , можно регулировать характеристики ППУ.

Рассмотрим работу закрученной на угол Φ_0 пружины при ее мгновенном освобождении. Действующий момент равен $M = M_0(\phi_0 - \phi)/\phi_0 = M_0 - z_b\phi$, где M_0 — исходный момент предварительно закрученной пружины. Определим угол поворота ϕ , элемента аппарата с моментом инерции I_n к моменту t ,

принимая момент сопротивления $M_c = \text{const}$. Решая уравнение движения, аналогичное (8.2), с начальными условиями $t = 0, \varphi = 0, d\varphi/dt = 0$, получаем

$$\varphi_t = (2M_a/z_b) \sin^2(k_b t/2),$$

где $M_a = M_0 - M_c$; $k_b^2 = z_b/I$; $I = I_{\Pi} + I_{\Pi}/3$; I_{Π} момент инерции пружины.

При разработке ППУ для конкретного выключателя требуют анализа и другие элементы ППУ — приводной орган *A* (ручной, электродвигательный или электромагнитный), преобразователь—редуктор, механизм свободного расцепления.

8.3. Пневматические приводные устройства

В выключателях, разъединителях, заземлителях высокого напряжения широко применяются пневматические устройства (ПУ). ПУ имеют простую конструкцию и высокое быстродействие. Из любой полости ПУ можно обеспечить истечение сжатого воздуха в атмосферу. Возможна передача пневмосигнала (силового импульса) на значительное расстояние без существенных потерь. Недостатки ПУ непосредственно связаны со сжимаемостью газа как рабочей среды, определяющей сложности обеспечения эффективного торможения, регулирования динамических характеристик.

Рассмотрим ПУ, принципиальная схема которого представлена на рис. 8.3. В исходном положении в камерах V и V_b начальное давление равно атмосферному. При подаче команды на отключение клапан 2 открывается и сжатый воздух из пневмоаккумулятора 1 наполняет рабочий объем V пневматического механизма. Движение поршня 3 начинается после того, как активное усилие $F_a = pS_1$ становится больше противодействующего усилия $F_c + p_b S_2$, где p_b — давление воздуха в объеме V_b . Определенное количество сжатого воздуха поступает через отверстие сечением S_{n3} в поршне 3 в камеру сжатия V_b . Если выхлопное отверстие сечением S_{b3} закрыть, то при движении

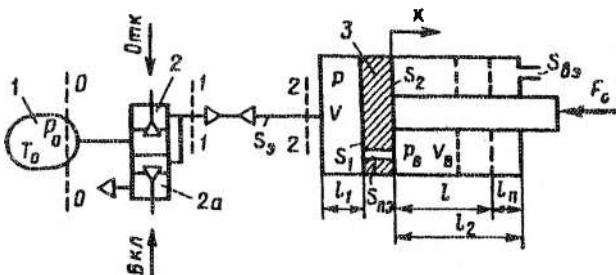


Рис. 8.3. Расчетная схема пневматического приводного устройства

поршня давление p_b быстро возрастает, и происходит торможение поршня.

Пневмоцель от сечения 1—1 до сечения 2—2 (рис. 8.3) может быть различной, что определяется требованиями к пневмомеханизму и его расположением в приводе аппарата. Обратный ход поршня 3 происходит после того, как клапан 2 закрывается и сигнал поступает на клапан 2a, который обеспечивает сброс сжатого воздуха из полости $V = S_1(l_1 + l)$ в атмосферу. Под действием усилия $F_c + p_b S_2 - p S_1$ поршень возвращается в исходное положение.

Сжатый газ в ПУ. Воздух в диапазоне температур от -65 до 65 °C и давлении до 10 МПа принимается идеальным газом, для которого справедливы соотношения

$$w_r = c_v T, \quad h_r = c_p T, \quad c_p - c_v = R_r, \quad c_p/c_v = k_r, \quad (8.4)$$

где $c_v = \text{const}$ ($c_p = \text{const}$) — удельная теплоемкость при постоянном объеме (давлении); w_r — внутренняя энергия газа; R_r — газовая постоянная; h_r — энталпия; k_r — коэффициент адиабаты. Связь между основными параметрами газа p, ρ, T описывается уравнением состояния

$$p = \rho R_r T. \quad (8.5)$$

В паспортных данных аппаратов высокого напряжения обычно указывается избыточное давление p_u (давление по маномет-

ру в Па) и рабочий диапазон температур в градусах Цельсия (v °C). Так как в уравнении (8.5) и в других газодинамических выражениях рассматриваются абсолютные величины, то $p = p_n + p_a$; $T = 273 + v$, К, где p_a — атмосферное давление.

Термодинамические процессы при постоянной массе газа связаны с расширением, сжатием, нагревом, охлаждением газа в камерах ПУ. В таких процессах связь между основными параметрами газа характеризуется уравнением политропы

$$p/\rho^{k_n} = \text{const.} \quad (8.6)$$

Так как в реальном процессе показатель политропы k_n — величина переменная, то как частные случаи рассматриваются процессы: изотермический $k_n = 1$, адиабатный (теплообмен отсутствует $dq = 0$) $k_n = k_r$ (для воздуха $k_r = 1,4$), изохорный — $k_n = \infty$ или изобарический — $k_n = 0$.

При работе ПУ масса газа в полостях обычно переменная величина. Так, при наполнении объема V через канал с сечением S_0 (рис. 8.3) в него вносится определенное количество газа, а часть газа вытекает из него через отверстие S_{n_2} . Движение газа в ПУ рассматривается как одномерное движение сплошной среды, характеристики которой (скорость потока v , плотность ρ , давление p) зависят от времени и одной координаты.

Рассмотрим стационарное (установившиеся) движение газа в канале переменного сечения (рис. 8.4, a). Выделим элементарный объем $dV = Sdx$ и проанализируем силы, действующие на него. Влиянием на поток газа сил трения и массы среды пренебрегаем. Тогда силы инерции $\rho S dx dv/dt$ и силы давления — Sdp , действующие на торцевые поверхности, согласно принципу Даламбера, имеют такую связь: $Sdp + S\rho dx dv/dt = 0$. Так как $dx = vdt$, то

$$dp + \rho v dv = 0. \quad (8.7)$$

После интегрирования уравнение (8.7) принимает вид

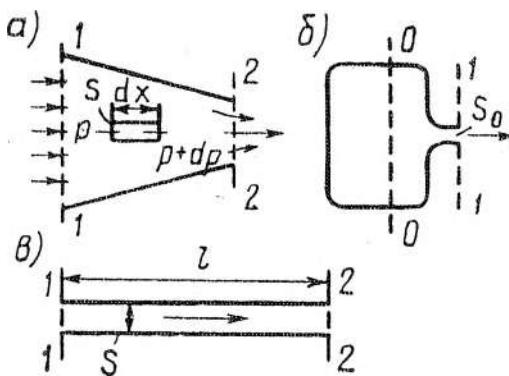


Рис. 8.4. Пневмоэлементы электрических аппаратов

$$\int dp/p + v^2/2 = \text{const.} \quad (8.8)$$

Уравнение (8.8) называется *уравнением Бернуолли*, характеризующим изменение основных параметров течения среды. Воспользуемся известным законом сохранения массы и применим его к движущейся среде. Согласно этому закону при установившемся, одномерном течении через каждое поперечное сечение канала должна протекать в единицу времени одна и та же масса газа. Для поперечного сечения 1-1 (рис. 8.4, а) объем среды, протекающий в единицу времени, $V_c = S_1 v_1$, а масса среды $\rho_1 S_1 v_1$ (соответственно в сечении 2-2 масса $\rho_2 S_2 v_2 = \rho_1 S_1 v_1$). Следовательно, уравнение неразрывности для стационарного течения среды имеет вид

$$\rho dV_c/dt = dm_r/dt = \dot{m}_r = \rho S v = \text{const}, \quad (8.9)$$

где \dot{m}_r — *массовый расход газа, кг/с.*

Практика показывает, что достоверность результатов пневмомеханических расчетов ПУ в значительной мере зависит от правильного определения \dot{m}_r через элементы ПУ.

Расход газа через элементы ПУ. В ПУ рассматривается расход газа через распределенные (по длине) и местные (сосредото-

ченные) пневмосопротивления, составляющие в совокупности пневмоцепи.

К *распределенным сопротивлениям* относятся трубопроволы, где потери обусловливаются трением газа о внутреннюю поверхность трубопровода по его длине. Под *местными сопротивлениями* понимают отверстия, насадки, участки пневмоцепи с изменением сечения канала (расширением или сужением), с элементами пневмоуправления (клапаны, дроссели, воздухораспределители и т. д.). Уменьшение расхода газа в местных сопротивлениях вызвано неоднородностью потока по сечению, нестационарными явлениями (разрывы сплошности потока) и т. д.

Рассмотрим расход газа \dot{m}_r в типичных элементах ПУ.

Расход газа через отверстие (рис. 8.4,б). Из пневмоаккумулятора с давлением $p_0 = \text{const}$ происходит истечение газа без теплообмена через отверстие сечением S_0 (адиабатный процесс).

Из уравнения (8.6) имеем $p / \rho^{k_r} = p_0 / \rho_0^{k_r}$, тогда

$$\int \frac{dp}{\rho} = \frac{p_0^{1/k_r}}{\rho_0} \int \frac{dp}{p^{1/k_r}} = \frac{p_0^{1/k_r}}{\rho_0} \frac{k_r}{k_r - 1} p^{(k_r - 1)/k_r} = \frac{k_r}{(k_r - 1)} \frac{p}{\rho} + \text{const.}$$

Для сечения 0—0 и 1—1 уравнение (8.8) приобретает вид

$$[k_r / (k_r - 1)] p_0 / \rho_0 + v_0^2 / 2 = [k_r / (k_r - 1)] p_1 / \rho_1 + v_1^2 / 2.$$

Принимая, что в сечении 0—0 поток полностью заторможен ($v_0 = 0$), скорость газа v_1

$$v_1 = \sqrt{[2k_r / (k_r - 1)] R_r T_0 \left[1 - (p_1 / p_0)^{(k_r - 1)/k_r} \right]}, \quad (8.10)$$

отсюда расход газа через отверстие сечением S_0

$$\dot{m}_r = \rho_1 v_1 S_0 = S_0 p_0 \times$$

$$\times \sqrt{[2k_r / ((k_r - 1)R_r T)] \left(Y^{2/k_r} - Y^{(k_r + 1)k_r} \right)}. \quad (8.11)$$

Определим значение $Y = p_1 / p_0$, когда функция $\dot{m}_r(Y)$ имеет экстремальное значение. Приравнивая нулю производную от \dot{m}_r по Y , получаем

$$\left(\frac{2}{k_r} \right) Y^{\left(2-k_r\right)/k_r} - \left[\left(k_r + 1 \right) / k_r \right] Y^{1/k_r} = 0,$$

отсюда

$$Y = Y_{kp} = p_{kp} / p_0 = \left[2 / \left(k_r + 1 \right) \right]^{k_r / \left(k_r - 1 \right)}. \quad (8.12)$$

Соотношение давлений (8.12), при котором расход газа максимальный, принято называть *критическим* (для воздуха $Y_{kp} = 0,528$).

Подставляя $Y = Y_{kp}$ в уравнение (8.11), получаем критический (пределный) расход газа

$$\dot{m}_{r,kp} = \dot{m}_{max} = p_0 S_0 \times \sqrt{\frac{2k_r}{(k_r - 1)R_r T_0} \left(\frac{2}{k_r + 1} \right)^{\frac{2}{k_r - 1}} \left(\frac{k_r - 1}{k_r + 1} \right)}. \quad (8.13)$$

Окончательно для расхода газа запишем

$$\dot{m}_r = \begin{cases} S_0 p_0 \sqrt{\frac{2k_r}{(k_r - 1)R_r T_0} \left(Y^{\frac{2}{k_r}} - Y^{\frac{k_r + 1}{k_r}} \right)} & \text{при } Y > Y_{kp}; \\ 0,259 S_0 p_0 \sqrt{\frac{2k_r}{(k_r - 1)R_r T_0}} & \text{при } Y \leq Y_{kp}. \end{cases} \quad (8.14)$$

Как показывают экспериментальные исследования, при истечении газа во внешнее пространство с давлением p_{ai} из пневмоаккумулятора с постоянным давлением p_0 характер течения определяется соотношением $Y_i = p_{ai} / p_0$. При уменьшении Y_i от 1 до Y_{kp} расход \dot{m}_r , согласно уравнению (8.11), увеличивается, при этом давление в сечении отверстия S_0 равно внешнему

давлению p_{ai} . Когда $Y_i < Y_{kp}$, давление в сечении S_0 устанавливается постоянным $p_{kp} = p_0 Y_{kp}$ и дальнейшее понижение p_{ai} не изменяет p_{kp} . Следовательно, течение газа в камере происходит изолированно от внешних воздействий, и в этом случае расход газа остается постоянным и равным $\dot{m}_{t kp} = \dot{m}_{max}$. Процесс течения при $Y_i > Y_{kp}$ принято называть *подкритическим*, а при $Y < Y_{kp}$ — *надкритическим*. Следует отметить, что при установлении в сечении S_0 давления p_{kp} остальные параметры газа также постоянны и равны

$$T_{kp} = \frac{2}{k_r + 1} T_0, v_{kp} = \sqrt{\frac{2k_r}{k_r + 1} R_r T_0} = \sqrt{k_r R_r T_0},$$

$$\rho_{kp} = \rho_0 \left(\frac{2}{k_r + 1} \right)^{1/(k_r - 1)}.$$

Если аппроксимировать функцию $f(Y) = \left[k_r / (k_r - 1) \right] \times \left(Y^{2/k_r} - Y^{(k_r+1)/k_r} \right)$ в диапазоне $0,53 < Y < 1$ функцией $f(Y) = Y(1 - Y)$, то для воздуха ($k_r = 1,4$) можно получить более простые выражения (ошибка не более 3 %), удобные для расчетов.

Принимая $\sqrt{\left[2k_r / (k_r + 1) \right] \left[2 / (k_r + 1) \right]^{2/(k_r - 1)}} = \sqrt{1/2}$, получаем

$$\dot{m}_r = \begin{cases} S_0 p_0 \sqrt{1/(2R_r T_0)} & \text{при } Y \leq 0,5; \\ S_0 p_0 \sqrt{2/(R_r T_0)} Y(1 - Y) & \text{при } Y > 0,5. \end{cases} \quad (8.15)$$

На рис. 8.5 (кривые 1,2) представлены зависимости $\dot{m}_r / k_0(Y)$ (где $k_0 = p_0 S_0 \sqrt{k_r / R_r T_0}$), характеризующие связь расхода газа с

перепадом давления Y по формулам (8.14) и (8.15). Точками на кривых $\dot{m}_{\text{вз}} / k_0(Y)$ обозначены критические перепады давлений $Y_{\text{кр}}$.

На рис. 8.6 приведены кривые $\dot{m}_{\text{вз}} / \dot{m}_r(Y)$, где $\dot{m}_{\text{вз}}$ — расход воздуха через отверстия по экспериментальным данным; \dot{m}_r — теоретический расход воздуха по формулам (8.14) при различных соотношениях $S_r = S/S_0$ и углом конусности φ .

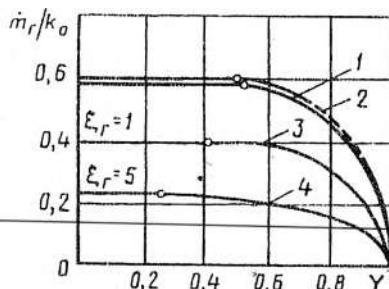


Рис. 8.5. Расход воздуха через отверстия и трубопроводы от соотношения давлений Y

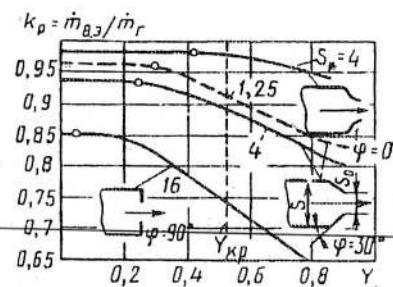


Рис. 8.6. Коэффициент расхода для профилированных каналов от соотношения давлений Y

Согласно опытным данным, погрешность расчета \dot{m}_r по формулам (8.14) незначительна только для профилированного отверстия ($\varphi = 0$), когда обеспечивается высокая однородность потока и малы потери. В других случаях уменьшается как критическое отношение давлений $Y_{\text{кр}}$, так и расход газа по сравнению с расчетным. Например, для отверстия с $\varphi = 90^\circ$ имеем $Y_{\text{кр}} \approx 0,05$ и максимальный расход воздуха $\dot{m}_{\text{вз}} = 0,85\dot{m}_{\text{т кр}}$.

При подсоединении к отверстию S_0 пневмоустройства (клапана, вентиля) вносимое пневмосопротивление еще более уменьшает расход газа и $\dot{m}_{\text{вз}} = (0,2 - 0,4)\dot{m}_{\text{т кр}}$.

Расход газа через трубопровод (рис. 8.4, б). При течении газа по трубопроводу с большой скоростью он охлаждается, что компенсируется теплопритоком вследствие трения по длине трубопровода.

проводка и теплообмена с окружающей средой. Температура газа по каналу выравнивается и можно допустить, что имеет место изотермический процесс.

Потери на трение по длине трубопровода

$$d\psi_r = \lambda_r v^2 dx / (2d_r), \quad (8.16)$$

где λ_r — коэффициент трения; d_r — внутренний диаметр трубопровода.

Тогда уравнение (8.7) имеет вид

$$dp/\rho + d(v^2/2) + \lambda_r v^2 dx / (2d_r) = 0. \quad (8.17)$$

Для изотермического процесса течения газа по трубопроводу ($T = \text{const}$) с учетом граничных условий (при $x = 0$, $p = p_1$, $v = v_1$ и при $x = l$, $p = p_2$, $v = v_2$) расход газа равен

$$\dot{m}_r = p_1 S \sqrt{(1 - Y^2) / [2R_r T (\xi_r - \ln Y)]}, \quad (8.18)$$

где $Y = p_2/p_1$, $\xi_r = \lambda_r l / (2d_r)$ — коэффициент сопротивления.

Критический переход давления Y_{kp} , при котором функция $\dot{m}_r(Y)$ имеет максимальное значение, зависит от коэффициента сопротивления:

$$\ln Y_{kp} + 0.5(1/Y_{kp}^2 - 1) = \xi_r. \quad (8.19)$$

Следовательно, при увеличении ξ_r величина Y_{kp} стремится к нулю, а при уменьшении ξ_r — приближается к $Y_{kp} = 0,607$.

Выделим из уравнения (8.18) функцию $\dot{m}_r/k_0(Y)$, где $k_0 = p_1 S \sqrt{k_r / (R_r T)}$. Зависимости (см. рис. 8.5, кривые 3, 4) $\dot{m}_r/k_0(Y)$ показывают, что по мере увеличения ξ_r расход \dot{m}_r падает, момент перехода от подкритического течения в надкритический смешается в сторону меньших значений Y_{kp} .

При расчете расхода газа по формуле (8.18) требуется экспериментальное определение коэффициента сопротивления,

который зависит не только от l/d_r , но и от шероховатости внутренней поверхности трубопроводов, от режима течения газа. При использовании формулы (8.18) для расчета наполнения газом камер ПУ (и его истечения) получаемые выражения не имеют аналитического решения. Поэтому при газодинамическом анализе применяют формулы (8.14) или (8.15), а для приближения к реальному процессу вводят коэффициент расхода $k_0 = \dot{m}_{b3}/\dot{m}_r$, где \dot{m}_{b3} — расход газа через пневмосопротивление, полученный из эксперимента. Для элементов b , v (см. рис. 8.4), когда известна площадь S_i , имеем $S_{i3} = k_p S_i$, где S_{i3} — эффективная площадь проходного сечения пневмосопротивления. На рис. 8.6 представлены зависимости $k_p(Y)$ для отверстий.

Расход газа через пневмоцель. Динамика пусковых пневмоустройств и нестационарные процессы существенно влияют на коэффициент расхода k_p для пневмоцели при наполнении (заполнении) камеры ПУ. Определим коэффициент расхода газа для отверстия с учетом местного пневмосопротивления пускового клапана 2 (рис. 8.3).

Расчет коэффициента k_p базируется на формулах (8.14) или (8.15). Однако требуются осциллограммы изменения давления в рассматриваемой полости постоянного (переменного) объема ПУ.

Рассмотрим процесс наполнения объема $V = S_1 l_1 = \text{const}$ ($S_{ii3} = 0$) сжатым воздухом после открывания пускового клапана 2 (рис. 8.3). Энергия, вносимая потоком газа за время dt в объем V , равна $dQ_r = h_r dm_r = h_r \dot{m}_r dt$ и, согласно первому закону термодинамики, $dQ_r = dW_r = d(w_r m_{r1})$. Используя соотношения для идеального газа (8.4), получаем

$$\dot{m}_r c_p T_0 dt = d(c_v T m_{r1}). \quad (8.20)$$

Масса газа в объеме V равна $m_{r1} = pV/(R_r T)$, отсюда уравнение (8.20) можно представить в виде

$$R_r \dot{m}_r c_p T_0 dt = c_v (pdV + Vdp). \quad (8.21)$$

Учитывая соотношение (8.4), получаем

$$k_r \dot{m}_r R_r T_0 = V \dot{p}.$$

Окончательно имеем

$$k_p S_0 = S_3 = V (dp/dt) / \left[k_r p_0 \sqrt{[2 k_r / (k_r - 1)] R_r T_0 f(Y)} \right], \quad (8.23)$$

где $f(Y) = \begin{cases} 0,259 & \text{при } Y \leq 0,528, \\ \sqrt{Y^{2/k_r} - Y^{(k_r+1)/k_r}} & \text{при } Y > 0,528. \end{cases}$

Задача сводится к определению Y и производной dp/dt . Последняя находится графическим дифференцированием кривой $p(t)$ по осциллографу. Аналогично для опорожнения объема $V = S_1(l_1 + l)$ (рис. 8.3), при исходном давлении в полости, равном P_0 , имеем

$$-k_r \dot{m}_r R_r T = V_0 \dot{p}. \quad (8.24)$$

В практике используются и более простые модели, когда реальный процесс в камерах ПУ с эффективным сечением $S_3(t)$ заменяют приближенной расчетной моделью, где проходное сечение входного (выходного) канала открывается мгновенно и $S_3 = \text{const}$.

Нестационарные процессы в ПУ. Допущение о стационарном (квазистационарном), одномерном (квазиодномерном) процессе движения газа при наполнении (опорожнении) камер ПУ через длинный трубопровод ПУ может в ряде случаев привести к значительным ошибкам.

Если газонаполненный трубопровод 1–2, где исходное давление p_0 , соединить через быстро открывающийся клапан 2а с атмосферой (рис. 8.3), то давление в сечении 2–2 не изменится до тех пор, пока волна разряжения (слабый разрыв сплошности) не достигнет данного сечения. Когда в трубопроводе 1–2 атмосферное давление p_a , а в камере 1 давление $p_0 = \text{const}$, то при открытии клапана 2 давление в сечении 2 остается равным

p_a до тех пор, пока ударная волна (скакок уплотнения) не достигнет этого сечения. Нарастание давления $p_{2-2}(t)$ зависит не только от начальных параметров, габаритов канала, но и в значительной мере от скорости срабатывания клапана и проходного сечения канала 2 (входного местного пневмосопротивления). Взаимодействие волн удобно показать на примере нестационарного процесса с ударными волнами в цилиндрической трубе конечных размеров (контуры трубы изображен на рис. 8.7). Левая часть трубы с высоким исходным давлением p отделена от правой части с низким давлением p_1 мембраной M . Объем с давлением p_1 соединен с внешним пространством через профилированный канал с минимальным радиусом r_k . Если убрать мембрану, то вправо от нее начнет перемещаться ударная волна, а влево — волна разряжения. На рис. 8.7 приведены результаты расчета нестационарного процесса при начальных условиях $p/p_1 = \rho/\rho_1 = 100$ и $T = T_1$, причем $X = x/r_k$, $t' = t\sqrt{k_1 R_1 T_1 / r_k}$.

На рис. 8.7 приведены кривые $p/p_1(X)$ по стенке трубы (результаты решения двухмерной задачи) для пяти моментов времени t' .

Однако следует отметить, что при $t' \geq 6,1$ нестационарные волны, распространяющиеся в поперечном направлении, затухают и распределение давления по сечению канала близко к одномерному.

В период $t' = 1,2 - 2,2$ ударная волна частично проходит через сопло, а частично отражается от его суживающейся части. Отраженная ударная волна распространяется влево, взаимодействуя с волной разряжения. Ко времени $t' \geq 3,7$ передний фронт волны разряжения достигает левой стенки и отражается от нее. Изменение давления в фиксированные моменты времени по длине трубопровода определяется как отражением волн от стенок и суживающейся части сопла, так и взаимодействием волн между собой.

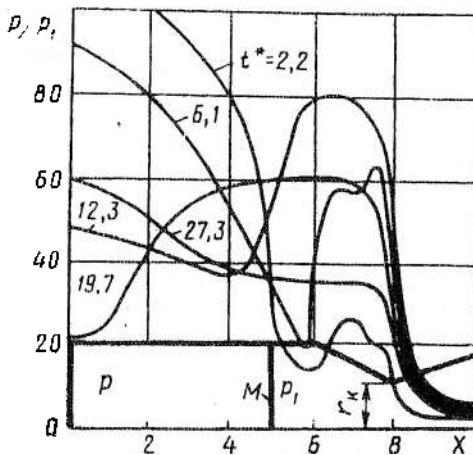


Рис. 8.7. Нестационарные процессы в пневмоустройстве с мембраной M и сопловым каналом радиусом r_k

Разрывы сплошности потока различной интенсивности усложняют расчет газодинамических процессов и механических характеристик ПУ. Решение задачи осуществляется численным интегрированием дифференциальных уравнений неразрывности, импульса и энергии в частных производных разностными методами. Требуется принимать специальные граничные условия (условия на поверхности разрывов), учитывая, что эти дифференциальные уравнения справедливы лишь для участков с гладким (без скачков) течением. Вопрос о граничных условиях (задание потоков массы, импульса, энергии через границы) требует тщательного анализа, так как реальные элементы ПУ имеют конечные размеры и местные пневмосопротивления (проселли, клапаны, профилированные каналы и т. д.).

Не рассматривая далее методы расчета нестационарных процессов с ударными волнами в элементах ПУ, отметим, что разработанные в настоящее время алгоритмы носят частный характер и их использование требует экспериментальной проверки на реальных ПУ.

Для приближенных расчетов ПУ, имеющих относительно длинные входные (выходные) каналы, в практике нестационар-

ный процесс с ударными волнами в каналах ПУ заменяют стационарным процессом течения газа через местное pnevmosопротивление. При этом используют формулы (8.14) или (8.15), а поправочным коэффициентом, который определяется в процессе эксперимента, служит коэффициент расхода k_p (или S_3). Интервал времени от момента открывания клапана (или появления тока в обмотке электромагнита пускового клапана) до начала нарастания давления в рассматриваемой камере ПУ фиксируется как время задержки Δt_3 .

Динамические характеристики ПУ. Рассмотрим ПУ (рис. 8.3), у которого камера сжатия не сообщается с атмосферой $S_{B3} = 0$. Процесс наполнения объема V сжатым газом и одновременное истечение газа из этой полости через отверстие S_{n3} в поршне привода, а также изменение параметров газа в результате движения поршня с увеличением объема $V = S_1(l_1 + x)$ рабочей камеры согласно первому закону термодинамики описывается уравнением

$$dQ_r - dQ_{r\pi} = d(w_1 m_{r1}) + pdV, \quad (8.25)$$

где $dQ_r = h_r \dot{m}_r dt$ — количество энергии, вносимой потоком газа в рабочий объем через входной канал; $dQ_{r\pi} = h_{r\pi} \dot{m}_{r\pi} dt$ — количество энергии, выносимой потоком газа из рабочего объема через отверстие в поршне.

После преобразований уравнения (8.25), как при выводе уравнения (8.22), получаем

$$k_r R_r (\dot{m}_r T_0 dt - \dot{m}_{r\pi} T dt) = R_r p S_1 dx / c_v + V dp + p S_1 dx, \quad (8.26)$$

отсюда

$$k_r R_r dt (\dot{m}_r T_0 - \dot{m}_{r\pi} T) = k_r p S_1 dx + V dp. \quad (8.27)$$

Окончательно имеем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k_r}{S_1(l_1 + x)} (R_r \dot{m}_r T_0 - R_r \dot{m}_{r\pi} T - p S_1 \dot{x}). \quad (8.28)$$

Для определения температуры T в объеме V представим уравнение состояния (8.5) в дифференциальной форме:

$$R_r(Tdm_r - m_{r1}T) = pdV + Vdp.$$

Так как изменения количества газа $dm_r = (\dot{m}_r - \dot{m}_{r1})dt$, то

$$\frac{dT}{dt} = T \left[-\frac{dx}{(l_1 + x)dt} + \frac{dp}{pdt} - \frac{R_r T (\dot{m}_r - \dot{m}_{r1})}{p S_1 (l_1 + x)} \right] \quad (8.29)$$

Определение изменения давления и температуры в объеме сжатия $V_b = S_2(l_2 - x)$ аналогично вышерассмотренному для рабочего объема V , поэтому

$$\begin{aligned} \frac{dp_b}{dt} &= \frac{k_r}{S_2(l_2 - x)} (R_r \dot{m}_{r1} T + p_b S_2 \dot{x}); \\ \frac{dT_b}{dt} &= T_b \left[-\frac{dx}{(l_2 - x)dt} + \frac{dp_b}{p_b dt} - \frac{R_r T \dot{m}_{r1}}{p_b S_2 (l_2 - x)} \right] \end{aligned} \quad (8.30)$$

Расход газа $\dot{m}_r(p/p_0)$, $\dot{m}_{r1}(p_b/p)$ через пневмосопротивления данного ПУ определяются по формулам (8.14) или (8.15). Если при движении поршня в объеме V_b давление p_b превысит давление p в рабочей полости V , то течение воздуха через отверстие в поршне 3 изменяет свое направление, что необходимо учитывать при определении расхода газа \dot{m}_{r1} .

Уравнение движения поршня представим в виде

$$m\ddot{x} = pS_1 - p_b S_2 - F_c. \quad (8.31)$$

Совместное решение нелинейных дифференциальных уравнений (8.28)–(8.31) проводится с использованием методов численного интегрирования. Отметим, что влияние изменения температуры в полостях рассматриваемого ПУ на механические характеристики ПУ мало, поэтому далее примем $T_0 = T = T_b = \text{const}$. Эффективность исследования ПУ повыша-

ется, если преобразовать исходные уравнения в безразмерный вид и рассматривать динамику ПУ относительно безразмерных обобщенных параметров.

Введем новые переменные $t^* = t/t_6$, $Y_1 = p/p_6$, $Y_2 = p_3/p_6$, $X = x/x_6$ и примем за базисные величины $t_6 = S_1 l / (S_3 \sqrt{[2k_r/(k_r - 1)] R_r T_0})$, $p_6 = p_0$, $x_6 = l$, где l — ход поршня (см. рис. 8.3). При этом уравнения (8.28)–(8.31) можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \dot{Y}_1 &= k_r (P_{01} - P_{12} S_3^* - Y_1 \dot{X}) / (X_1 + X); \\ \dot{Y}_2 &= k_r (S_3^* P_{12} S_*^{-1} + Y_2 \dot{X}) / (X_2 - X); \\ K \ddot{X} &= Y_1 - S_* Y_2 - F_*, \end{aligned} \right\} \quad (8.32)$$

где

$$P_{i,i+1} = \begin{cases} Y_i \sqrt{\left(\frac{Y_{i+1}}{Y_i}\right)^{2/k_r} - \left(\frac{Y_{i+1}}{Y_i}\right)^{(k_r+1)/k_r}} & \text{при } Y_{i+1}/Y_i > 0,528 \\ 0,259 Y_i & \text{при } Y_{i+1}/Y_i \leq 0,528. \end{cases}$$

При начальных условиях $t^* = 0$, $X = 0$, $Y_0 = 1$, $Y_1 = Y_2 = Y_n$, где $X_1 = l_1/l$, $X_2 = l_2/l$, $t^* = t S_3 \sqrt{2k_r / (k_r - 1)} R_r T_0 / (S_1 l)$, а обобщенные параметры

$$\begin{aligned} K &= \frac{2k_r R_r m T_0 S_3^2}{p_0 (k_r - 1) S_1^3 l}; \\ F_* &= \frac{F_c}{p_0 S_1}; \quad S_3^* = \frac{S_{n,3}}{S_3}; \quad S_* = \frac{S_2}{S_1}. \end{aligned} \quad (8.33)$$

На рис. 8.8 приведены пневмомеханические характеристики рассматриваемого ПУ при $X_1 = 0,15$; $X_2 = 1,15$; $Y_n = Y_1 = Y_2 = 0,05$ ($p_0 = 2$ МПа); $S_3^* = 0,5$; $S_* = 1$; $F_* = 0 - 0,25$. Для ПУ с параметрами

рами $K = 2,25$, $S_3^* = 0,5$ (шпричевые кривые) характерно плавное движение поршня без резких динамических перегрузок. Скорость поршня ПУ на конечном этапе движения плавно приближается к нулю (безударное торможение). Для ПУ с параметрами $K = 0,25$, $S_3^* = 0,5$ (сплошные кривые) имеет место значительное повышение быстродействия, однако скорость на этапе торможения резко уменьшается. Поэтому незначительное изменение исходных данных может вызвать удар в конце торможения (при $X=1$) или поршень, не пройдя заданный путь, начнет движение обратно.

Дальнейшие исследования ПУ должны базироваться на конкретных требованиях к механическим характеристикам ПУ из условий работы приводного механизма в электрическом аппарате. В каждом конкретном случае выбирается схема ПУ и решается система уравнений, подобная (8.32). Затем проводится поиск безразмерных обобщенных параметров, которые в совокупности должны обеспечить требуемые механические характеристики ПУ.

Отдельно рассмотрим важные этапы работы ПУ.

Трогание поршня в ПУ. В динамическом режиме пневмомеханизма этап трогания связан с наполнением (опорожнением) постоянных объемов. В некоторых случаях могут быть получены аналитические формулы. Для определения времени наполнения (время трогания t_t сжатым воздухом объема V (см. рис. 8.3, $S_{n3} = 0$) до достижения давления p_t применим уравнения (8.15) и (8.22).

Если $Y_t = p_t/p_0 > Y_{kp}$, то режим истечения воздуха из пневмоаккумулятора (рис. 8.3) сначала надкритический, а затем подкритический. Принимая в переходном процессе $p_0 = \text{const}$, получаем

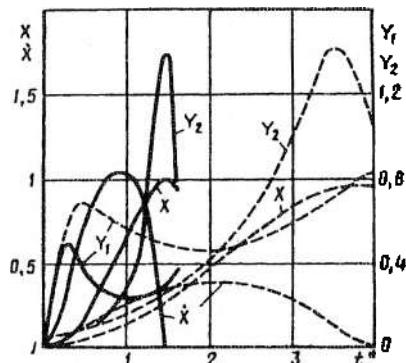


Рис. 8.8. Динамические характеристики приводных пневмомеханизмов

$$t_{\text{т}} = t_{\text{н}} + t_{\text{п}} = V_* \left[\int_{p_{\text{н}}}^{p_{\text{кп}}} \frac{dp}{p_0} + \frac{1}{2} \int_{p_{\text{кп}}}^{p_{\text{т}}} \frac{dp}{\sqrt{p(p_0 - p)}} \right], \quad (8.34)$$

где $V_* = V \sqrt{2 / (R_{\text{r}} T_0)} / (k_{\text{r}} S_{\text{з}})$.

После интегрирования (8.34) имеем

$$t_{\text{т}} = V_* \left\{ \left(Y_{\text{кп}} - Y_{\text{н}} \right) + 0,5 \left[\arcsin(2Y_{\text{т}} - 1) - \arcsin(2Y_{\text{кп}} - 1) \right] \right\}, \quad (8.35)$$

где $Y_{\text{кп}} = p_{\text{кп}} / p_0 = 0,5$; $Y_{\text{н}} = p_{\text{н}} / p_0$; $p_{\text{н}}$ — начальное давление в камере V (в данном случае $p_{\text{н}} = p_{\text{а}}$).

Когда происходит наполнение объема до $p_{\text{т}} = p_0$, при расчете обычно принимают конечное давление $p_{\text{т}} = (0,9 - 0,95)p_0$.

Рассмотрим время трогания поршня при обратном ходе (рис. 8.3). С момента переключения клапана 2 и подсоединения полости $V_{\text{k}} = S_1(l_1 + l)$ с атмосферой наступает процесс истечения газа из постоянного объема. Процесс истечения определяется перепадом давления $Y_i = p_{\text{а}} / p_i$, и если $Y_{\text{т}} = p_{\text{а}} / p_{\text{т}} > Y_{\text{кп}} = p_{\text{а}} / p_{\text{кп}}$, то режим истечения надкритический, а затем подкритический. Из уравнений (8.15) и (8.24) имеем

$$t_{\text{ти}} = t_{\text{ни}} + t_{\text{пи}} = -V_* \left[\int_{p_{\text{н}}}^{p_{\text{кп}}} \frac{dp}{p_0} + \frac{1}{2} \int_{p_{\text{кп}}}^{p_{\text{т}}} \frac{dp}{\sqrt{p(p_0 - p)}} \right], \quad (8.36)$$

где $V_* = V_{\text{k}} \sqrt{2 / (R_{\text{r}} T_0)} / (S_{\text{з}} k_{\text{r}})$.

После интегрирования уравнения (8.36) имеем

$$t_{\text{ти}} = V_* \left[\left(\ln Y_{\text{н}}^{-1} - \ln Y_{\text{кп}}^{-1} \right) + \left(\sqrt{Y_{\text{кп}}^{-1} - 1} - \sqrt{Y_{\text{т}}^{-1} - 1} \right) \right], \quad (8.37)$$

где $Y_{\text{н}} = p_{\text{а}} / p_0$; $Y_{\text{кп}} = p_{\text{а}} / p_{\text{кп}} = 0,5$.

Обычно экспериментальная кривая изменения давления в постоянном объеме при наполнении (опорожнении) его воздухом находится между расчетными зависимостями, полученными для адиабатного и изотермического процессов, наполнения (опорожнения). В частности, при малых перепадах давлений или сильном дросселировании процесс наполнения (истечения) близок к изотермическому, и в уравнениях (8.35) и (8.37) принимают $k_r = 1$.

Быстродействие ПУ. Этап трогания и начальное движение поршня являются взаимосвязанными процессами и определяют быстродействие ПУ. Проанализируем влияние параметров ПУ на минимальное время срабатывания t_c (время от мгновенного открывания входного отверстия сечением S_3 до прохождения поршнем расстояния l).

Для схемы ПУ (рис. 8.3) имеем $S_{n3} = 0$, $p_b = p_a = \text{const}$ ($S_{b3} \gg S_3$). Для удобства при анализе заменим в уравнениях (8.32) базисное время t_6 . Примем $t_6 = \sqrt{ml/F_c}$, как время равноускоренного движения поршня с массой m на ход l под действием силы $2F_c$, с тем, чтобы не связывать t_6 с S_3 и S_1 . Решение системы уравнений, подобной (8.32), проводится относительно обобщенных безразмерных параметров

$$\Pi_* = p_0 S_3 \sqrt{\frac{2k_r R_1 T_0 m}{(k_r - 1) F_c^3 l}}; \quad F_* = \frac{F_c}{p_0 S_1}; \quad S_* = \frac{S_2}{S_1}. \quad (8.38)$$

Для ограничения вычислений приняты постоянными $X_1 = 0,15$; $S_* = 1$; $Y_h = Y_1 = Y_2 = 0,025$; $0,05$.

На рис. 8.9 представлены зависимости $t_c^* = t_c \sqrt{F_c/(ml)} (\Pi_*, F_*^{-1})$, где сплошные кривые при $Y_h = 0,05$, штриховые — при $Y_h = 0,025$.

Перед тем как анализировать эти зависимости, отметим, что предельно возможное быстродействие ПУ определяется как равноускоренное движение массы m на расстояние l при мгновенном приложении усилия $p_0 S_1$, т. е. $t_c^* = \sqrt{2/(F_*^{-1} - 1)}$ (штрихпунк-

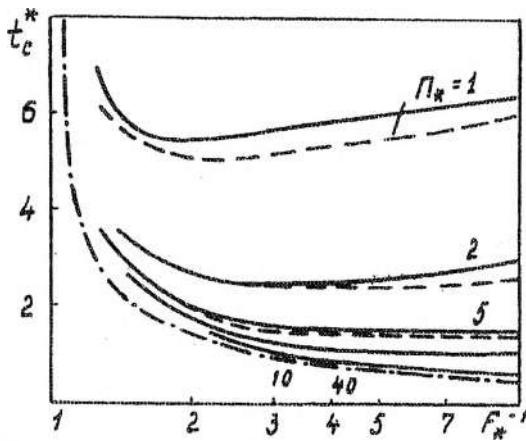


Рис. 8.9. Нормированное время срабатывания t_c^* для односторонних пневмомеханизмов от обобщенных параметров F_k и Π_k .

китирная кривая на рис. 8.9). Минимум зависимости $t_c^*(F_k^{-1})$ при разных значениях Π_k характеризует оптимальную совокупность исходных параметров S_3 , m , S_1 , l , p_0 , F_c для обеспечения быстродействия. Если за переменный параметр принять $S_1(S_1\alpha F_k^{-1})$ при $\Pi_k = \text{const}$, то увеличение t_c^* влево от оптимальной зоны связано с перегрузкой ПУ в связи с уменьшением площади S_1 . Возрастание t_c^* вправо объясняется увеличением S_1 , а следовательно, и объема рабочей камеры $V = S_1(l_1 + x)$, что не компенсируется расходом газа через входной канал сечением S_3 в период разгона.

Быстродействие ПУ связано с достижением поршнем значительной скорости уже на начальном участке хода. Следовательно, высокая кинетическая энергия подвижных частей ПУ $W_k = 0,5m\dot{x}^2$ требует эффективных средств амортизации. В быстродействующих электрических аппаратах широко используют-

ся односторонние ПУ, в которых изменяющееся давление воздуха воздействует на поршень с одной стороны. При анализе и расчете подобных ПУ можно использовать зависимости $t_c^*(P_*, F_*^{-1})$, приведенные на рис. 8.9.

Торможение поршня в ПУ. Для торможения поршня на заключительном этапе движения в пневмомеханизмах часто используется сжатие газа в объеме V_b (рис. 8.10). Если камера V_b закрыта, то кинетическая энергия движущихся частей привода в значительной мере переходит в потенциальную энергию сжатого газа. Процесс торможения неотделим от всего динамического процесса и определяется из решения системы дифференциальных уравнений (8.32). Однако в ряде случаев целесообразно приблизенно рассмотреть процесс торможения для выявления его общих закономерностей. Будем считать, что движение поршня до начала этапа торможения установившееся, то есть скорость поршня \dot{x}_n постоянна. Следовательно, на поршень в момент начала этапа торможения действует постоянное давление p_n , а со стороны полости выхлопа давление $p_{v.n}$.

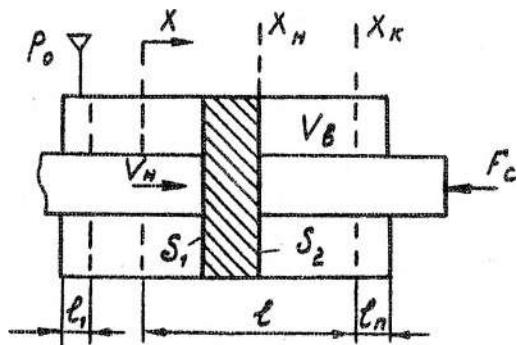


Рис. 8.10. Расчетная схема пневмомеханизма для анализа процесса торможения

Кинетическая энергия движущихся частей пневмомеханизма и работа движущихся сил в рабочем объеме на пути торможения должны быть скомпенсированы работой внешних противодействующих сил и работой сжатия воздуха в полости выхлопа,

тогда конечная кинетическая энергия поршня будет стремиться к нулю. Следовательно, принимая активные силы и силы сопротивления постоянными, имеем

$$\frac{m\dot{x}_H^2}{2} + S_1 \int_{x_H}^{x_K} p_H dx = S_2 \int_{x_H}^{x_K} p_{BH} dx + F_c \int_{x_H}^{x_K} dx + \frac{m\dot{x}_K^2}{2}, \quad (8.39)$$

где \dot{x}_H , \dot{x}_K — начальная, конечная скорости поршня на пути торможения; x_H, x_K — координаты положения поршня в начале и в конце торможения.

Обычно процесс сжатия газа в быстродействующих пневмоприводах приближается к адиабатическому.

Согласно первому закону термодинамики, удельная работа газа при расширении $da = -dw_r$. Так как $w_r = c_v(T_{BK} - T_{BH})$, а согласно уравнению состояния $T = p/(\rho R_r)$, то

$a = c_v/R_r(p_{BH}p_{BK}^{-1} - p_{BK}p_{BH}^{-1})$. Учитывая уравнения (8.4)–(8.6), при постоянной массе газа m_{TB} в объеме V_B получим

$$A = m_{TB}a = p_{BH}V_{BH} \left[1 - \left(p_{BK} / p_{BH} \right)^{(k_r-1)/k_r} \right] / (k_r - 1). \quad (8.40)$$

Уравнение (8.39) для схемы ПУ (рис. 8.10) при сжатии воздуха в объеме V_B приобретает вид:

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} (\dot{x}_H^2 - \dot{x}_K^2) &= \frac{l + l_H - x_H}{k_r - 1} p_{BH} S_2 \left[\left(\frac{p_{BK}}{p_{BH}} \right)^{(k_r-1)/k_r} - 1 \right] + \\ &+ (x_K - x_H)(F_c - p_H S_1). \end{aligned} \quad (8.41)$$

Примем, что скорость поршня в конце тормозного пути равна нулю, и представим отношение (p_{BK}/p_{BH}) так:

$$\left(p_{BK} / p_{BH} \right) = \left(V_{BH} / V_{BK} \right)^{k_r} = (X_T + 1)^{k_r}, \text{ где } X_T = (l - x_H) / l_H.$$

После преобразования приведем уравнение (8.41) к виду

$$\frac{m\dot{x}_H^2}{2l_H} = \frac{S_2 p_{BH}}{(k_r - 1)} (1 + X_T) \left[(1 + X_T)^{k_r-1} - 1 \right] + X_T (F_c - p_H S_1). \quad (8.42)$$

Следовательно, если в конструкции пневмомеханизма увеличивается кинетическая энергия подвижных частей $0,5m\dot{x}_n^2$ и требуется сохранить постоянными тормозной путь $X_t = (I - x_n)/l_n$ и паразитную полость $V_n = l_n S_2$, то эффективными мерами торможения являются повышение исходного давления в объеме сжатия p_{in} и увеличение сил сопротивления F_c .

В прямоходовых клапанах воздушных выключателей это реализуется движением хвостовика тарелки клапана в закрытом объеме с начальным давлением, равным p_0 . В силовых пневмо-приводах используются гидравлические демпферы, благодаря которым величина F_c на тормозном пути значительна.

8.4. Гидравлические приводные устройства

Гидравлические приводные устройства (ГУ) применяются в конструкциях воздушных, масляных, элегазовых, вакуумных высоковольтных выключателей. Они обладают высокой механической жесткостью относительно нагрузки благодаря несжимаемости жидкости как рабочей среды. В конструкциях ГУ удается обеспечить высокое быстродействие и эффективное торможение поршня ГУ в конце пути. Источниками энергии в ГУ служат пневмогидравлические аккумуляторы, которые имеют номинальное давление $p_0 = 15 - 35$ МПа и, следовательно, большую энергоемкость. В момент срабатывания ГУ пневмогидроаккумулятор обеспечивает значительный объемный расход жидкости $\dot{V}_x = dV_x/dt$, м³/с, что способствует их быстродействию. В отечественной технической литературе ГУ с пневмогидроаккумулятором для электрических аппаратов называют *пневмогидравлическим приводным устройством*.

Существенным недостатком ГУ является изменение физико-технических свойств жидкости в процессе эксплуатации, что приводит к нарушению требуемых механических характеристик гидромеханизма. Поэтому в ГУ предъявляются высокие требования к подбору жидкости и средствам ее очистки, к выбору конструкции, материалов, уплотнений, к технологии и условиям эксплуатации.

ГУ используются как устройства, выполняющие отдельные операции (включение или отключение), и они работают совместно с пружинными приводами или другими механизмами, которые обеспечивают соответственно отключение или включение выключателя; они используются также как приводные механизмы, выполняющие все циклы операций.

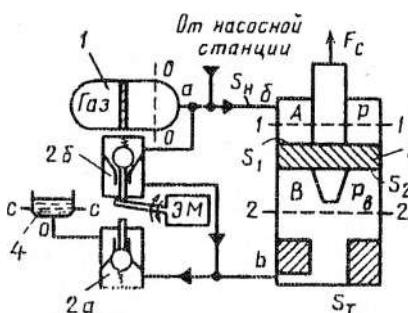


Рис. 8.11. Расчетная схема гидравлического приводного устройства

Рассмотрим принципиальную схему ГУ, представленную на рис. 8.11. В исходном положении пневмогидроаккумулятор 1 постоянно связан с полостями *A* и *B* гидроцилиндра и давление $p_0 = p_B = p = 15 - 35 \text{ МПа}$. Обычно объем аккумулятора 1 достаточно велик, чтобы обеспечить стабильность p_B для выполнения операций, а его ползарядку обеспечивает маломощная насосная станция.

При подаче сигнала на поляризованный электромагнит ЭМ гидроклапана 2 a полость *B* соединяется через сливную гидролинию *b*-0 с баком 4 и происходит отвод жидкости из-под поршня ГУ. Одновременно жидкость из аккумулятора поступает в объем *A* по напорной гидролинии *a*-*b*. Под действием усилия $pS_1 - p_b S_2 - F_c$ поршень движется вниз.

Поршень ГУ имеет тормозной хвостовик и по мере перемещения поршня хвостовик перекрывает сечение S_t , что вызывает увеличение местного гидравлического сопротивления. Давление в объеме V_b возрастает, и в конце пути скорость поршня уменьшается до допустимого значения. Возврат поршня в первоначальное положение происходит после срабатывания электромагнита ЭМ и соединения объема V_b с пневмогидравлическим аккумулятором через гидроклапан 2 b . Рост давления в объеме V_b вызывает движение поршня 3 вверх.

Рассмотрим основные характеристики движущейся жидкости как рабочего тела в элементах ГУ.

Рабочая жидкость. Свойства жидкости определяют механические характеристики ГУ. Практика показывает, что изменения, происходящие в жидкости, являются основной причиной всех отказов и неисправностей в эксплуатации гидроустройств. Важными параметрами жидкости являются плотность, вязкость, сжимаемость.

Плотность жидкости $\rho = 800 - 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$. Экспериментально показано, что изменение температуры жидкости как в статике, так и при движении среды не приводит к заметному изменению плотности.

Вязкость жидкости (внутреннее трение в жидкости) характеризуется динамической (абсолютной) вязкостью η_d . Под кинематическим коэффициентом вязкости η_k понимают $\eta_k = \eta_d/\rho$. Изменение температуры весьма существенно влияет на вязкость жидкости, что может вызвать изменение временных характеристик ГУ. Так, для масла АМГ-10 ($\rho = 850 \text{ кг}/\text{м}^3$) при уменьшении температуры с $+50^\circ\text{C}$ до -50°C кинематическая вязкость увеличивается с $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ до $1,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$. Для жидкости при уменьшении температуры силы взаимодействия между молекулами слоев, смещающихся друг относительно друга, усиливаются, и вязкость возрастает.

Сжимаемость жидкости (упругая деформация жидкости) характеризуется изменением объема жидкости под воздействием внешнего давления:

$$E_x dV_x = -V_x dp, \quad (8.43)$$

где V_x — объем жидкости; E_x — объемный модуль упругости жидкости, Па.

Объемный модуль упругости E_x возрастает с увеличением давления p и с уменьшением температуры T жидкости. Значение $E_x = 1200 - 2000 \text{ МПа}$, т. е. в среднем, согласно формуле (8.43), жидкость сжимается на доли процента при увеличении давления на 10 МПа.

Однако реальная жидкость в гидроприводе представляет собой двухфазную смесь с переменным объемным модулем упругости. Высокие скорости движения поршня гидропривода,

значительные перепады давлений при начальном ускорении и в стадии торможения, течение жидкости через местные гидравлические сопротивления (клапаны, отверстия, насадки и т. д.) приводят к выделению из жидкости растворенного газа. Скорость выделения газа выше скорости его растворения и неизбежно наличие нерастворенного газа, процент содержания которого в смеси изменяется при эксплуатации ГУ. Поэтому объемный модуль упругости жидкости E_x зависит от коэффициента $k_a = V/V_c$, где V — объем газа в жидкости; V_c — объем двухфазной смеси.

$E_x \cdot 10^{-8}$ Па

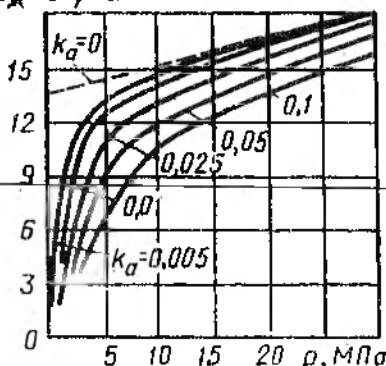


Рис. 8.12. Объемный модуль упругости жидкости от давления при изменении коэффициента k_a

изменении коэффициента k_a в динамическом режиме, с тем чтобы учитывать влияние на деформацию среды конструктивных элементов гидромеханизма и работы гидроустройств управления.

Движение жидкости в ГУ рассматривается как одномерное движение сплошной среды. Известно, что для потока газа и жидкости одинаково справедливы законы сохранения массы, импульса (количества движения), энергии. Поэтому воспользуемся уравнениями Бернуlli (8.8) и неразрывности (8.9), принимая жидкость как идеальную и несжимаемую ($\rho = \text{const}$) среду.

Влиянием сил тяжести среды на ее движение в гидроустройстве пренебрегаем. Для сечений потока 1—1 и 2—2 (см. рис. 8.4, а) уравнение (8.8) приобретает вид

Растворенный газ не влияет на E_x . Согласно теоретическому расчету для масла АМГ-10 при $T = 293$ К наибольшее влияние газовой фазы на E_x наблюдается при относительно малых давлениях (рис. 8.12). Изменение упругой деформации жидкости из-за нерастворенного газа может привести к изменению механических характеристик гидропривода. Целесообразно в расчете ГУ использовать экспериментальные данные $E_x(p, k_a)$, полученные на реальном гидроприводе в динамическом режиме, с тем чтобы учитывать влияние на деформацию среды конструктивных элементов гидромеханизма и работы гидроустройств управления.

$$p_1 + \rho v_1^2/2 = p_2 + \rho v_2^2/2, \quad (8.44)$$

где v_1, v_2 — скорость жидкости в сечениях 1—1 и 2—2.

Однако для учета реальных свойств жидкости к правой части уравнения (8.44) следует прибавить Δp_{12} — потери давления на участке между сечениями 1—1 и 2—2. Для рассматриваемого случая уравнение неразрывности (8.9)

$$dV_{\text{ж}}/dt = dV_{\text{ж}}/dt = \dot{V}_{\text{ж}} = v_1 S_1 = v_2 S_2 = \text{const}, \quad (8.45)$$

где $\dot{V}_{\text{ж}}$ — объемный расход жидкости, $\text{м}^3/\text{с}$; S_1, S_2 — площадь сечения потока жидкости в сечениях 1—1 и 2—2.

Между напорным и сливным потоками жидкости находится поршень ГУ (рис. 8.11, операция отключения). Для ГУ принято условие взаимодействия жидкости с подвижным поршнем формулировать при предположении, что полости ГУ полностью заполнены жидкостью. Тогда граничные условия в гидроцилиндре для сечений 1—1 и 2—2 приобретают вид

$$\dot{V}_{\text{жн}} = v_n S_1, \quad \dot{V}_{\text{жс}} = v_n S_2, \quad \dot{V}_{\text{жс}} S_2^{-1} = \dot{V}_{\text{жн}} S_1^{-1}, \quad (8.46)$$

где v_n — скорость поршня ГУ; S_1, S_2 — площади поршня со стороны полостей A и B , на которые действует жидкость.

Расход жидкости в элементах ГУ. В ГУ велики потери давления при протекании жидкости через различные (по длине) и местные (сосредоточенные) гидравлические сопротивления.

Формула для определения потерь давления имеет следующий вид

$$\Delta p = 0,5 \rho \xi_{\text{ж}} v^2, \quad (8.47)$$

где $\xi_{\text{ж}}$ — коэффициент сопротивления элемента; v — скорость течения жидкости через элемент.

Рассмотрим стационарное течение жидкости из камеры, через отверстие S_0 во внешнее пространство (рис. 8.13, а). Сжатие струи до сечения S_2 (рис. 8.13, а) происходит вследствие движения частиц жидкости по криволинейным траекториям, что приводит к возникновению центробежных сил, направленных к оси и сжимающих струю. Отношение сечения S_2 к площади отвер-

стия S_0 называется коэффициентом сжатия струи $k_c = S_2/S_0$. Для рассматриваемых сечений 1–1 и 2–2 запишем

$$p_1 + 0,5\rho v_1^2 = p_2 + 0,5\rho v_2^2 + 0,5\rho \xi_{ж} v_2^2. \quad (8.48)$$

Учитывая, что $v_1 = 0$, получаем

$$v_2 = \left(1/\sqrt{1+\xi_{ж}} \right) \sqrt{(2/\rho)(p_1 - p_2)}.$$

Следовательно, расход жидкости через отверстие

$$\dot{V}_{ж} = S_2 v_2 = \left(k_c S_0 / \sqrt{1+\xi_{ж}} \right) \sqrt{(2/\rho)(p_1 - p_2)}, \quad (8.49)$$

где $k_c S_0 / \sqrt{1+\xi_{ж}} = k_{ж}$ — коэффициент расхода.

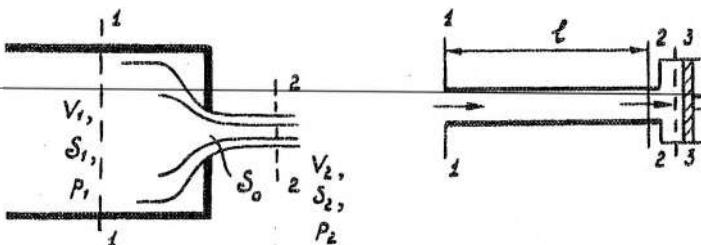


Рис. 8.13. Гидроэлементы электрических аппаратов

Коэффициент $k_{ж}$ является поправочным коэффициентом между реальным расходом жидкости и его предельным теоретическим значением $\dot{V}_{ж\max}$, когда нет сжатия струи и нет потерь $\xi_{ж} = 0$. Коэффициенты $k_{ж}$ зависят от формы, размеров отверстия и камеры, режима течения (ламинарный или турбулентный) и определяются обычно экспериментально. Для увеличения расхода жидкости через отверстия используется присоединение внешних насадок.

Для определения $\dot{V}_{ж}$ через клапаны, фильтры, дроссели и другие местные гидравлические сопротивления требуется найти коэффициенты сопротивления $\xi_{ж}$.

Для течения жидкости через местные сопротивления характерно резко изменяющееся неравномерное движение среды с

высокой степенью пульсации скоростей и давлений. Аналитический расчет коэффициента $\xi_{ж}$ возможен только для нескольких идеализированных частных случаев, например, для сопротивления при резком расширении канала $\xi_{ж} = (1 - S_2 / S_1)^2$ (рис. 8.13, б). В остальных случаях используются эмпирические коэффициенты, полученные при стационарном течении жидкости.

Расход жидкости через трубопровод (рис. 8.13, б) следует определять по (8.49), учитывая, что коэффициент сопротивления $\xi_{ж} = \lambda_{ж} l / d_T$. Коэффициент трения $\lambda_{ж}$ зависит от режима течения жидкости, материала и шероховатости поверхности трубопровода и определяется по эмпирическим формулам:

$$\text{для турбулентного течения } \lambda_{ж} = 0,316 Re^{-0,25};$$

$$\text{для ламинарного течения } \lambda_{ж} = (64 - 75) / Re. \quad (8.50)$$

Течение жидкости принято считать турбулентным, если число Рейнольдса $Re > 2300$, или ламинарным, если $Re < 2300$. Это разделение режимов течения условное, так как на практике турбулентность проявляется и при меньших Re .

Большое влияние на эти процессы оказывают возмущения в жидкости, связанные с непрофилированным входом в трубопровод, шероховатостью поверхности входного канала и формой его поперечного сечения. В приближенных формулах (8.50) не показано влияние на коэффициент $\lambda_{ж}$ шероховатости внутренней поверхности трубопровода. Имеется несколько эмпирических формул, одна из которых универсальная формула Альтшуля

$$\lambda_{ж} = 0,1(14k_3/d_T + 100/Re)^{0,25}, \quad (8.51)$$

где $k_3 = 0 - 0,002$ — эквивалент абсолютной шероховатости (мм) для труб, тянутых из латуни и меди; $k_3 = 0,06 - 0,2$ — для высококачественных бесшовных стальных труб; $k_3 = 0,1 - 0,5$ — для стальных труб.

Для повышения точности расчетов целесообразно пользоваться $k_{ж}$, $\xi_{ж}$, полученными экспериментально на действующих ГУ с учетом их динамики.

Проводя осциллографирование изменения давления в рабочей полости гидроцилиндра p (рис. 8.11), определяя скорость движения поршня v_n , можно найти коэффициент сопротивления отдельных гидроэлементов или напорной гидроцепи по уравнению (8.47). Учитывая, что $v_n S_1 = S_h v$, получаем

$$\xi_{jk} = 2(p_0 - p) S_h^2 / (v_n^2 S_1^2 \rho), \quad (8.52)$$

где p_0 — давление жидкости в пневмогидроаккумуляторе; S_h — сечение трубопровода $a-b$ (см. рис. 8.11).

Обычно исследуют зависимость $\xi_{jk}(v_n)$, которую используют в расчетах.

Для расчета динамики ГУ необходимо знать потери давления как в отдельных элементах ГУ, так и по всей напорной (сливной) гидроцепи. При последовательном соединении n трубопроводов и k местных гидравлических сопротивлений, когда известны для отдельных элементов λ_{jk} и ξ_{jk} потери давления для напорной гидроцепи суммируются и приводятся к площади поршня S_1 (или для сливной гидроцепи к S_2) ГУ. Учитывая, что $v_i S_i = v_n S_1$ и используя уравнение (8.47), получаем

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho \left(\sum_{i=1}^n \frac{\lambda_{jk} i l_i}{d_{\tau i} S_i^2} + \sum_{i=1}^k \frac{\xi_{jk}}{S_{iM}^2} \right) v_n^2 S_1^2. \quad (8.53)$$

Нестационарные процессы в ГУ. Важные практические задачи можно решать, принимая течение жидкости как одномерное и стационарное (установившееся), что хорошо подтверждается экспериментом. Однако в ряде случаев неучет нестационарных одномерных процессов может привести к значительным ошибкам.

Приведенная масса жидкости. Если рассматривать жидкость между сечениями 1—1, 2—2 (рис. 8.14), то для того, чтобы сдвинуть ее, необходимо преодолеть инерционность столба жидкости. Согласно второму закону Ньютона, проектируя силы давления на касательную к линии тока (влиянием силы веса жидкости пренебрегаем), получаем

$$pdS - [p + (\partial p / \partial x) dx] dS = \rho dS dx dv / dt. \quad (8.54)$$

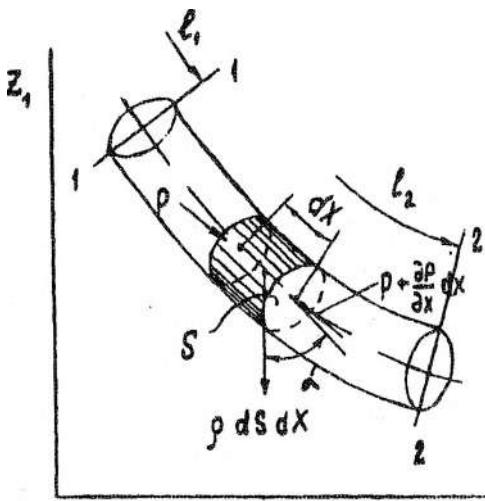


Рис. 8.14. Течение жидкости в канале

Так как $v(x, t)$ и $dv/dt = \partial v/\partial t + v\partial v/\partial x$, то уравнение (8.54) можно записать в виде

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \rho \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{v^2}{2} \right) + \rho \frac{\partial v}{\partial t} = 0.$$

Умножая на dx и интегрируя уравнение вдоль потока среды на участке 1—2, для некоторого определенного момента времени получаем:

$$\int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) dx + \int_{v_1}^{v_2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{v^2}{2} \right) dx + \int_1^2 \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) dx = 0.$$

Окончательно

$$p_1 + \rho \left(\frac{v_1^2}{2} \right) = p_2 + \rho \left(\frac{v_2^2}{2} \right) + \rho \int_1^2 \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) dx. \quad (8.55)$$

При постоянной площади живого потока по каналу длиной l $\frac{\partial v}{\partial t} = dv/dt$ и, следовательно,

$$\rho \int_1^2 dv/dt dx = \rho l d v/dt = \Delta p_{in}, \quad (8.56)$$

где Δp_{in} — потери давления на преодоление инерционности столба жидкости.

Для напорной (сливной) линии ГУ постоянного сечения, когда объемный расход жидкости определяется движением поршня и по уравнению неразрывности $vS_{in} = v_{in}S_l$ (см. рис. 8.11), потери давления на преодоление инерционности столба жидкости, отнесенные к площади поршня S_l , равны

$$\Delta p_{in} = (\rho l S_l / S_{in}) dv_{in}/dt = (m_{x1} / S_l) dv_{in}/dt, \quad (8.57)$$

где $m_{x1} = \rho l S_l^2 / S_{in}$ — масса жидкости, приведенная к площади поршня S_l .

Чтобы показать значимость m_{x1} , допустим, что $S_l / S_{in} = 10$, тогда $m_{x1} = 100m_x$, где $m_x = \rho l S_{in}$ — реальная масса жидкости. Следовательно,веденная масса жидкости по величине может быть соизмерима с массами металлических подвижных частей привода и ее необходимо учитывать при расчете ГУ. В общем виде, когда канал имеет переменное сечение по длине l , приведенная к площади поршня S_l масса жидкости равна

$$m_{x1} = \rho S_l^2 \int_l dl / dS_l. \quad (8.58)$$

Для гидроциепи, состоящей из последовательного соединения трубопроводов,

$$m_{x1} = \rho S_l^2 \sum_i l_i / S_{in}. \quad (8.59)$$

Гидравлический удар. Жидкость имеет относительно высокую плотность и при движении по трубопроводу с большой скоростью поток обладает значительной кинетической энергией. Мгновенное перекрытие канала неизбежно вызывает резкое возрастание давления в канале (гидравлический удар) перед заслонкой, что связано с переходом кинетической энергии потока в

потенциальную энергию жидкости. Дальнейшее распространение ударной волны по каналу может вызвать ложное срабатывание элементов гидросистемы, изменение динамических характеристик гидромеханизма. Для устранения гидравлического удара используются пневматические компенсаторы, ограничивается скорость переключающих элементов. В быстродействующих ГУ применяются специальные тормозные устройства, позволяющие обеспечить плавное движение поршня ГУ при торможении, с тем чтобы предельно уменьшить кавитационные явления.

Динамические характеристики ГУ. Рассмотрим ГУ (см. рис. 8.11) при движении поршня вниз. Уравнение движения поршня ГУ, принимая приведенную к поршню массу твердых подвижных звеньев ТУ постоянной, можно представить в виде

$$m_{\text{п}} \ddot{v}_{\text{п}} = pS_1 - p_b S_2 - F_c, \quad (8.60)$$

где p и p_b — давления соответственно в рабочей полости гидроцилиндра и в объеме B ; F_c — суммарное противодействующее усилие.

Для определения давлений p и p_b необходимо составить уравнения, связывающие параметры потока в разных сечениях гидросистемы. Следует сформулировать граничные условия для четырех сечений, находящихся в начале и конце потоков гидросистемы ГУ. В сечении $0-0$ (см. рис. 8.11) в гидроаккумуляторе принимают $p_0 = \text{const}$. В конце сливного канала в сечении $c-c$ скоростным напором пренебрегают и считают давление $p_{c-c} = p_a$ (при сливе в бак p_a равно атмосферному давлению).

В полостях гидроцилиндра рассматривают два сечения $1-1$ и $2-2$. Граничные условия формируются согласно уравнениям (8.46). Для напорной цепи ГУ уравнение Бернуlli имеет вид

$$p_0 + 0,5\rho v_0^2 = p + 0,5\rho v_1^2 + \Delta p_{01} + \Delta p_{\text{ин}},$$

$\Delta p_{\text{ин}}$ — потери давления на преодоление инерционности жидкости между сечениями $0-0$ и $1-1$, приведенные к площади поршня S_1 ; Δp_{01} — потери давления в гидравлических сопротивлениях.

Обычно разность между кинетическими энергиями $0,5\rho(v_0^2 - v_1^2)$ мала по сравнению с потерями давления в гидравлических сопротивлениях, и поэтому

$$p = p_0 - \Delta p_{01} - \Delta p_{\text{нн}} = p_0 - \Delta p_{01} - (m_{\text{ж1}} / S_1) dv_{\text{n}} / dt, \quad (8.61)$$

соответственно для сливной цепи имеем

$$p_{\text{n}} = p_{c-c} + \Delta p_{2c} + \Delta p_{\text{нн}} = p_{c-c} + \Delta p_{2c} + (m_{\text{ж2}} / S_2) dv_{\text{n}} / dt, \quad (8.62)$$

где $\Delta p_{\text{нн}}$ — потери давления на преодоление инерционности жидкости между сечениями 2—2 и c—c, приведенные к площади поршня S_2 ; Δp_{2c} — потери давления в гидравлических сопротивлениях для сливной гидроцели.

Потери давления для напорной Δp_{01} и сливной ветви Δp_{2c} определяются по формулам (8.47) и (8.53).

Суммарная масса подвижных частей в гидромеханизме

$$m = m_{\text{n}} + m_{\text{ж1}} + m_{\text{ж2}} = m_{\text{n}} + \rho S_1^2 \sum I_i S_{i\text{n}} + \rho S_2^2 \sum I_i S_{i\text{c}}. \quad (8.63)$$

Окончательно уравнение движения (8.60) имеет вид

$$m \ddot{v}_{\text{n}} = (p_0 - \Delta p_{01}) S_1 - (\Delta p_{2c} + p_{c-c}) S_2 - F_{\text{c}}. \quad (8.64)$$

Когда необходим более точный расчет с учетом сжимаемости реальной жидкости, то балансы объемных расходов в системе записываются так:

$$\begin{aligned} v_{\text{n}} S_1 &= \dot{V}_{\text{жн}} - (V_{\text{жн}}(x) / E_{\text{жн}}) dp / dt, \\ v_{\text{n}} S_2 &= \dot{V}_{\text{жc}} + (V_{\text{жc}}(x) / E_{\text{жc}}) dp_{\text{n}} / dt. \end{aligned} \quad (8.65)$$

Характеристики ГУ рассчитываются по вышеприведенным формулам методами численного интегрирования. Дальнейшие теоретические исследования ГУ должны базироваться на конкретных требованиях к гидромеханизму в электрическом аппарате с учетом действующих сил и масс подвижных звеньев.

Проанализируем основные динамические показатели ГУ.

Время трогания поршня в ГУ. Для идеального гидромеханизма (см. рис. 8.11) усилие к поршню прикладывается мгновенно, и время трогания равно нулю (проходное сечение клапана 2a открывается мгновенно). Однако экспериментальные иссле-

дования показывают, что в реальном ГУ из-за газовой фазы в жидкости трогание поршня может составлять заметное время.

Для выполнения коммутационным аппаратом наиболее ответственной операции важно выбрать такую систему ГУ, когда предельное усилие на поршень прикладывается с минимальной задержкой по времени. Рассмотрим начальную fazу поступления жидкости под поршень ГУ при открывании клапана 2б. Из уравнения (8.43)

$$E_{\infty} \dot{V}_{\infty} dt = -V_{\infty} dp. \quad (8.66)$$

Так как в исходном положении давление жидкости в полости *B* равно атмосферному p_0 , то, решая уравнение (8.66), относительно времени *t*, получаем

$$t_p = V_{\infty} \int_{p_0}^p dp / [E_{\infty}(p, k_a) \dot{V}_{\infty}].$$

Следовательно, время нарастания давления до значения *p* определяется изменением объемного модуля упругости жидкости $E_{\infty}(p, k_a)$ и \dot{V}_{∞} . Однако при выполнении ГУ другой операции, когда при исходном давлении жидкости p_0 происходит слив ее из полости под поршнем ГУ, E_{∞} велико и относительно стабильно (см. рис. 8.12). В этом случае влияние нерастворенного воздуха в жидкости на усилие, прикладываемое к поршню ГУ, резко уменьшается, что позволяет получить высокое быстродействие ГУ. Из последнего уравнения следует, что пусковое устройство гидромеханизма должно иметь высокое быстродействие и значительное проходное сечение, тогда велико значение \dot{V}_{∞} и мало t_p .

Время срабатывания ГУ. Быстродействие ГУ на начальном этапе движения поршня зависит от выбора схемы ГУ, исходных параметров и конструктивных размеров ГУ. Рассмотрим срабатывание ГУ по схеме (рис. 8.11) при отключении. Масса подвижных частей ГУ с учетом инерции жидкости в системе *m* и определяется по уравнению (8.63). Допустим, что гидросопротивления сливной гидроцепи выбраны так, что сопротивлением демпфера и трубопровода можно пренебречь, а сопротивление клапана $2a \xi_k = \text{const}$. Тогда для сливной гидроцепи имеем $p_{c-c} \approx 0$; $p_B = \Delta p_{2c} = \xi_k \rho S_2^2 v_n^2 / (2S_k^2)$, где S_k — площадь проход-

ногого отверстия в клапане 2а. Для напорного канала имеем $\Delta p_{01} + \Delta p_{\text{ин}} = 0$ (короткий канал большого сечения). Принимая, что клапан 2а открывается мгновенно, уравнение движения (8.64) можно записать так:

$$m\ddot{v}_n = p_0 S_1 - \xi_1 \rho S_2^3 v_n^2 / (2S_k^2) - F_c. \quad (8.67)$$

После преобразования и двукратного интегрирования получим

$$x = [v_y^2 m / (p_0 S_1 - F_c)] \ln \left\{ \operatorname{ch} \left[(p_0 S_1 - F_c)t / (v_y m) \right] \right\}, \quad (8.68)$$

где $v_y^2 = 2(p_0 S_1 - F_c)S_k^2 / (\xi_1 \rho S_2^3)$ – установившаяся скорость поршня.

Следовательно, увеличению быстродействия ГУ способствует уменьшение F_c и увеличение $p_0 S_1$ и S_k . Наиболее активным параметром, влияющим на быстродействие ГУ, является S_k , изменяя который можно обеспечить малое время срабатывания ГУ.

Торможение поршня в ГУ. Наиболее сложным и ответственным этапом в динамике ГУ является торможение. За малое время и на небольшом ходу в этой заключительной стадии движения поршня необходимо погасить значительную кинетическую энергию подвижных частей механизма. Этап торможения должен проходить плавно без резких динамических перегрузок и кавитационных явлений.

В высокоскоростных ГУ электрических аппаратов используется торможение “по пути”, когда по ходу поршня на конечном этапе движения уменьшается площадь сечения канала по линии слива, а следовательно, увеличивается ее гидравлическое сопротивление. Усилие на поршень со стороны объема сжатия увеличивается и скорость поршня уменьшается.

Существует несколько типов тормозных устройств, один из которых (наиболее простой) приведен на рис. 8.15. Здесь при перекрытии тормозным хвостовиком 1 сливного канала значительного сечения S_t жидкость течет через дроссель с сечением S_d . При анализе процесса торможения решаются задачи: а) определяются параметры привода, обеспечивающие уменьшение скорости поршня до допустимой на пути торможения; если извест-

на исходная зависимость $S_{\text{к}}(x)$;
б) определяется зависимость $S_{\text{д}}(x)$, если задан закон изменения движения (ускорения или скорости) поршня на этапе торможения.

Допустим, что известно сечение канала $S_{\text{к}} = \text{const}$ (рис. 8.15) и требуется определить взаимосвязь скорости $v_{\text{п}}(x)$ на этапе торможения с конструктивными параметрами ГУ. Согласно формуле (8.47) потери давления в дросселе

$$\Delta p = \rho \xi_{\text{ж}} = v_{\text{п}}^2 S_2^2 / (2S_{\text{п}}^2) = k_{\text{д}} v_{\text{п}}^2.$$

Переходя в уравнении (8.67) к переменной по x , получаем

$$m v_{\text{п}} d v_{\text{п}} / dx = p_0 S_1 - k_{\text{д}} S_2 v_{\text{п}}^2 - F_c. \quad (8.69)$$

Если в процессе движения поршня на этапе торможения необходимо демпфировать только кинетическую энергию подвижных частей $m v_{\text{п}}^2 / 2$ ГУ ($p_0 S_1 - F_c = 0$), то из уравнения (8.69) получим

$$v_{\text{п}} = v_{\text{пн}} \exp(-k_{\text{д}} S_2 x / m) = v_{\text{пн}} \exp(-k_{\text{м}} x), \quad (8.70)$$

где $v_{\text{пн}}$ — скорость поршня перед этапом торможения; $k_{\text{м}} = k_{\text{д}} S_2 / m$.

Определим время торможения, т. е. время движения поршня от $x = 0$ до $x = l$ (рис. 8.15). Так как $t_{\text{т}} = \int_0^l dx / v_{\text{п}}$, то после интегрирования

$$t_{\text{т}} = [\exp(-k_{\text{м}} l) - 1] / (v_{\text{пн}} k_{\text{м}}). \quad (8.71)$$

Если получено недостаточно эффективное торможение поршня ГУ и значительны кавитационные явления, то следует использовать другой профиль тормозного хвостовика.

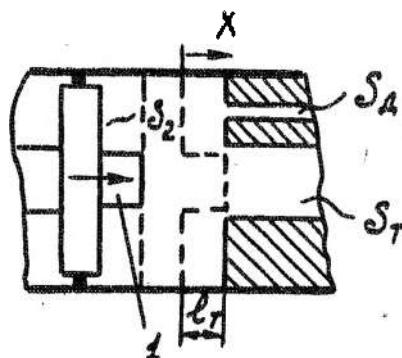


Рис. 8.15. Расчетная схема гидромеханизма для анализа процесса торможения

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров Г.Н., Иванов В.Л. Изоляция электрических аппаратов высокого напряжения. Л.: Энергоатомиздат, 1984. 208 с.
2. Александров Г.Н. Сверхвысокие напряжения. Л.: Энергия, 1973. 184 с.
3. Афанасьев В.В., Вишневский Ю.И. Воздушные выключатели. Л.: Энергоатомиздат, 1981. 348 с.
4. Афанасьев В.В., Якунин Э.Н. Приводы к выключателям и разъединителям высокого напряжения. Л.: Энергоатомиздат, 1983. 224 с.
5. Буткевич Г.В. Дуговые процессы при коммутации электрических цепей. М.: Энергия, 1973. 264 с.
6. Залесский А.М. Электрическая дуга отключения. Л.: Госэнергоиздат, 1963. 266 с.
7. Залесский А.М., Кукеков Г.А. Тепловые расчеты электрических аппаратов. Л.: Энергия, 1967. 379 с.
8. Карпенко Л.Н. Быстродействующие электродинамические отключающие устройства. Л.: Энергия, 1973. 230 с.
9. Кукеков Г.А., Васерина К.Н., Лунин В.П. Полупроводниковые электрические аппараты: Учеб. пособие для вузов. Л.: Энергоатомиздат, 1991. 249 с.
10. Кучинский Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. Л.: Энергия, 1979. 156 с.
11. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Л.: Энергия, 1981. 416 с.
12. Основы теории электрических аппаратов/Б.К. Буль, А.Г. Годжелло, В.Г. Дегтярь и др.; Под ред. И.С. Таева. М.: Вышш.шк., 1987. 352 с.
13. Отключение токов в сетях высокого напряжения /Под ред. К. Рагглера. Пер. с англ. М.: Энергоиздат, 1981. 328 с.
14. Проектирование электрических аппаратов: Учебник для вузов/ Г.Н. Александров, В.В. Борисов, Г.С. Каплан и др.; Под ред. Г.Н. Александрова. Л.: Энергоатомиздат, 1985. 446 с.
15. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970. 536 с.
16. Силовые полупроводниковые приборы: Справочник/ О.Г. Чебовский, Л.Г. Моисеев, Р.П. Недошивин. М.: Энергоатомиздат, 1985. 400 с.
17. Справочник по теплообменникам: Пер. с англ. /Под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шиковца. М.: Энергоатомиздат, 1987. 560 с.
18. Справочник по электрическим аппаратам высокого напряжения/ Н.М. Адоныев, В.В. Афанасьев, И.М. Бортник и др.; Под ред. В.В. Афанасьева. Л.: Энергоатомиздат, 1987. 544 с.
19. Справочник по расчету и конструированию контактных частей сильноточных электрических аппаратов/Н.М. Адоныев, В.В. Афанасьев, В.В. Борисов и др.; Под ред. В.В. Афанасьева. Л.: Энергоатомиздат, 1988. 384 с.

20. Теория электрических аппаратов: Учеб. для вузов/Г.Н. Александров, В.В. Борисов, В.Л. Иванов и др.; Под ред. проф. Г.Н. Александрова. М.: Высш.шк., 1985. 312 с.
21. Теория и конструкция выключателей/Под. ред. Ч.Х. Флершейма. Л.: Энергоатомиздат, 1982. 469 с.
22. Техника высоких напряжений /Г.Н. Александров, В.Л. Иванов, К.П. Кадомская и др.; Под ред. М.В. Кащенко. М.: Высш. шк., 1973. 550 с.
23. Технология электроаппаратостроения: Учеб. для вузов/ В.В. Борисов, Ф.А. Васильев, Б.Г. Ефимов и др.; Под ред. Ю.А. Филиппова. Л.: Энергоатомиздат, 1987. 360 с.
24. Тонконогов Е.Н. Введение в проектирование электрических аппаратов: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1989. 68 с.
25. Хольм Р. Электрические контакты. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 464 с.
26. Холявский Г.Б. Расчет электродинамических усилий в электрических аппаратах. Л.: Энергия, 1971. 156 с.
27. Электрическая эрозия сильноточных контактов и электродов/ Г.В. Буткевич, Г.С. Белкин, Н.А. Ведешенков, М.А. Жаворонков. М.: Энергия, 1978. 256 с.
28. Электрические сильноточные контакты, устройства регулирования и защиты с жидкокометаллическим рабочим телом/В.В. Кирик, К.А. Липковский, Г.Г. Пивняк. Киев.: Изд-во Ин-та электродинамики АН Украины, 1996. 148 с.
29. Электрические аппараты высокого напряжения: Учеб. пособие для вузов /Г.Н. Александров, В.В. Борисов, В.Л. Иванов и др.; Под ред. Г.Н. Александрова. Л.: Энергоатомиздат, 1989. 344 с.
30. Электротехнический справочник. Т. 2. Электротехнические изделия и устройства/Под общ. ред. профессоров МЭИ (глав. ред. И.Н. Орлов). М.: Энергоатомиздат, 1986. 712 с.
31. Электрические аппараты высокого напряжения: Учебник для вузов/Г.Н. Александров, А.И. Афанасьев, В.В. Борисов и др.; Под ред. Г.Н. Александрова. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1999.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
<i>Глава 1. Нагрев элементов электрических аппаратов.....</i>	5
1.1. Ограничение температуры нагрева элементов электрических аппаратов	5
1.2. Основные источники тепла в электрических аппаратах	9
1.3. Отвод теплоты от проводников тока	22
1.4. Нагрев однородных токоведущих элементов	40
1.5. Нагрев полых элементов токоведущих систем с зазорами	49
1.6. Определение коэффициента добавочных потерь и распределения тока в сложных токоведущих системах электрических аппаратов переменного тока	57
1.7. Нагрев проводников при коротких замыканиях	62
1.8. Нагрев однородных элементов токоведущих систем в ограниченном пространстве	66
1.9. Нагрев катушек электрических аппаратов	74
1.10. Тепловые трубы как средство совершенствования теплового режима электрических аппаратов	81
<i>Глава 2. Электродинамические силы в электрических аппаратах.....</i>	85
2.1. Характеристика стойкости электрических аппаратов при сквозных токах короткого замыкания	85
2.2. Определение электродинамических сил в проводнике	86
2.3. Графо-аналитический метод построения эпюры распределения электродинамических сил по длине проводника	100
2.4. Влияние на электродинамические силы размеров и формы сечения элементов токоведущих систем аппаратов	104
2.5. Определение электродинамических сил по изменению электромагнитной энергии	113
2.6. Электродинамические силы при переменном токе	115

<i>Глава 3. Физические явления в коммутирующих контактах электрических аппаратов</i>	120
3.1. Основные свойства и конструктивные особенности коммутирующих контактов	120
3.2. Контактные материалы	126
3.3. Физические процессы на замкнутых контактах. Контактное сопротивление	130
3.4. Процессы на контактах при длительном прохождении номинального тока. Термоэлектрические эффекты	137
3.5. Процессы на контактах при прохождении тока короткого замыкания. Усилия отброса контактов	144
3.6. Сваривание контактов	148
3.7. Физические процессы на размыкающихся контактах	151
3.8. Дуговые и эрозионные процессы на контактах в разных средах	165
<i>Глава 4. Основы теории изоляции электрических аппаратов</i>	176
4.1. Изоляция электрических аппаратов. Условия работы изоляции	176
4.2. Электрическая прочность газовой изоляции в однородных и слабонеоднородных полях	183
4.3. Закон подобия для разрядных промежутков с однородным полем. Зависимость пробивного напряжения от произведения плотности газа на длину разрядного промежутка.	197
4.4. Электрическая прочность газовой изоляции в неоднородных полях.....	200
4.5. Разряд в вакууме	212
4.6. Разряд в газах вдоль поверхности твердой изоляции	217
4.7. Электрическая прочность загрязненных и увлажненных изоляторов	221
4.8. Стойкость полимерной изоляции к воздействию частичных дуговых разрядов	230
4.9. Электрическая прочность твердой полимерной изоляции	232
4.10. Электрическая прочность изоляционных промежутков в жидких диэлектриках	240
4.11. Методы управления электрическим полем изоляционных конструкций аппаратов	247
4.12. Основы теории экранов электрических аппаратов	253
<i>Глава 5. Теория гашения дуги в электрических аппаратах</i>	265
5.1. Электрическая дуга при коммутации	265
5.2. Свойства электрической дуги	268

5.3. Основные процессы в катодной области дуги	271
5.4. Физические свойства и характеристики ствала дуги	273
5.5. Модели электрической дуги	282
5.6. Электродуговое размыкание цепей постоянного тока	295
5.7. Электродуговое размыкание цепей переменного тока	301
5.8. Анализ процессов в околосуцевой области тока при электродуговом размыкании цепей переменного тока	309
5.9. Анализ процесса восстановления электрической прочно- сти межконтактного промежутка в процессе распада остаточ- ного ствала дуги	314
5.10. Характеристики процессов гашения электрической дуги в элегазе	319
5.11. Гашение электрической дуги в вакууме	324
5.12. Процесс гашения короткой дуги переменного тока	327
5.13. Физическое моделирование процессов гашения электри- ческой дуги в выключателях с продольным газовым дутьем....	332
Глава 6. Элементы сильноточных полупроводниковых аппаратов.....	337
6.1. Общая характеристика полупроводниковых аппаратов ...	337
6.2. Электрическая проводимость полупроводниковых материалов	339
6.3. Принцип действия силовых полупроводниковых приборов	344
6.4. Параметры и характеристики полупроводниковых приборов	349
6.5. Характеристика основных процессов в полупроводни- ковых аппаратах	355
6.6. Расчет нагрева полупроводниковых приборов	363
Глава 7. Электромагнитные устройства.....	366
7.1. Конструктивные схемы исполнения. Принцип действия	366
7.2. Расчет магнитных проводимостей воздушных промежутков	380
7.3. Расчет магнитных цепей электромагнитных механизмов	394
7.4. Расчет магнитных цепей постоянного тока	395
7.5. Расчет магнитных цепей переменного тока	409
7.6. Преобразование энергии в электромагнитных механизмах	416
7.7. Вывод уравнения силы, действующей на якорь	419
7.8. Расчет электромагнитных сил	424
7.9. Тяговые характеристики нейтральных электромагнитных механизмов	435

7.10. Тяговые характеристики поляризованных электромагнитных механизмов	442
7.11. Динамические характеристики электромагнитных механизмов	450
7.12. Расчет времени трогания якоря	452
7.13. Расчет времени движения	460
7.14. Дроссели с насыщаемым магнитопроводом	481
Глава 8. Теория приводных устройств электрических аппаратов.....	489
8.1. Приводы электрических аппаратов	489
8.2. Пружинные приводные устройства	493
8.3. Пневматические приводные устройства	497
8.4. Гидравлические приводные устройства	519
Список литературы	534

Учебное издание

АЛЕКСАНДРОВ Георгий Николаевич
БОРИСОВ Валентин Вениаминович
КАПЛАН Герман Соломонович
КАРПЕНКО Леонид Николаевич
ЛУНИН Вячеслав Петрович
ТОНКОНОГОВ Евгений Николаевич
ФИЛИППОВ Юрий Александрович
ЯРМАРКИН Михаил Кириллович

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Под ред. чл.-кор. РАН
проф. Г.Н. Александрова

2-е издание, переработанное
и дополненное

Редактор Н.В. Бакк

Технический редактор А.И. Калодяжная

Корректоры Э.В. Антонс, М.Н. Стремилова, В.В. Чиркова

Компьютерный набор

и верстка О.В. Николаевой, А.Ю. Пученкиной

Директор Издательства СПбГТУ А.В. Иванов

Свод. темпплан 2000 г.

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97.

Подписано в печать 22.03.2000. Формат 60×84/16. Печать офсетная.
Усл.печ.л. 33,75. Уч.-изд.л. 33,75. Тираж 1000 экз. (1-й завод — 200).
Заказ 378.

Санкт-Петербургский государственный технический университет.
Издательство СПбГТУ, член Издательско-полиграфической
ассоциации вузов Санкт-Петербурга.
Адрес университета и издательства: 195251, Санкт-Петербург,
Политехническая ул., 29.

