

---

---

Г.А. Воробьев, Ю.П. Похолков,  
Ю.Д. Королев, В.И. Меркулов

# Физика диэлектриков

(область сильных полей)

---

Учебники Томского политехнического университета

Издательство ТПУ

**Министерство образования Российской Федерации**  
**Томский политехнический университет**

**Г.А. Воробьев, Ю.П. Похолков,**

**Ю.Д. Королев, В.И. Меркулов**

**Физика диэлектриков**  
**(область сильных полей)**

**Учебное пособие**

**Издательство ТПУ**

**Томск 2003**

УДК 621.315: 537.226  
В75

**Воробьев Г.А., Похолков Ю.П., Королев Ю.Д.,  
Меркулов В.И.**

В75

Физика диэлектриков (область сильных полей):  
Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2003. – 244 с.  
ISBN

В пособии изложены основные сведения по физике газового разряда, включая ВЧ-, СВЧ- и оптический пробой. Рассмотрены теоретические представления о механизме пробоя твердых и жидких диэлектриков, процессах их старения и представлены некоторые экспериментальные данные об особенностях их пробоя в зависимости от различных факторов. Пособие предназначено для студентов направления «Электротехника, электромеханика, электротехнологии» и может быть полезно специалистам, занимающимся проектированием высоковольтных конструкций.

УДК 621.315: 537.226

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета

*Рецензенты*

Доктор технических наук, профессор ТГАСУ  
*Г.Г. Волокитин*

Доктор физико-математических наук, профессор ТГАСУ  
*Л.А. Лисицина*

ISBN

© Томский политехнический университет, 2003  
© Оформление. Издательство ТПУ, 2003

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Известно, что все вещества *по электрическим свойствам подразделяются* на проводники, полупроводники и диэлектрики. Последние, пожалуй, являются наименее изученными. По физике пробоя диэлектриков имеются многочисленные монографии. Из них наиболее фундаментальными являются монографии В. Франца (1961 г.) и Г.И. Скани (1958 г.). Но эти книги уже устарели, и их объем выходит за пределы программ учебных дисциплин вузов. Кроме того, эти книги стали библиографической редкостью и практически недоступны для студентов.

Известны также книги А.А. Воробьева, Ю.П. Райзера, Г.С. Кучинского, Б.И. Сажина, В.Я. Ушакова, Ю.Н. Вершинина и др., в которых отражены отдельные вопросы пробоя газообразных, твердых или жидких диэлектриков. Поэтому эти книги могут быть использованы студентами только для более углубленного изучения отдельных разделов курса, но не как учебное пособие. Широко известна книга Г.А. Воробьева (1977 г.) по физике диэлектриков (область сильных полей), которая пользуется спросом у студентов, но в настоящее время она также стала библиографической редкостью и требуется ее переиздание.

В основу представляемого пособия взята уже упомянутая книга Г.А. Воробьева, а также материалы лекций по курсу «Физика диэлектриков (область сильных полей)», которые читаются на протяжении многих лет Ю.П. Похолковым и В.И. Меркуловым для студентов специальности «Электроизоляционная, кабельная и конденсаторная техника» в Томском политехническом университете. При написании отдельных разделов по пробоям газов, были использованы материалы, предоставленные Ю.Д. Королевым.

Ввиду многочисленности вопросов, рассматриваемых в данном пособии, при его подготовке для консультаций привлекались С.Г. Ехнин, П.Е. Троян, В.В. Лопатин, Ю.И. Кузнецов и др., которые непосредственно занимались изучением пробоя диэлектриков и которым авторы выражают глубокую признательность.

Авторы также благодарны профессору Ю.М. Анненкову за редактирование рукописи и рецензентам Г.Г. Волокитину и Л.А. Лисициной за ценные замечания и просмотр рукописи.

Все появившиеся у читателей замечания просьба присылать по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30, ТПУ.

## ВВЕДЕНИЕ

В диэлектриках, как и в других веществах, всегда имеются заряженные частицы. Если к диэлектрику приложено слабое электрическое поле, то происходящие в нем процессы, связанные с перемещением заряженных частиц, не вызывают его разрушения. Такие явления составляют физику диэлектриков, область слабых полей. Если к диэлектрику приложено гораздо более сильное электрическое поле, при котором заряженные частицы вызывают, в конечном счете, разрушение диэлектрика, то такие явления составляют физику диэлектриков, область сильных полей. В сильных электрических полях в диэлектриках протекают качественно новые явления, которые в слабых электрических полях были невозможны. Для этих полей характерно наличие высокой кинетической энергии заряженных частиц, приобретаемой ими при движении в электрическом поле, которая становится сопоставимой с энергией возбуждения атомов и молекул и энергией их ионизации.

В большинстве случаев очень сильное электрическое поле вызывает резкое увеличение электропроводности, за счет чего диэлектрик теряет свои электроизоляционные свойства. Такое явление называется пробоем диэлектрика. Согласно ГОСТ 21515–76, пробой – это явление образования в диэлектрике проводящего канала под действием электрического поля. Минимальное электрическое напряжение, приложенное к диэлектрику, приводящее к пробую, называется пробивным и обозначается  $U_{np}$ . Соответствующая минимальная напряженность однородного электрического поля, приводящая к пробую диэлектрика, называется электрической прочностью (пробивной напряженностью). В однородном электрическом поле она равна:  $E_{np} = U_{np} / d$  (где  $d$  – толщина диэлектрика). В случае неоднородного электрического поля величина  $E_{np.cр.} = U_{np} / d$  называется средней пробивной напряженностью.

Механизм разрушения диэлектрика под действием электрического поля достаточно сложен и многообразен и может протекать по-разному в зависимости от вида воздействующего напряжения, времени его приложения, типа диэлектрика, его структуры, температуры и др. условий испытания. Это может быть развитие ударной ионизации, нарушение тепловой устойчивости и перегрев диэлектрика за счет высоких диэлектрических потерь или процессы электрохимического старения при длительном воздействии электрического поля. Можно также сказать, что пробой диэлектрика представляет собой сочетание многих физических процессов (электрических, тепловых, оптических, механических и др.), преимущественное развитие которых определяет его механизм.

Наиболее существенное влияние на механизм пробоя и его развитие оказывает вид диэлектрика. Так, например, пробой газообразных и жидких диэлектриков отличается от пробоя твердых диэлектриков отсутствием второй стадии, т.е. стадии разрушения. Эта стадия характеризуется остаточными изменениями диэлектрика, обусловленными термическим или механическим разрушением, приводящим к появлению проводящего канала. После пробоя газообразных и жидких диэлектриков таких необратимых изменений практически не наблюдается, т.е. имеет место самовосстановление их электрической прочности, если, конечно, не происходит химического изменения вещества.

Пробой диэлектрика обычно вызывает аварийное состояние электрического аппарата, и очень важно сконструировать электрический аппарат так, чтобы он имел минимальные размеры и при воздействии рабочего напряжения не пробивался в течение положенного времени эксплуатации. В то же время явления, сопровождающие пробой диэлектриков, находят практическое применение при разработке новых технологий. Такими примерами являются использование газового разряда в газоразрядных приборах, в газовых лазерах, в приборах со взрывной эмиссией, в электроискровой обработке конструкционных материалов, при электроимпульсном разрушении и измельчении горных пород, при получении смазочных масел и др. Во всех случаях важно знать закономерности пробоя диэлектриков.

Наиболее изученным является пробой газов, поэтому он рассматривается в первом разделе. Кроме того, многие представления о газовом разряде широко привлекаются для объяснения пробоя твердых и жидких диэлектриков. Далее по степени изученности идет пробой твердых и жидких диэлектриков, который рассмотрен во втором и третьем разделах.

В отличие от книги Г.А. Воробьева «Физика диэлектриков (область сильных полей)», в данном пособии значительно увеличен объем раздела по газовому разряду. Этому способствовало появление в 1987 г. фундаментальной монографии по физике газового разряда, изданной Ю.П. Райзером. Более подробно рассмотрены вопросы столкновения атомных частиц, особенности пробоя газа в разных частотных диапазонах, особенности тлеющего, дугового и коронного разрядов.

Все разделы по пробоям твердых диэлектриков пересмотрены с учетом их важности с позиций современных теоретических представлений. Значительно уменьшен объем разделов, в которых излагаются теории теплового пробоя Вагнера, А.Ф. Вальтера и Н.Н. Семенова, строгая теория В.А. Фока, классические теории электрического пробоя Роговского и Иоффе и другие теории, представляющие большей частью исторический интерес. Сокращен также объем разделов, в кото-

рых излагаются квантово-механические теории электрического пробоя твердых диэлектриков неударным механизмом Зинера, Френкеля и Фаулера и квантово-механические теории ударным механизмом А. Хиппеля и Г. Фрелиха.

При объяснении механизма электрического пробоя твердых диэлектриков в литературе сложилось два научных направления. Большинство экспериментальных данных показывает, что электрический пробой твердых диэлектриков обусловлен ударной ионизацией электронами. Однако в работах Ю.Н. Вершинина и его сотрудников отрицается возможность развития в твердых диэлектриках ударной ионизации электронами. Они подходят к объяснению механизма электрического пробоя твердых диэлектриков с позиции перегревной электрической неустойчивости и электронной детонации при разрушении твердых диэлектриков. Эти вопросы рассматриваются в отдельном разделе.

Выделены в отдельный раздел и значительно расширены вопросы пробоя твердых диэлектриков в области сверхсильных электрических полей (электрическое упрочнение, электронные токи и свечение в микронных слоях, дислокации и трещины перед пробоем и др.), которые не противоречат механизму электрического пробоя ударной ионизацией электронами. Введены разделы по пробое диэлектрических пленок и формованных МДМ-систем.

Рассмотрены некоторые особенности пробоя полимерных диэлектриков согласно работам Артбауэра, Старка, Гартона, С.Н. Колесова. Расширен раздел электрического старения твердых диэлектриков под действием частичных разрядов согласно данным Г.С. Кучинского и С.Н. Койкова.

Раздел пробоя жидких диэлектриков дополнен новыми данными о развитии разряда в жидкости и влиянии ультразвука на ее электрическую прочность. Рассмотрены особенности и закономерности внедрения электрического разряда в твердый диэлектрик, погруженный в жидкость.

## Часть I. ПРОБОЙ ГАЗОВ

Если к газообразному диэлектрику приложить возрастающее напряжение и измерить протекающий через него ток, то его зависимость от величины напряжения может быть представлена вольт-амперной характеристикой (рис. 1.1) в координатах плотности тока  $j$  и напряженности электрического поля  $E$  [1]. Как видно из рис. 1.1, в данной зависимости можно выделить четыре области. Здесь область «а» относится к закону Ома, область «в» – к насыщению тока. Обе области составляют область слабых полей.

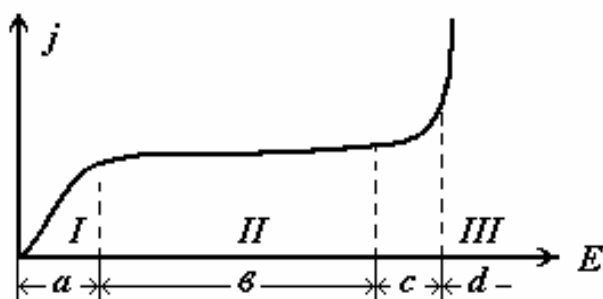


Рис. 1.1. Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля

В области «с» наблюдается резкое возрастание плотности тока за счет развития ионизационных процессов в газе, т.е. это область ударной ионизации. Область «d» – область скачкообразного возрастания плотности тока. Здесь происходит пробой межэлектродного промежутка, который ха-

рактеризуется сильным возрастанием плотности тока. Если плотность тока насыщения составляет  $10^{-18}$  А/см<sup>2</sup>, то при пробое плотность тока в газовом промежутке может составлять десятки и сотни А/см<sup>2</sup> в зависимости от мощности источника питания и параметров разрядной цепи.

Как уже отмечалось, такое сильное возрастание плотности тока обусловлено развитием ионизационных процессов в газе, о которых речь будет идти ниже, а также эмиссией электронов с катода. Наряду с этим в разрядном промежутке происходят также деионизационные процессы (рекомбинация, диффузия), которые замедляют скорость нарастания разрядного тока и повышают электрическую прочность.





## Глава 1. Электронные и ионные процессы в газовом разряде

### 1.1. Законы сохранения энергии при столкновении атомных частиц

Газовый разряд представляет собой плазму, в которой протекают процессы столкновения атомных частиц при их движении в электрическом поле, переход их в возбужденное состояние, процессы ионизации, рекомбинации, диффузии и др. Часто такую плазму называют столкновительной, в силу доминирующей роли процессов столкновения атомных частиц при развитии ионизационных явлений. Столкновения атомных частиц могут быть двойными, тройными и т.д. Чаще всего имеют место двойные столкновения, гораздо реже тройные. Мы будем рассматривать в основном двойные столкновения.

При столкновении атомных частиц действуют законы сохранения энергии и сохранения импульса, которые являются основополагающими [2–4]. Закон сохранения энергии можно записать в следующем виде:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} + \Delta W, \quad (1.1)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  – массы сталкивающихся частиц;

$v_1$  и  $v_2$  – скорости сталкивающихся частиц до столкновения;

$v_1'$  и  $v_2'$  – скорости столкнувшихся частиц после столкновения;

$\Delta W$  – изменение внутренней энергии одной из частиц или обеих (при возбуждении, ионизации и др.).

При  $\Delta W = 0$  имеют место упругие столкновения. Если  $\Delta W > 0$ , то имеют место неупругие столкновения.

Закон сохранения импульса:

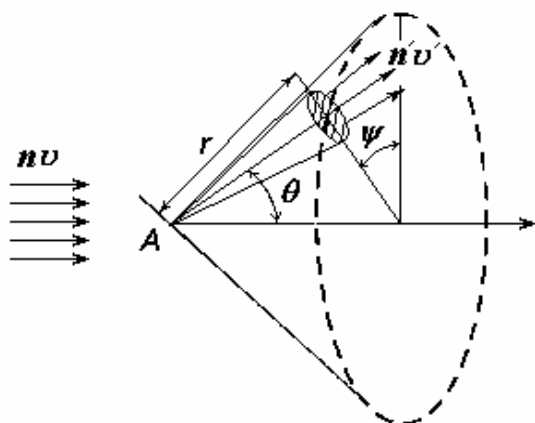
$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}_1' + m_2 \vec{v}_2'. \quad (1.2)$$

В случае декартовых координат скорость можно разложить на составляющие  $v_x, v_y, v_z$  и  $v_x', v_y', v_z'$ . Если учесть распределение скоростей, соответственно, по трем направлениям, а также уравнение (1.1), тогда получается четыре уравнения. Однако неизвестных имеется шесть. Поэтому, в качестве дополнительных условий, для определения скоростей после столкновения необходимо учитывать уравнения энергии взаимодействия частиц, которые рассматриваются ниже. Кроме того, в данном случае рассматривается столкновение двух частиц. На са-

мом деле в плазме происходит одновременно много столкновений. Поэтому необходимо иметь характеристики многих столкновений [3,4].

Рассмотрим рассеяние частиц какого-то одного вида, движущихся примерно с одинаковой скоростью, неподвижной частицей второго вида, которая играет роль рассеивающего центра.

Поток частиц первого вида определяется  $n\nu$ , где  $\nu$  – скорость направленного движения частиц первого вида. Определим число частиц  $n_1$ , рассеянных частицей второго вида в элементарный телесный угол  $d\Omega$  под углом  $\theta$ .



**Рис. 1.2.** Иллюстрация столкновения потока частиц с рассеивающим центром  $A$

центра, независимость  $\sigma$  от угла  $\Psi$  является приближенной. Классическое рассмотрение зависимости  $\sigma$  от угла  $\theta$  определяется выражением [4]

$$\sigma = \left( \frac{q^2}{2m_{np}\nu_\infty^2} \right) \frac{1}{\sin^4 \theta/2}. \quad (1.3)$$

Это выражение получило название формулы Резерфорда [3]. Здесь

$m_{np} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  – приведенная масса частиц первого и второго вида,

$\nu_\infty$  – скорость частиц первого вида, когда она уходит в бесконечность после столкновения,  $q$  – элементарный заряд.

## 1.2. Интегральные характеристики столкновения

Характеристиками интегральных (суммарных) столкновений атомных частиц являются: полное сечение столкновения  $s$ , частота столкновения  $\nu$  и длина свободного пробега частицы  $\lambda$  [4]. Пусть в

Число рассеянных частиц  $dn_1 = \sigma n_1 d\Omega$ , где  $\sigma$  – коэффициент, называемый удельным или дифференциальным сечением рассеяния в единичный телесный угол. Величина  $\sigma$  зависит от многих факторов: вида рассеивающегося центра, энергии взаимодействия частиц первого и второго вида [3].

Если рассеивающей частицей является атом, то  $\sigma$  не зависит от угла  $\Psi$ . В случае молекулы, как рассеивающего

некотором объеме имеются частицы двух видов с концентрациями  $n_1$  и  $n_2$ . Общее число столкновений всех частиц первого вида со всеми частицами второго вида при рассеивании в элементарный угол определится как

$$dn_{1,2} = n_1 n_2 \sigma v d\Omega, \quad (1.4)$$

где  $v = \frac{1}{n} \int_0^{n_1} f_{1,2} dv$  – средняя скорость относительного движения,  $f_{1,2}$  – функции распределения по скоростям относительного движения.

При рассеянии по всем углам

$$dn_{1,2} = n_1 n_2 \bar{v} \cdot 2\pi \int_0^\pi \sigma \sin \theta d\theta = n_1 n_2 \bar{v} \cdot s, \quad (1.5)$$

где  $s = 2\pi \int_0^\pi \sigma \sin \theta d\theta$  – полное сечение рассеяния.

Часто пользуются не полным сечением  $s$ , а так называемым транспортным сечением  $s_t$ . Причина этому следующая. В формуле для  $s$  с одинаковой вероятностью рассматривается рассеяние на большие и малые углы  $\theta$ . Рассеяние на малые углы  $\theta$  можно рассматривать как отсутствие столкновения. Если рассеяние происходит на малые углы, при интегрировании уравнения (1.4) вводится коэффициент  $1 - \cos \theta$ , благодаря чему ограничивается  $s$ . Соответствующее сечение столкновения называется транспортным и определяется формулой

$$s_t = 2\pi \int_0^\pi \sigma \sin \theta (1 - \cos \theta) d\theta. \quad (1.6)$$

Отсюда и другие интегральные характеристики определяются через  $s_t$ . Частота столкновений электронов  $\nu_t = n_2 s_t v$ , длина свободного пробега  $\lambda_t = \frac{1}{n_2 s_t}$ . В дальнейшем значок  $t$  при указании  $s_t, \nu_t$  и  $\lambda_t$  будет опускаться. Поскольку  $n_2 = \frac{P}{KT}$  ( $P$  – давление газа,  $T$  – абсолютная температура), то  $1/\lambda = AP$ , где  $A$  – некоторая константа газа.

Более подробно вопросы столкновения частиц изложены в книге Ю.П. Райзера [3]. Представляет интерес изменение кинетической энергии при упругом столкновении частиц. При столкновении двух частиц передаваемая энергия

$$\Delta W = 2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (1 - \cos \theta) (W_1 - W_2), \quad (1.7)$$

где  $W_1, W_2$  – энергия сталкивающихся частиц.

При столкновении электрона с нейтральной частицей  $m_e = m_1 \ll m_2$  и обычно  $W_e = W_1 \gg W_2$ . Поэтому

$$\Delta W_e = 2 \frac{m_1}{m_2} W_e. \quad (1.8)$$

Казалось бы, что электрон при упругом столкновении теряет ничтожную долю энергии. Но угол  $\theta$  может быть большим. Тогда, при  $\theta > \pi/2$ , электрон движется против поля и теряет значительную часть своей энергии.

### 1.3. Энергия взаимодействия атомных частиц

Энергия взаимодействия  $W$  двух частиц зависит от вида частиц и расстояния  $r$  между ними [1,3].

1. При взаимодействии нейтральных частиц

$$W = \frac{b}{r^n} - \frac{a}{b}, \quad (1.9)$$

где  $a, b, n$  – постоянные,  $r$  – расстояние между частицами.

2. При взаимодействии ионов с нейтральной частицей при больших значениях  $r$

$$W = \frac{b}{r^n} - \frac{a}{b} - \frac{\alpha_u Q^2}{2r^4}, \quad (1.10)$$

где  $\alpha_u$  – поляризуемость атома,  $Q$  – заряд иона.

Для газоразрядной плазмы принимается, что заряд иона  $Q = q$ , т.е. равен элементарному заряду. При малых расстояниях между ионом и нейтральной частицей одного вида вступает в действие явление резонансной перезарядки.

3. При взаимодействии двух ионов

$$W = \pm \frac{Q_1 Q_2}{r}, \quad (1.11)$$

где знак (+) ставится при взаимодействии ионов одного знака, а знак (–) – при взаимодействии ионов с разным знаком.

4. При взаимодействии электрона с нейтральной частицей при больших расстояниях  $r$  между ними имеет место индукционное взаимодействие и  $W = -\alpha_{инд} \frac{q^2}{2r^4}$ . При малых расстояниях  $W = \frac{q^2}{r}$ .

При вхождении электрона в оболочку атома водорода

$$W = -q^2 \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{a_o} \right) e^{-2r/a_o}, \quad (1.12)$$

где  $a_o = \frac{\hbar^2}{m_e q^2} = 0.529 \text{ \AA}$  – радиус боровской орбиты.

Здесь  $m_e$  – масса электрона;  $\hbar$  – постоянная Планка.

#### 1.4. Подвижность заряженных частиц

Заряженная частица в слабоионизованной плазме имеет скорость теплового движения  $v_t$  и скорость движения под действием электрического поля, называемая дрейфовой скоростью  $v_{dp}$ . Подвижностью заряженной частицы называют отношение ее средней скорости в направлении поля (дрейфовая скорость)  $v_{dp}$  к напряженности электрического поля  $E$ , т.е.  $\mu = v_{dp}/E$  [4]. Понятно, что чем больше  $\mu$ , тем быстрее заряженная частица ускоряется в электрическом поле. Величина подвижности электронов и ионов определяется различными процессами, поэтому рассмотрим их отдельно.

##### *Подвижность ионов*

В не очень сильных полях полная скорость иона мало отличается от его тепловой скорости  $v_u$ , т.е. ион будет лишь слегка отклоняться в сторону поля. Поэтому время его свободного пробега  $\tau = \lambda_u/v_u$ , где  $\lambda_u$  – длина свободного пробега иона. Средняя скорость дрейфа частиц  $v_{dp} = \frac{1}{2} a \tau$ . Здесь  $a = \frac{qE}{m_u}$  – ускорение, где  $q$  – заряд иона, равный по величине элементарному заряду (будем рассматривать однократно ионизованные частицы),  $m_u$  – масса иона. Тогда

$$v_{dp} = \frac{1}{2} \frac{qE\lambda_u}{m_u v_u}. \quad (1.13)$$

Отсюда подвижность иона

$$\mu_u = \frac{1}{2} \frac{q\lambda_u}{m_u v_u}. \quad (1.14)$$

В уравнении (1.14) взяты среднеарифметические значения  $v_u$  и  $\lambda_u$ . Если учесть распределение ионов по скоростям коэффициентом  $\alpha$ , то можно записать

$$\mu_u = \alpha \frac{q\lambda_u}{m_u v_u}, \quad (1.15)$$

где  $\alpha = 0.5 \div 1$ . Подсчет показывает, что подвижность ионов в воздухе при давлении 1 мм рт.ст. составляет  $7.62 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , а эксперимент дает  $\mu_u = 2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Это объясняется поляризующим действием иона на ок-

ружающие частицы, т.к. ион создает собственное электрическое поле с напряженностью

$$E_u = \frac{q}{\varepsilon_o r^2}, \quad (1.16)$$

где  $\varepsilon_o = 8,85 \cdot 10^{-12}$ , Ф/м – электрическая постоянная,  $r$  – расстояние.

Под действием этого поля  $E_u$  в близко расположенных к иону частицах (молекулах) возникают индуцированные электрические моменты. В результате взаимодействия эти частицы могут притягиваться к нему, образуя при этом более крупный ион. Расчет показывает, что к иону может примкнуть до 10 нейтральных частиц. При этом масса такого иона возрастает, и, согласно уравнению (1.15),  $\mu_u$ , естественно, падает. В свою очередь, образуемый крупный ион будет взаимодействовать с поляризованными дальними частицами, за счет чего длина его свободного пробега также будет уменьшаться, а подвижность  $\mu_u$  падать. Из этого следует, что подвижность  $\mu_u$  должна уменьшаться с увеличением массы иона. Это подтверждают данные, приведенные в табл. 1.1 для ионов щелочных металлов,двигающихся в азоте.

Таблица 1.1

Ион	$Li^+$	$Na^+$	$K^+$	$Rb^+$	$Cs^+$
$\mu_u$ , см <sup>2</sup> /В·с	4.3	3.3	2.8	2.4	2.25

В табл. 1.2 приведены экспериментальные значения подвижности ионов в различных газах.

Таблица 1.2

Газ	Водород	Кислород	Азот	Пары воды
$\mu_{u-}$ , см <sup>2</sup> /В·с	7.9	1.8	1.7	0.43
$\mu_{u+}$ , см <sup>2</sup> /В·с	6.7	1.36	1.6	0.47

### **Подвижность электронов**

Учитывая формулу (1.15) для скорости дрейфа электронов, можно записать:

$$v_{op} = \alpha \frac{q \lambda_e E}{m_e v_e}, \quad (1.17)$$

где скорость  $v_e$  складывается из тепловой скорости и скорости, обусловленной силой поля,  $m_e$  – масса электрона.

При не очень сильных полях электрон не производит ионизацию, а испытывает упругие столкновения с атомами и молекулами газа, в результате которых он теряет часть энергии.

$$W' = \frac{m_e v_e^2}{2} f \frac{v_e}{\lambda_e} = f \frac{m_e v_e^3}{2\lambda_e}, \quad (1.18)$$

при  $f = 2m_e/M$ .

Приобретаемая электроном энергия от поля в 1 с

$$W'' = qE v_{dp}. \quad (1.19)$$

В случае равновесия  $W' = W'' = qE v_{dp}$ .

$$qE v_{dp} = f \frac{m_e v_e^3}{2\lambda_e}. \quad (1.20)$$

Решая совместно уравнения (1.17) и (1.20), получаем

$$v_{dp} = \alpha_1 \cdot \sqrt{\frac{q\lambda_e E}{m_e}} \cdot \sqrt[4]{f}, \quad (1.21)$$

где  $\alpha_1 = \sqrt[4]{\alpha^3/2}$ . Здесь  $\alpha = 0.5 \div 1$ .

Удовлетворительное согласие с экспериментом получается при  $\alpha_1 = 0.705$ . Из формулы (1.21) получим выражение для подвижности электронов:

$$\mu_e = \frac{v_{dp}}{E} = \alpha_1 \sqrt{\frac{q\lambda_e}{m_e}} \cdot \frac{\sqrt[4]{f}}{\sqrt{E}}. \quad (1.22)$$

По данным Л.И. Сиротинского [4] значение  $\mu_e$  составляет  $(5 \div 10) \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с, что в  $10^3$  раз превосходит  $\mu_u$ . Как следует из выражения (1.22), подвижность  $\mu_e$  падает с увеличением напряженности поля. Тем не менее величина  $\mu_e$  остается больше  $\mu_u$ . Следовательно, это еще один фактор, указывающий, что электрон в электрическом поле разгоняется быстрее, чем ион.

### 1.5. Диффузия заряженных частиц

Диффузия заряженных частиц, как и рекомбинация, является одним из механизмов уноса заряженных частиц из разрядного промежутка. Она также определяет расширение канала разряда после спада напряжения [3,4].

Концентрация заряженных частиц в газоразрядной плазме обычно составляет  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, а расстояние между ними порядка  $10^{-4}$  см. При таком расстоянии силы электростатического (кулоновского) взаимо-



действия между заряженными частицами очень малы, поэтому заряженные частицы в плазме могут рассматриваться как чужеродный газ, а их диффузия будет обусловлена градиентом концентрации.

Диффузия происходит по шести координатным направлениям. Рассмотрим простейший случай, когда концентрация заряженных частиц изменяется по линейному закону от расстояния  $x$ . При этом  $dn/dx = \text{const}$ . Время свободного пробега  $\tau = \lambda/\nu$ , а концентрация заряженных частиц в каждой точке оси  $x$  равна:

$$n_x = n_o + \frac{dn}{dx} x. \quad (1.23)$$

Число частиц проходящих в направлении оси  $x$  за время  $\tau$ :

$$\bar{n} = \frac{1}{6} \int_{-\lambda}^0 \left( n_o + \frac{dn}{dx} x \right) dx = \frac{1}{6} \left( n_o \lambda - \frac{dn}{dx} \frac{\lambda^2}{2} \right). \quad (1.24)$$

Средний поток частиц, определяемый этим движением:

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\rightarrow} = \frac{\bar{n}}{\tau} = \frac{1}{6} \left( n_o \nu - \frac{dn}{dx} \frac{\lambda \nu}{2} \right). \quad (1.25)$$

Средний поток частиц, движущихся в противоположном направлении:

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\leftarrow} = \frac{\bar{n}}{\tau} = \frac{1}{6} \left( n_o \nu + \frac{dn}{dx} \frac{\lambda \nu}{2} \right). \quad (1.26)$$

Суммарный поток частиц, движущихся в направлении оси  $x$ :

$$\frac{dn}{dt} = \left( \frac{dn}{dt} \right)_{\rightarrow} - \left( \frac{dn}{dt} \right)_{\leftarrow} = -\frac{dn}{dx} \frac{\lambda \nu}{6} = -D \frac{dn}{dx}. \quad (1.27)$$

Здесь  $D = \frac{\lambda \nu}{6}$  – коэффициент диффузии.

Данное выражение является законом Фика. Если пользоваться не средними значениями  $\nu$  и  $\lambda$ , а учесть их действительные распределения, то

$$D = \frac{\lambda \nu}{3}, [\text{см}^2/\text{с}]. \quad (1.28)$$

Эйнштейн получил соотношение между  $\mu$  и  $D$  в следующем виде:

$$D/\mu = KT/q, \quad (1.29)$$

где  $KT$  – энергия заряженной частицы, эВ,  $q$  – элементарный заряд,  $\mu$  – подвижность заряженных частиц,  $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .

Практическое значение этого соотношения заключается в том, что, зная  $\mu$ , которое сравнительно легко измерить, можно определить  $D$ , которое определить непосредственно довольно трудно.

### **Амбиполярная диффузия**

В плазме газового разряда диффундируют как электроны, так и ионы. Процесс диффузии представляется следующим. Электроны, обладающие большей подвижностью, быстрее диффундируют, чем ионы. За счет этого создается электрическое поле между электронами и оставшими положительными ионами. Это поле тормозит дальнейшую диффузию электронов, и наоборот – ускоряет диффузию ионов. Когда ионы подтянутся к электронам, указанное электрическое поле ослабевает, и электроны вновь отрываются от ионов. Этот процесс протекает непрерывно. Такая диффузия получила название амбиполярной диффузии, коэффициент которой

$$D_{амб} = \frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_e + \mu_i}, \quad (1.30)$$

где  $D_e, D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов;  $\mu_e, \mu_i$  – подвижность электронов и ионов.

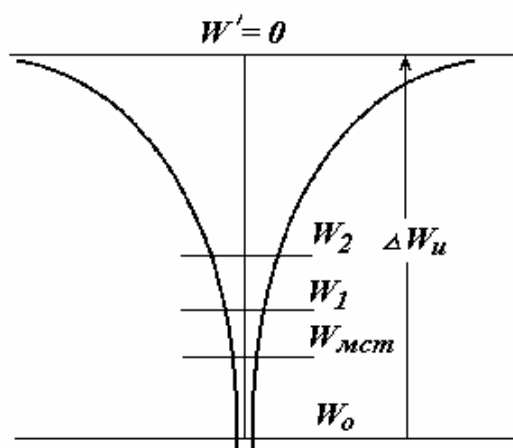
Так как  $D_e \gg D_i$  и  $\mu_e \gg \mu_i$ , то оказывается, что  $D_i \mu_e \approx D_e \mu_i$ , поэтому  $D_{амб} \approx 2D_i$ . Такая диффузия имеет место, например, в положительном столбе тлеющего разряда.

## **1.6. Возбуждение и ионизация атомов и молекул**

Известно, что атом состоит из положительного иона и электронов, число которых определяется номером элемента в периодической таблице Д.И. Менделеева. Электроны в атоме находятся на определенных энергетических уровнях. Если электрон получает извне некоторую энергию, он переходит на более высокий уровень, который называется уровнем возбуждения [5,6].

Обычно электрон находится на уровне возбуждения непродолжительное время, порядка  $10^{-8}$  с. При получении электроном значительной энергии он удаляется от ядра на столь большое расстояние, что может потерять с ним связь и становится свободным. Наименее связанными с ядром являются валентные электроны, которые находятся на более высоких энергетических уровнях и поэтому легче отрываются от атома. Процесс отрыва электрона от атома называется ионизацией.

На рис. 1.3 показана энергетическая картина валентного электрона в атоме. Здесь  $W_0$  – основной уровень электрона,  $W_{мст}$  – метастабильный уровень,  $W_1, W_2$  – уровни возбуждения (первый, второй и т.д.).



**Рис. 1.3.** Энергетическая картина электрона в атоме

$W' = 0$  – это состояние, когда электрон теряет связь с атомом. Величина  $\Delta W_u = W' - W_0$  является энергией ионизации. Значения указанных уровней для некоторых газов приведены в табл. 1.3 [17].

Метастабильный уровень характеризуется тем, что на него и с него переходы электрона запрещены. Этот уровень заполняется так называемым обменным взаимодействием, когда электрон извне садится на уровень  $W_{mst}$ , а избыточный

электрон покидает атом. Метастабильные уровни играют важную роль в процессах, протекающих в газоразрядной плазме, т.к. на нормальном уровне возбуждения электрон находится в течение  $10^{-8}$  с, а на метастабильном уровне –  $10^{-2} \div 10^{-3}$  с.

Таблица 1.3

Энергия, эВ	$H_2$	$He$	$N_2$	$O_2$	$Ne$	$H_2O$	$Ar$	$Cl_2$	$CO_2$
$W_{mst}$	–	19.7	–	–	–	–	11.49	–	–
$W_1$	16.8	19.8	0	79	16.6	7.6	11.56	–	10
$\Delta W_u$	15.42	24.5	15.58	12.08	21.56	12.61	15.76	11.48	13.79

Процесс возбуждения атомных частиц определяет и ионизацию посредством так называемого явления диффузии резонансного излучения. Это явление заключается в том, что возбужденный атом, переходя в нормальное состояние, испускает квант света, который возбуждает следующий атом, и так далее. Область диффузии резонансного излучения определяется длиной свободного пробега фотона  $\lambda_\nu$ , которая зависит от плотности атомных частиц  $n$ . Так, при  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$   $\lambda_\nu = 10^{-2} \div 1$  см. Явление диффузии резонансного излучения также определяется наличием метастабильных уровней.

Ступенчатая ионизация может происходить по разным схемам:

а) первый электрон или фотон производит возбуждение нейтральной частицы, а второй электрон или фотон сообщает валентному электрону добавочную энергию, вызывая ионизацию этой нейтральной частицы;

б) электрон с энергией  $\frac{mv_e^2}{2} < \Delta W_u$  оказывается вблизи возбужденного атома, и в этот момент возбужденный атом переходит в нормальное состояние и излучает квант света, который увеличивает энергию этого электрона, так что его энергия становится  $\frac{mv_e^2}{2} \geq \Delta W_u$ ;

в) наконец, два возбужденных атома оказываются вблизи друг друга. При этом один из них переходит в нормальное состояние и испускает квант света, который ионизирует второй атом.

Следует отметить, что ступенчатая ионизация становится эффективной, когда концентрация быстрых электронов (с энергией, близкой к  $\Delta W_u$ ), фотонов и возбужденных атомов достаточно велика. Это имеет место, когда ионизация становится достаточно интенсивной. В свою очередь, падающие на атомы и молекулы фотоны также могут производить возбуждение и ионизацию (прямую или ступенчатую). Источником фотонов в газовом разряде является излучение электронной лампы.

### 1.6.1. Возбуждение и ионизация молекул

Для молекулярных газов необходимо учитывать возможность возбуждения самих молекул, которые в отличие от атомов совершают вращательные и колебательные движения [2,3,6]. Эти движения также квантуются. Энергия скачка при вращательном движении составляет  $10^{-3} \div 10^{-1}$  эВ, а при колебательном движении –  $10^{-2} \div 1$  эВ.

При упругом соударении электрона с атомом электрон теряет незначительную часть своей энергии  $\Delta W = 2 \frac{m_e}{m} W_e \approx 10^{-4} W_e$ . При соударении электрона с молекулой электрон возбуждает вращательное и колебательное движение молекул. В последнем случае электрон теряет особенно значительную энергию до  $10^{-1} \div 1$  эВ. Поэтому возбуждение колебательных движений молекул является эффективным механизмом отбора энергии от электрона. При наличии такого механизма ускорение электрона затрудняется, и требуется более сильное поле для того, чтобы электрон мог набрать энергию, достаточную для ионизации. Поэтому для пробоя молекулярного газа требуется более высокое напряжение, чем для пробоя атомарного (инертного) газа при равном межэлектродном расстоянии и равном давлении. Это демонстрируют данные табл. 1.4, где проведено сравнение величин  $\lambda_t, S_t$  и  $U_{np}$  атомных и молекулярных газов при атмосферном давлении и  $d = 1.3$  см.

Таблица 1.4

Характеристика	Наименование газа		
	<i>Ar</i>	<i>H<sub>2</sub></i>	<i>N<sub>2</sub></i>
$S_t \cdot 10^{-16}, \text{ см}^2$	6.46	3.7	7.8
$\lambda_t, \text{ см}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$1.45 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$
$U_{np}, \text{ кВ}$	10	20	40

Из табл. 1.4 видно, что хотя транспортные сечения  $S_t$  для молекулярных газов и аргона соизмеримы, однако пробивное напряжение аргона существенно ниже.

### 1.7. Термическая ионизация

При высоких температурах может происходить ионизация газа за счет повышения кинетической энергии атомных частиц, называемая термической ионизацией. Так, для паров *Na*, *K*, *Cs* термическая ионизация значительна при температуре в несколько тысяч градусов, а для воздуха при температуре порядка  $10^4$  град [4,6]. Вероятность термической ионизации растет с повышением температуры и уменьшением потенциала ионизации атомов (молекул). При обычных температурах термическая ионизация незначительна и практически может оказать влияние только при развитии дугового разряда.

Однако следует отметить, что еще в 1951 г. Хорнбеком и Молнаром было обнаружено, что при пропускании моноэнергетических электронов через холодные инертные газы происходит образование ионов при энергии электронов, достаточных только для возбуждения, но не для ионизации атомов. Этот процесс был назван ассоциативной ионизацией.

Ассоциативная ионизация иногда играет важную роль при распространении волн ионизации и искровых разрядов в местах, где электронов еще очень мало. Возбужденные атомы образуются там в результате поглощения квантов света, выходящих из уже ионизированных областей. В умеренно нагретом воздухе, при температурах  $4000 \div 8000 \text{ К}$ , молекулы в достаточной степени диссоциированы, но электронов еще слишком мало для развития лавины. Основным механизмом ионизации при этом является реакция, в которой участвуют невозбужденные атомы *N* и *O*.

Ассоциативная ионизация протекает по следующей схеме  $N + O + 2.8 \text{ эВ} \leftrightarrow NO^+ + q$ . Недостающая энергия 2.8 эВ черпается за счет кинетической энергии относительного движения атомов.

Другим примером ассоциативной ионизации может служить реакция  $CH+O \rightarrow CHO^+ + q$ , протекающая в углеродно-водородном пламени.

При рассмотрении термической ионизации следует учитывать также, что при высоких температурах наряду с возрастанием концентрации ионов и электронов становится значительной и их рекомбинация.

В состоянии термодинамического равновесия плотность электронов, ионов и нейтральных атомов связаны соотношением Саха, которое выводится методами статистической физики безотносительно к механизму рождения и исчезновения зарядов [3]. В электронейтральной плазме при однократной ионизации атомов  $n_e = n_+$ . Если степень ионизации мала, т.е. при  $n_e \ll N$  уравнение Саха имеет вид:

$$n_e \approx \left( A \frac{g_+}{g_a} \right)^{1/2} N^{1/2} T^{3/4} \exp\left(-\frac{I}{2KT}\right), \quad (1.31)$$

где  $A = 4.85 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}^{-3/2}$ ;

$g_+$  и  $g_a$  – статистические веса иона и атома;

$n_e$  и  $n_+$  – концентрация электронов и ионов;

$N$  – общая концентрация атомных частиц;

$I$  – потенциал ионизации;

$K$  – постоянная Больцмана;

$T$  – температура, К.

Во многих реальных условиях числа электронов и высоко возбужденных атомов не успевают приходить в равновесие с полным числом атомов, но между электронами в свободном и связанном на высоких уровнях состояниях равновесие успевает установиться. В этом случае более справедливым будет соотношение, полученное комбинацией из уравнений Саха и Больцмана [3]

$$\frac{n_e n_+}{N_n} = \frac{g_+}{g_a} A T^{3/2} \exp\left(-\frac{I_n}{KT}\right). \quad (1.32)$$

Здесь  $I_n$  – потенциал ионизации из  $n$ -ого состояния;

$N_n$  – равновесная плотность атомов.

## 1.8. О возможности ионизации газа ионами

При лобовом ударе иона и атома передаваемая энергия от иона, согласно формуле (1.6), равна:

$$\Delta W = \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (1 - \cos \theta) (W_1 - W_2). \quad (1.33)$$

При условии когда  $m_1 = m_2$ , а  $W_2 = 0$  (когда атом неподвижен) передаваемая энергия  $\Delta W = \frac{1}{2}W_1$ , т.е. передается половина энергии иона. Если принять, что  $\Delta W = \Delta W_u$ , то, казалось бы, при  $W_1 = 2\Delta W_u$  будет происходить ионизация атома. Однако этого не происходит. Дело в том, что ион передает энергию не валентному электрону атома, а самому атому. Чтобы происходила ионизация, скорость иона должна быть порядка  $10^8$  см/с, как при ударной ионизации электроном. При этом энергия иона должна быть порядка  $10 \cdot m / m_e = (10^3 \div 10^4)$  эВ. В большинстве случаев ионы с такой энергией в газовом разряде не встречаются [3,4].

Следует отметить также, что при движении иона в собственном газе наблюдается явление резонансной перезарядки. Когда ион подходит достаточно близко к атому, электрон от атома переходит к иону. При этом ион превращается в атом со значительной энергией. За счет этого вероятность ударной ионизации ионами еще больше уменьшается. Резонансная перезарядка является эффективным механизмом отбора энергии от ионов. Практически в газовом разряде ионы не производят ударную ионизацию.

### 1.9. Рекомбинация заряженных частиц

Рекомбинация заключается во взаимной нейтрализации зарядов при сближении разноименно заряженных частиц. Вероятность рекомбинации зависит от концентрации заряженных частиц и скорости их относительного движения. В газе при нормальных условиях концентрация нейтральных частиц составляет  $1.7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, а заряженных частиц порядка  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> [2,3]. Поэтому электрон гораздо чаще будет сталкиваться с нейтральными частицами, нежели с положительными ионами.

В газах, содержащих молекулы с высокой электроотрицательностью, может наблюдаться захват электрона этими молекулами и образование отрицательных ионов. Образующиеся при этом отрицательные ионы могут рекомбинировать с положительными ионами.

Уравнение, характеризующее рекомбинацию, имеет вид

$$-\frac{dn_+}{dt} = -\frac{dn_-}{dt} = An_+n_- \quad (1.34)$$

Здесь  $A$  – коэффициент рекомбинации.

Если  $n_+ \approx n_- = n$ , то  $-\frac{dn}{dt} = An^2$ . После разделения переменных:

$$-\frac{dn}{n^2} = A dt. \quad (1.35)$$

После интегрирования получаем

$$n = \frac{n_o}{1 + An_o t}. \quad (1.36)$$

Здесь  $n_o$  – концентрация частиц.

При условии  $1 \ll An_o t$ , количество рекомбинирующих частиц

$$n = \frac{1}{At}. \quad (1.37)$$

Простое выражение для рекомбинации электрона и иона  $\bar{e} + M^+ = M$  является достаточно грубым и не соответствует истинному протеканию процессов, т.к. не удовлетворяет условиям закона сохранения энергии и импульса. Для выполнения этих условий требуется третья частица [3]. Можно указать 4 выражения, которые удовлетворяют условиям выполнения указанных законов:

$$\bar{e} + M^+ = M + \bar{e}, \quad (1.38)$$

$$\bar{e} + M^+ + L^+ = M + L^+, \quad (1.39)$$

$$\bar{e} + M^+ + L = M + L, \quad (1.40)$$

$$\bar{e} + M^+ = M + \hbar\omega. \quad (1.41)$$

Для выбора эффективных процессов из указанных четырех выражений нужно применять принцип детального равновесия, который применительно к данному случаю формулируется так: вероятность прямых процессов (левая часть уравнений 1.38–1.41) должна соответствовать вероятности обратных процессов (правая часть уравнений 1.38–1.41).

Как уже отмечалось, ударная ионизация ионами и атомами в слабоионизованной плазме маловероятна. Поэтому рекомбинация по схеме уравнений (1.39) и (1.40) характеризует маловероятную рекомбинацию. И наоборот, ударная ионизация электронами и фотоионизация по схеме уравнений (1.38) и (1.41) весьма эффективна.

Рекомбинация по схеме (1.38) называется ударной рекомбинацией. Рекомбинация по схеме (1.41) называется радиационной рекомбинацией.

Коэффициент ударной рекомбинации

$$A_{y\partial} = \frac{10^{-13}}{T_e^{1/2}} \frac{n}{T_e}, \quad (1.42)$$

где  $T_e$  – температура электронов, эВ;

$n$  – концентрация электронов в  $\text{см}^3$ .



Коэффициент радиационной рекомбинации

$$A_{pad} = \frac{10^{-13}}{T^{1/2}}. \quad (1.43)$$

Видно, что с увеличением температуры электронов растет  $A_{pad}$  и, наоборот, уменьшается  $A_{yd}$ .

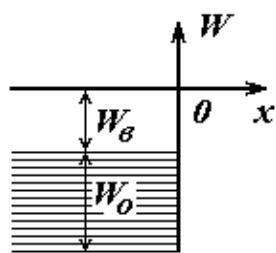
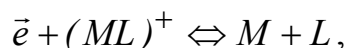


Рис. 1.4. Схема потенциальной ямы для валентных электронов в металле

Наряду с рассмотренными, различают также другие виды рекомбинаций. К ним относится диссоциативная рекомбинация, которая протекает по схеме



а также рекомбинация в электроотрицательных газах ( $O_2$ , пары воды и др.).

Столкновение электронов с молекулами электроотрицательных газов ведет к образованию электроотрицательных ионов. Можно указать 3 схемы указанной

рекомбинации:

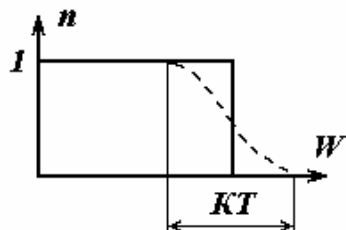


Третий процесс наиболее вероятен, т.к. не требуется третья частица. Все три процесса характеризуют прилипание электронов, механизм которого рассматривается ниже. При этом образуются следующие отрицательные ионы:  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $NO_2^-$ ,  $NO^-$ . Особенно интенсивно образуются отрицательные ионы кислорода. В инертных газах отрицательные ионы не образуются. В общем, интенсивность рекомбинации растет с увеличением концентрации электронов. Таким образом, рекомбинация приводит к уменьшению концентрации электронов в газоразрядной плазме.

### 1.10. Термоэлектронная, автоэлектронная, взрывная эмиссия. Фотоэффект на катоде

Важную роль в поддержании газового разряда и образовании первичных электронов, обуславливающих развитие ударной ионизации в газе, играют процессы термоэлектронной, автоэлектронной эмиссии и фотоэффект с катода [3,6]. Известно, что валентные электроны металла можно рассматривать как электронный газ. В нормальных условиях электроны проводимости в металле связаны в поле положительных ио-

нов. Каждый из этих электронов взаимодействует с ионным остатком металла и с другими электронами. Эти электроны, которые можно считать свободными внутри металла, образуют энергетические уровни (рис. 1.4). Согласно принципу Паули, на каждом уровне находятся два



**Рис. 1.5.** Функция распределения электронного газа при  $T = 0$  К (сплошная кривая) и при воздействии температуры (штриховая кривая)

электрона с противоположными спинами. При температуре абсолютного нуля энергетические уровни плотно сжаты. Валентные электроны, если им не сообщить дополнительную энергию, не могут покинуть металл, т.е. находятся как бы в потенциальной яме.

Для выхода электрона в вакуум ему нужно сообщить дополнительную энергию, называемую работой выхода  $W_0$ . В табл.1.5 приведены данные для работы выхода  $W_0$  и значения

коэффициента  $A_1$ , полученные по результатам измерения многих авторов для различных металлов [3,17].

Таблица 1.5

Металл	<i>Cs</i>	<i>Al</i>	<i>Fe</i>	<i>Ni</i>	<i>Cu</i>	<i>Mo</i>	<i>Ba</i>	<i>W</i>	<i>Pt</i>
$W_0$ , эВ	1.87	4.25	4.31	4.5	4.39	4.43	2.4	4.53	5.32
$A_1$ , А/см <sup>2</sup> ·К <sup>2</sup>	30÷ 170	—	60÷ 700	30÷ 50	60÷ 100	60÷ 150	60	40÷ 100	10÷ 170

Как видно из табл. 1.5, наибольшей величиной  $W_0$  обладает платина – 5.32 эВ, а наименьшей  $W_0$  обладает цезий – 1.87 эВ, который используется в электронно-лучевых приборах.

### 1.10.1. Термоэлектронная эмиссия

Термоэлектронная эмиссия наблюдается при нагреве металла до высоких температур порядка 1000 °С и выше. Из рис.1.5 видно, что при повышении температуры относительно нуля край функции распределения энергетических уровней электронов размывается на величину  $KT$ .

В этом случае часть электронов, приобретая дополнительную энергию за счет теплового колебательного движения, может преодолеть притяжение ионов металла и покинуть металл. Для термоэлектронной эмиссии справедливо уравнение Ричардсона

$$j = A_1 T^2 e^{-\frac{W_0}{KT}},$$

где  $A_1$  – постоянная, определяемая видом металла (табл. 1.5).

### 1.10.2. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная эмиссия проявляется в очень сильных электрических полях. Под действием электрического поля происходит искажение (наклон) энергетических уровней и электрон может непосредственно без изменения собственной энергии выйти за пределы металла путем туннелирования. При этом чем сильнее поле, тем меньше ширина потенциального барьера  $qEx$  (рис. 1.6) и тем больше число электронов может просачиваться через этот барьер.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии может быть вычислена по уравнению, предложенному в 1928 г. Фаулером и Нордгеймом:

$$j = \frac{q^2}{2\pi\hbar} \cdot \frac{W_o^{1/2} E^2}{[W_{nom}] W_e^{1/2}} \cdot \exp\left[\frac{8\pi(2n_o)^{1/2} W_e^{3/2}}{3\hbar E}\right],$$

где  $W_{nom}$  – потенциальная энергия;  $n_o$  – количество электронов;  $E$  – напряженность приложенного электрического поля.

Как показывают расчеты, для большинства металлов значительная плотность тока автоэлектронной эмиссии достигается при напряженностях поля порядка  $E = 10^9$  В/м, тогда как пробой газов при атмосферном давлении происходит при напряженностях поля порядка  $10^6$  В/м, а при большом давлении и в случае вакуума величина  $E_{пр}$  газов составляет  $10^8$  В/м.

### 1.10.3. Взрывная эмиссия

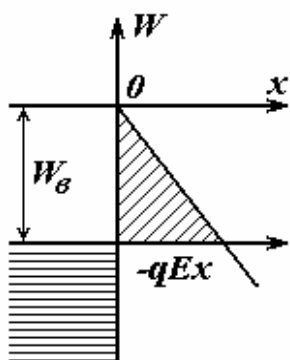


Рис. 1.6. Потенциальная энергия электрона при наложении на металл внешнего электрического поля

При выше указанных условиях (вакуум, высокое давление газа) важную роль, по-видимому, играют неровности (микроострия) на поверхности катода, вызывающие возрастание напряженности поля до величины  $10^9$  В/м. При этом в микроострие выделяется большая энергия, и острие может испаряться в виде взрыва, образуя сгусток плазмы – катодный факел. Такое явление взрывной эмиссии было открыто в 1966 г. Г.А. Месяцем и его сотрудниками [14]. На месте разрушенного микроострия образуются новые заострения и происходят новые взрывы. При каждом взрыве из образующейся плазмы эмитируется большое количество электронов. Ток, возникающий

при каждом взрыве микроострия, в  $10 \div 10^3$  раз превышает ток, который

возникает только за счет ударной ионизации газа. Явление взрывной эмиссии нашло применение при разработке приборов, мощность которых за счет тока взрывной эмиссии может достигать  $10^{12}$  Вт.

#### 1.10.4. Фотоэффект на катоде

При облучении катода различными видами лучистой энергии (фотонами) также возможна эмиссия электронов (фотоэффект с катода). В этом случае фотоны с энергией ближнего и дальнего ультрафиолета, падая на поверхность катода, могут вырвать из него электрон. Такие фотоны образуются в газовом разряде при рекомбинации и девозбуждении метастабильных атомов. Эффективность фотоэффекта на катоде зависит от энергии (длины волны) фотона. В табл. 1.6 приведены значения энергии фотонов и соответствующие им длины волн различных видов излучения.

Фотоэмиссия возможна только в том случае, когда длина волны излучения меньше некоторого граничного значения, которому соответствует условие  $\lambda \leq 1240 / W_g$  в нм, где  $W_g$  – работа выхода в эВ.

Таблица 1.6

Энергия, эВ	1.22	1.52	1.75	2.44	3.06	4.1	12.2	1220
Длина волн, Å	10000	8000	7000	5000	4000	3000	1000	10

Следует отметить, что фотоэлектронная эмиссия играет значительную роль в газовом разряде, о чем будет сказано позже.

#### 1.11. Элементы кинетического уравнения для электронов

Элементарная теория развития ударной ионизации электронами предполагает, что все электроны имеют одинаковые параметры. На самом деле электроны характеризуются разными параметрами (энергией, направлением движения и др.). Эти параметры можно определить с помощью кинетического уравнения [2, 3].

Функция распределения электронов определяется как  $f(t, r, v)$ , где  $t$  – момент времени,  $r$  – положение электронов,  $v$  – его скорость. Значение функции  $f(t, r, v)drdv$  показывает число электронов в объеме  $dr = dxdydz$ , обладающих набором скоростей  $dv = dv_x dv_y dv_z$ .

Плотность распределения электронов

$$n_e = \int_0^{\infty} f(t, r, v) dv. \quad (1.48)$$

Данная функция представляет собой сложное интегрально-дифференциальное уравнение, решение которого может быть выполнено только при определенных допущениях. Упрощенным решением

данной функции является ее разложение по полиномам Лежанда, ограничиваясь первыми двумя членами:

$$f(t, r, v) = f_0(t, v) + f_1(t, v) \cos \theta, \quad (1.49)$$

где  $\theta$  – угол между векторами поля и скоростью электрона.

Было найдено, что параметр  $f_0$  определяет функцию распределения электронов по энергиям, а  $f_1$  определяет изменение плотности тока. Функция  $f_0$  аналитически определяется для двух случаев, когда длина свободного пробега  $\lambda = \text{const}$  и когда число столкновений  $\nu = \text{const}$ . Первое распределение получило название максвелловского, а второе – распределение по Драйвестейну (рис. 1.7).

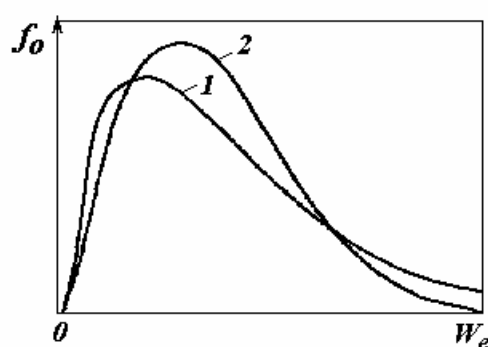


Рис. 1.7. Функция распределения электронов по энергиям

Считается, что наибольшую вероятность вызвать ударную ионизацию газа имеют быстрые электроны, находящиеся в «хвосте» функции распределения. В этом отношении распределение по Максвеллу более предпочтительно для рассмотрения процесса пробоя. Однако действительное распределение электронов не соответствует ни одному из вышеуказанных [3].

Строгое решение кинетического уравнения выходит за рамки данной книги и рассмотрено в работах [3,6] в связи с разработкой мощных газовых лазеров на  $\text{CO}_2$ .

## Глава 2. Теория пробоя Таунсенда

Многие исследователи, в том числе и русские, занимались экспериментами по пробоям газов, но первую теорию газового разряда создал в начале XX столетия Таунсенд [1,7]. Вначале он предположил, что электроны, вышедшие из катода, ускоряются электрическим полем и, достигнув необходимой энергии, производят ионизацию атомов и молекул газа. Таунсенд ввел коэффициент  $\alpha$ , показывающий, сколько ионизаций производит электрон на пути в 1 см. Впоследствии  $\alpha$  был назван первым коэффициентом Таунсенда. Далее, по первому мнению Таунсенда, образовавшиеся в результате ударной ионизации положительные ионы движутся к катоду и тоже производят ударную ионизацию. Такая ионизация может быть оценена коэффициентом ионизации  $\beta$ .

Однако вскоре экспериментально было показано, что положительные ионы не способны производить ударную ионизацию в слабоионизованной плазме из-за их малой подвижности. Поэтому Таунсенд был вынужден отказаться от указанного механизма. Взамен этого он предположил, что положительные ионы, двигаясь к катоду, бомбардируют его и выбивают электроны, которые, в свою очередь, ускоряясь в электрическом поле, также производят ударную ионизацию. Для учета этого механизма Таунсенд ввел коэффициент  $\gamma$ , который показывает, сколько электронов выбивает из катода один ион. Этот коэффициент впоследствии был назван вторым коэффициентом Таунсенда [1,4].

### 2.1. Первый коэффициент Таунсенда

Допустим, из какой-то точки газового разряда вылетает  $n_0$  электронов. Проходя путь  $x$ , только  $n$  электронов не претерпевают столкновений. Тогда  $dn = -dx / \lambda$ . Проинтегрировав это выражение, получаем  $n / n_0 = e^{-x/\lambda}$ . Оказывается, что при  $x = \lambda_u$   $n / n_0 = 0.37$ , а при  $x = 10\lambda$   $n / n_0 = 1 / 2200$ .

Дальнейшие вычисления для определения  $\alpha$  требуют решения кинетического уравнения (о чем говорилось ранее), что сопряжено с определенными трудностями. Таунсенд в свое время сделал упрощенный вывод уравнения для определения коэффициента  $\alpha$ . Для этого он сделал три небезупречных предположения:

1. Электрон ионизует только тогда, когда его энергия равна или больше  $W_e \geq \Delta W_u$ .
2. После ионизации электрон полностью теряет свою кинетическую энергию.

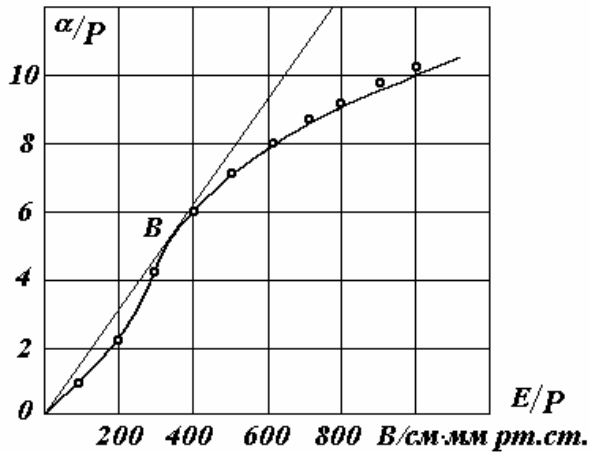


Рис. 2.1. Зависимость  $\alpha/P = f(P)$  для воздуха при атмосферном давлении

3. Электрон набирает энергию для ионизации  $\Delta W_u$  на пути  $x_u$ .

Отсюда энергия электрона  $W_e = q \cdot E \cdot x_u$ .

$$\text{Тогда } x_u = \frac{\Delta W_u}{qE} = \frac{U_u}{E},$$

где  $U_u$  называется потенциалом ионизации. Вероятность такого пробега

$$\varphi = e^{-\frac{x_u}{\lambda}}.$$

Среднее число столкновений электрона с молекулами газа на пути в 1 см равно  $Z = 1/\lambda$ .

$$\text{Тогда } \alpha = Z \cdot \varphi = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-\frac{x_u}{\lambda}}. \quad (2.1)$$

В п. 1.2 было показано, что  $\frac{1}{\lambda} = AP$  при постоянной температуре.

$$\text{Тогда } \alpha = AP e^{-\frac{APU_u}{E}} \text{ или } \frac{\alpha}{P} = A e^{-\frac{B}{E/P}}, \quad (2.2)$$

где  $A$  и  $B$  – постоянные газа.

Полученная зависимость  $\alpha/P = f(E/P)$  представлена на рис. 2.1.

Экспериментальные данные для  $\alpha$  отличаются от результатов расчета по уравнению (2.2). Однако, все же следует, что проведенные опыты подтверждают наличие зависимости  $\alpha/P = f(E/P)$ . Значения констант  $A$  и  $B$  приведены в табл. 2.1 [4,9].

Таблица 2.1

Газ	$A$ , В/см · см · мм рт.ст.	$B$ , В/см · мм рт.ст.	$E/P$ , В/см · мм рт.ст.
Воздух	14.6	366	150÷160
Аргон	13.6	235	100÷600
Углекислота	20	466	500÷1000
Водород	5.0	130	150÷400
Гелий	2.8	34	20÷150

Аналогичные результаты, подтверждающие наличие такой зависимости были получены А.Г. Столетовым еще задолго до появления теории Таунсенда. Согласно его данным, число ионизаций при напря-

жении 1В равно:  $\eta = \alpha / qE$ . Обратная величина  $1/\eta = qE/\alpha$  показывает, сколько требуется энергии на одну ионизацию. Эту величину ( $1/\eta_{\min}$ ) Таунсенд назвал постоянной Столетова, ей соответствует точка *B* на рис. 2.1.

## 2.2. Прилипание электронов к атомам и молекулам. Отрыв электронов от отрицательных ионов

На развитие ударной ионизации в газах влияют процесс прилипания электронов к атомам и молекулам и обратный процесс – отрыв электрона от отрицательных ионов [6,9]. Вероятность прилипания электронов к атомам зависит от величины электронного сродства  $W_{cp}$ , показывающего энергию, выделяющуюся при присоединении к атому электрона. Величина  $W_{cp}$  положительна для электроотрицательных атомов и отрицательна для атомов нейтральных газов. Данные для  $W_{cp}$  приведены в табл. 2.2 [17,18].

Таблица 2.2

Атом	<i>H</i>	<i>0</i>	<i>F</i>	<i>Cl</i>	<i>N</i>	<i>He</i>	<i>Ne</i>	<i>Ar</i>
$W_{cp}$ , эВ	0.75	1.46	3.45	3.61	−0.21	−0.22	−0.22	−0.37

Чем больше  $W_{cp}$ , тем сильнее связь электрона с атомом. Для атомов нейтральных газов отрицательные ионы отсутствуют. Отрицательные ионы наблюдаются в молекулах  $O_2$ ,  $NO_2$ ,  $NO_3$ ,  $OH$ ,  $H_2O$  и др. Наряду с образованием отрицательных ионов происходит отрыв электронов от них. Последний процесс изучен слабее из-за трудности получения большой концентрации отрицательных ионов. В большинстве случаев вероятность образования отрицательных ионов превышает вероятность отрыва электрона от отрицательного иона. Поэтому для коэффициента ударной ионизации можно записать:

$$\alpha_{изм} = \alpha_{\partial} - \eta,$$

где  $\alpha_{изм}$  – значение по данным измерения,

$\alpha_{\partial}$  – действительное значение,

$\eta$  – коэффициент, учитывающий прилипание электронов.

Для инертных газов  $\alpha_{изм} = \alpha_{\partial}$ .

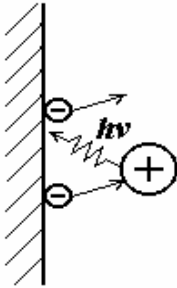
## 2.3. Второй коэффициент Таунсенда

Как уже отмечалось, вырывание электронов с катода может происходить также при бомбардировке его положительными ионами. Следует отметить, что положительные ионы, подходящие к металлическо-



му электроду (катоду), могут вызвать эмиссию электронов как за счет упругого взаимодействия ионов с поверхностью катода, так и за счет образования сильного электрического поля вблизи катода [3,6].

**Катод**



**Рис. 2.2. Механизм потенциального вырывания электронов положительными ионами**

Различают потенциальное вырывание электронов медленными ионами и кинетическое вырывание, когда кинетическая энергия ионов достигает порядка сотен эВ и более. На рис. 2.2 показан механизм потенциального вырывания электронов положительными ионами. Подходящий к катоду ион создает сильное электрическое поле. За счет этого с поверхности катода вырывается электрон, который движется к положительному иону и рекомбинирует с ним. Часть энергии  $\Delta W_u - W_e$  выделяется в виде кванта света, под действием которого может произойти вырывание еще одного электрона с поверхности металла. Этот электрон является свободным и определяет эмиссию с катода.

Условие вырывания второго электрона можно записать так:

$$\Delta W_u - W_e \geq W_e. \quad (2.3)$$

$$\text{Отсюда } \Delta W_u \geq 2W_e. \quad (2.4)$$

Если просмотреть данные табл. 1.3 и 1.4, то видно, что данное условие соблюдается. Быстрые ионы появляются в газовом разряде в разряженном газе при давлении порядка 1 мм рт.ст. и менее. При этом число вырванных с катода электронов при бомбардировке положительными ионами возрастает.

Кроме этого, имеется еще два механизма вырывания электронов с катода. Первый – это вырывание электронов с катода за счет фотонов, излучаемых электронной лавиной. Второй – вырывание электронов с катода также фотонами за счет диффузии резонансного излучения.

Все три указанных механизма вырывания электронов с поверхности катода пропорциональны количеству ионов в электронной лавине. Поэтому общий вид для коэффициента  $\gamma$ :

$$\gamma = \gamma_u + \gamma_v + \gamma_g, \quad (2.5)$$

где  $\gamma_u$  – вырывание электронов положительными ионами электронной лавины,  $\gamma_v$  – вырывание электронов фотонами, излучаемыми лавиной,  $\gamma_g$  – вырывание электронов за счет диффузии резонансного излучения.

В стационарном режиме все составляющие добавляют друг друга. Но при импульсном воздействии напряжения большую роль в развитии разряда оказывает в основном составляющая  $\gamma_v$  [3,7].

## 2.4. Электронная лавина

На рис. 2.3 показана схема опыта, проведенного в конце XIX века русским ученым А.Г. Столетовым.

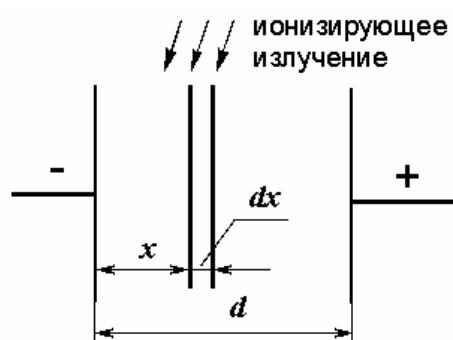


Рис. 2.3. Схема, иллюстрирующая опыт Столетова

Предположим, что под действием ионизирующего излучения (ультрафиолета) с  $1 \text{ см}^2$  поверхности катода вырывается  $n_0$  электронов за 1с. В соответствии с теорией Таунсенда, если напряженность поля достаточна для ударной ионизации, то число электронов по мере продвижения к аноду будет возрастать [3,5].

Пусть к плоскости, отстоящей от катода на расстояние  $x$ , подходит со стороны катода  $n$  электронов. Тогда в слое газа толщиной  $dx$  эти  $n$  электронов создадут вследствие ударной ионизации дополнительное число электронов, равное

$dn = \alpha \cdot n \cdot dx$  или  $\frac{dn}{n} = \alpha \cdot dx$ . Произведя интегрирование, получим

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = \int_0^x \alpha dx \quad \text{или} \quad \ln \frac{n}{n_0} = \alpha \cdot x. \quad (2.6)$$

При  $x = 0$ ,  $n = n_0$ . Следовательно,

$$n = n_0 e^{\alpha \cdot x}. \quad (2.7)$$

Число свободных электронов, порожденных в газовом промежутке одним электроном, вырванным с катода, получило название электронной лавины. Название лавины происходит от быстрого нарастания числа электронов по мере продвижения к аноду. Как показано на рис. 2.4, электронная лавина имеет расширение на фронте за счет явления диффузии электронов, о чем указывалось выше.

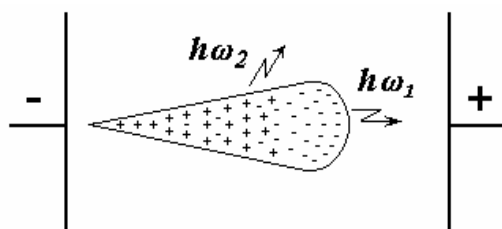


Рис. 2.4. Схема электронной лавины

Электронная лавина также является источником излучения, т.к. испускает фотоны при переходе возбужденных частиц в нормальное состояние или в результате рекомбинации ионов и электронов. При этом фотоны испускаются из всего объема лавины, в том числе и из ее фронтальной части.

## 2.5. Условие самостоятельности разряда. Закон Пашена

По мере развития ударной ионизации плотность тока в разрядном промежутке будет возрастать (рис. 1.1, область «с») и разряд из несамостоятельного переходит в самостоятельный, т.е. не зависящий от действия внешнего ионизатора. Плотность тока у анода, согласно уравнению (2.7), будет равна:  $i_a = qn_o e^{\alpha d}$ . Самостоятельный разряд будет иметь место, когда  $n_o = 0$ . Это может быть при наличии механизма восполнения электронов вблизи катода. Таким механизмом, по мнению Таунсенда, является вырывание электронов с катода путем бомбардировки его положительными ионами, имеющимися в плазме разряда.

Тогда с единицы площади катода выбивается число электронов  $n_1 = n_o + \Delta n$ , где  $\Delta n$  – дополнительное число электронов, выбиваемых положительными ионами. Учитывая это коэффициентом  $\gamma$ , найдем:

$$\Delta n = n_1 \gamma (e^{\alpha d} - 1) = (n_o + \Delta n) \gamma (e^{\alpha d} - 1). \quad (2.8)$$

$$\text{Отсюда } \Delta n = \frac{n_o (e^{\alpha d} - 1)}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.9)$$

$$\text{Тогда получаем } n_a = (n_o + \Delta n) e^{\alpha d} = \frac{n_o e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.10)$$

При  $n_o = 0$   $n_a$  будет отлично от нуля, если знаменатель будет равен нулю, т.е.  $1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1) = 0$ . Отсюда

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.11)$$

Выражение (2.11) получило название условия самостоятельности разряда [3,5]. Если учесть уравнение для первого коэффициента Таунсенда  $\alpha$  и выражение для пробивного напряжения  $U_{np}$ , то получается система из трех уравнений:

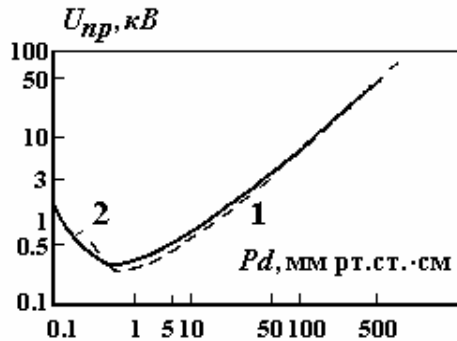
$$\begin{aligned} \gamma (e^{\alpha d} - 1) &= 1, \\ \alpha &= A P e^{\frac{BP}{E_{np}}}, \\ U_{np} &= E_{np} d. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Решение этих уравнений позволяет определить

$$U_{np} = \frac{BPd}{\ln \frac{APd}{\ln(1 + 1/\gamma)}}. \quad (2.13)$$

Из данного выражения видно, что  $U_{np}$  зависит от произведения  $Pd$ . Такая закономерность была экспериментально установлена Паше-

ном еще до создания теории Таунсенда и получила название закона Пашена, согласно которому при постоянстве произведения  $Pd$  пробивное напряжение газа должно оставаться постоянным.



**Рис. 2.5.** Зависимость  $U_{пр} = f(Pd)$  для воздуха: 1 – расчетная; 2 – экспериментальная

На рис. 2.5 приведена зависимость (кривая Пашена)  $U_{пр} = f(Pd)$  для воздуха. Кривые Пашена для других газов имеют аналогичный вид и также характеризуются наличием минимума  $U_{пр, мин}$ .

Согласно теории Таунсенда вероятность ударной ионизации

равна  $e^{-\frac{W_u}{q \cdot E \cdot \lambda}}$ .

Коэффициент ударной ионизации  $\alpha$  можно найти как произведение числа соударений  $Z = 1/\lambda$  на пути

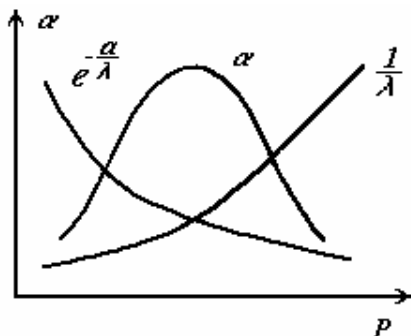
в 1 см на вероятность ударной ионизации:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-\frac{W_u}{q \cdot E \cdot \lambda}}, \quad (2.14)$$

где  $q, \lambda$  – заряд и длина свободного пробега,  $W_u$  – энергия ионизации.

Из формулы (2.14) видно, что коэффициент ударной ионизации зависит от числа соударений и вместе с тем от вероятности того, что ионизирующая частица сможет приобрести в поле на длине ее свободного пробега энергию, достаточную для ионизации.

С уменьшением давления при постоянном расстоянии между электродами уменьшается плотность газа, т.е. число молекул в единице объема. За счет этого ионизирующая частица совершает меньше соударений с молекулами (кривая  $1/\lambda$ , рис. 2.6). Но вместе с тем при



**Рис. 2.6.** Зависимость числа столкновений, вероятности ионизации и коэффициента  $\alpha$  от давления газа

уменьшении давления увеличивается длина свободного пробега частиц, что увеличивает вероятность того, что данная частица приобретет в поле достаточную энергию (кривая  $e^{-\frac{a}{\lambda}}$ , рис. 2.6).

При не очень малых давлениях (правая ветвь кривой  $U_{пр} = f(Pd)$ , рис. 2.5) большее значение имеет второй фактор и с уменьшением давления вероятность ударной ионизации

ция растет, а пробивное напряжение падает. При давлениях меньше того, которое соответствует минимальному пробивному напряжению (при данном расстоянии между электродами), преобладает влияние первого фактора, т.е. число молекул в  $1 \text{ см}^3$  газа делается настолько малым, что развитие ударной ионизации сильно затруднено, и с уменьшением давления пробивное напряжение возрастает.

В табл. 2.3 представлены значения  $U_{пр\text{ мин}}$  и  $(Pd)_{мин}$  для различных газов [5].

Таблица 2.3

Газ	<i>Ne</i>	<i>Ar</i>	<i>H</i> <sub>2</sub>	Воздух
$(Pd)_{мин}$ , см · мм рт.ст.	4	1.7	1	0.5
$U_{пр\text{ мин}}$ , В	240	270	300	350

Интересно отметить, что смесь некоторых газов может иметь значения  $U_{пр}$  значительно ниже, чем у составных частей. Это особенно ярко проявляется в смеси *Ar* и *Ne*. Ничтожные добавки *Ar* к *Ne* вызывают заметное снижение  $U_{пр}$ , что видно из табл. 2.4.

Данный эффект получил название эффекта Пеннинга [3]. Объяснение эффекту следующее. Число атомов неона значительно больше, чем атомов аргона. Поэтому в первую очередь возбуждаются атомы неона, у которых метастабильный уровень составляет 16.5 эВ. У аргона энергия ионизации равна 15.76 эВ.

Таблица 2.4

Газ	<i>Ne</i>	<i>Ar</i>	<i>Ne</i> + $10^{-4} \%$ <i>Ar</i>	<i>Ne</i> + $10^{-3} \%$ <i>Ar</i>	<i>Ne</i> + $10^{-2} \%$ <i>Ar</i>
При $Pd = 100$ см · мм рт.ст.					
$U_{пр}$ , В	1550	800	700	280	220
При $Pd = 300$ см · мм рт.ст.					
$U_{пр}$ , В	1400	700	600	450	280

Поэтому вероятность процесса  $Ne^* + Ar = Ne + Ar^+ + e$  при дефиците энергии всего в 0.7 эВ становится очень большой. Когда встречаются возбужденный атом неона и атом аргона, происходит девозбуждение атома неона. Выделяющаяся при этом энергия (фотон) передается атому аргона, и он ионизируется. Чем больше атомов аргона, тем чаще он встречается с возбужденным атомом неона, что усиливает ионизацию и приводит к снижению пробивного напряжения.

## 2.6. Отступления от закона Пашена

Часто наблюдаются отступления от закона Пашена, или, иначе говоря, наблюдаются *нарушения закона подобия газового разряда*. Причины такого отступления могут быть различными. Рассмотрим особенности пробоя газа при высоких давлениях и пробой вакуума.

### 2.6.1. Пробой газов при высоких давлениях

В случае однородного и слабонеоднородного полей при давлении газа в десятки атмосфер отклонения от закона подобия газового разряда выражаются в замедлении роста пробивного напряжения с увеличением давления. На рис. 2.7 и 2.8 приведены зависимости, соответственно, пробивного напряжения и электрической прочности азота от давления при разных межэлектродных расстояниях. Можно отметить следующие характерные особенности. Начиная с некоторого давления, рост  $U_{пр}$  и  $E_{пр}$  практически прекращается с ростом давления, причем это граничное давление тем меньше, чем меньше межэлектродное расстояние. Так, из рис. 2.7 видно, что при  $d = 100$  мкм и  $P = 80$  атм ( $Pd = 0.8$  атм·см)  $U_{пр} = 14$  кВ, а при  $d = 200$  мкм и  $P = 40$  атм (также  $Pd = 0.8$  атм·см)  $U_{пр} = 17.5$  кВ.

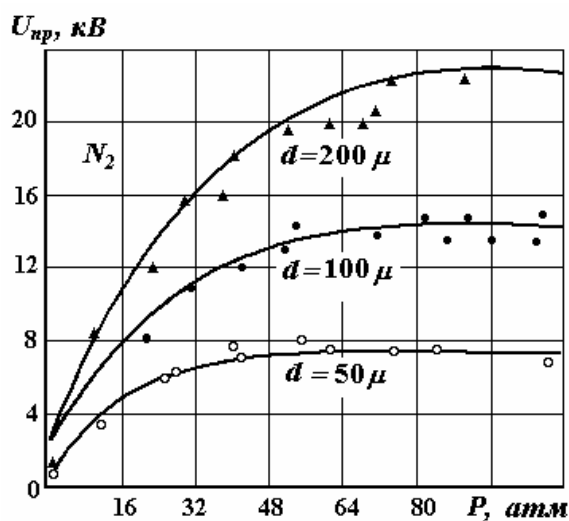


Рис. 2.7. Зависимость пробивного напряжения азота от давления

счет этого может наблюдаться значительное возрастание плотности тока автоэлектронной эмиссии.

Вопрос о механизме пробоя газов при высоких давлениях, подробно исследовался и обсуждался советскими учеными Д.И. Блохинцевым, Б.М. Вулом и Я.М. Парнасом. Они также отмечают такие факты, наблюдаемые экспериментально, что при высоких давлениях газа про-

Вторая интересная характерная черта состоит в том, что при давлениях в десятки атмосфер электрическая прочность приближается к значению  $10^8$  В/м. При этом вблизи неровностей и шероховатостей, которые всегда имеются на поверхности электродов, напряженность поля может даже достигать значения  $10^9$  В/м.

Если эти неровности расположены на катоде, то за

бивное напряжение после 20÷30 предварительных пробоев возрастает, а затем практически не зависит от числа пробоев. Это объяснялось тем, что предварительные пробой уничтожают наиболее грубые шероховатости. Пробивное напряжение практически не зависит от материала катода и материала анода (платина, медь, алюминий, железо, сталь).

При рассмотрении механизма пробоя авторы обсуждают роль автоэлектронной эмиссии с шероховатостей, расположенных на катоде. Принимая шероховатость на электродах в форме вытянутого эллипсоида вращения, можно найти, что  $\frac{E_{\max}}{E_{cp}} = \frac{1}{g}$ , где  $E_{cp} = U/d$  – средняя

напряженность поля,  $E_{\max}$  – напряженность поля на вершине эллипсоида,

$$g = \frac{1 - \eta^2}{\eta^2} \left[ \frac{1}{2\eta} \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta} - 1 \right], \quad (2.15)$$

где  $\eta = 1 - b^2/R^2$ ,  $b$  и  $R$  – малая и большая полуоси эллипсоида. Например, при  $b/R = 0.2$   $1/g = 10$ , а при  $b/R = 0.15$   $1/g = 17.9$ .

В случае низких давлений газа, когда ионизационный пробег электрона  $\lambda = 1/\alpha$  значительно превосходит  $R$ , усиление тока вблизи эллипсоида не отражается на

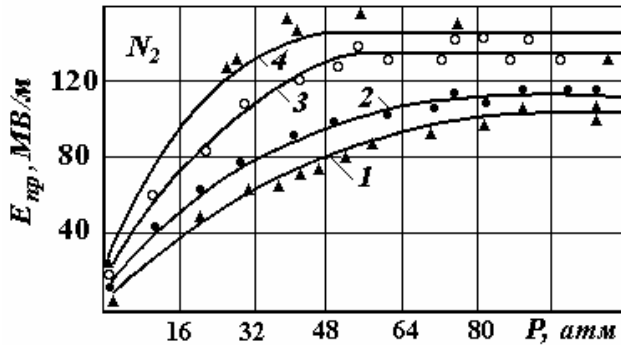


Рис. 2.8. Зависимость электрической прочности азота от давления.

1 –  $d = 1$  мм; 2 –  $d = 200$  мкм;  
3 –  $d = 100$  мкм; 4 –  $d = 50$  мкм

интенсивности ионизационных процессов. Однако в случае высоких давлений газа, когда  $\lambda_u$  и  $R$  сравнимы, вблизи эллипсоида интенсивность ионизации значительно выше, чем в остальной части межэлектродного пространства.

Поэтому с ростом давления газа растет влияние неоднородности электрического поля

вблизи электродов, что, естественно, в теории Таунсенда не учитывалось, где принималось однородное электрическое поле во всем промежутке. В результате качественного рассмотрения получено, что  $\frac{dU_{np}}{dP}$  уменьшается с ростом давления.

В случае учета автоэлектронной эмиссии принимается, что коэффициент ударной ионизации и скорость ионов одинаковы по всей дли-

не межэлектродного промежутка. Критерий пробоя вытекает из следующего соображения. При некотором очень небольшом росте напряжения плотность тока автоэлектронной эмиссии очень сильно возрастает, что и может привести к пробую.

Отсюда условие пробоя  $\frac{dU}{dj} = 0$ , где  $j$  – плотность тока. Так, при

$E_{np} = 1.4 \cdot 10^8$  В/м напряженность поля на катоде составляет  $2.5 \cdot 10^9$  В/м. При напряженности поля такого порядка плотность тока автоэлектронной эмиссии очень велика и может достигать такого значения, как  $10^8$  А/см<sup>2</sup>. В работах В.И. Попкова, В.И. Левитова и их сотрудников приводятся дополнительные данные по пробую сжатых газов (азот, воздух, элегаз). При давлениях в десятки атмосфер отмечалось отклонение от закона подобия. При этом в случае однородного поля пробивное напряжение не зависело от материала анода, но зависело от материала катода. Пробивное напряжение возрастало при замене материала катода в следующем порядке: дюралюминий, нержавеющая сталь, хромированная латунь. В случае коаксиальных цилиндров при  $\frac{R}{r} \geq 2$  ( $R$  и  $r$  – радиусы большего и меньшего цилиндров) пробив-

ное напряжение зависит от материала меньшего цилиндра, и только тогда, когда этот цилиндр является катодом. При отрицательном большом цилиндре в исследованном диапазоне давлений вообще не обнаружено отклонения от закона подобия. Приведенные данные могут быть объяснены только с учетом автоэлектронной эмиссии с катода. Следует сделать замечание о зависимости пробивного напряжения от материала катода при пробое сжатых газов, когда нарушается закон подобия. Можно считать доказанным, что отклонение от закона подобия связано с автоэлектронной эмиссией с бугорков, расположенных на катоде. Однако при этом пробивное напряжение не всегда должно зависеть от материала катода, так как эмиссия с поверхности бугорка определяется не только материалом катода, но и наличием на нем окисной пленки, снижающей работу выхода, формой и размером бугорков, оседанием на катод пылинок и других примесей, содержащихся в газе. Соблюсти одинаковыми указанные условия на катоде при использовании различных материалов очень трудно, если вообще возможно. Отсюда очевидно, что зависимость пробивного напряжения от материала катода не всегда может получиться такой, какая следовала бы из сравнения работ выхода исследованных материалов.

На рис. 2.9 представлены зависимости пробивного напряжения углекислоты от давления в поле электродов игла-сфера при положительной полярности иглы. Подобные зависимости наблюдаются только в



электроотрицательных газах, что позволяет привлекать для объяснения полученной закономерности пробоя наличие отрицательных ионов, образовавшихся за счет захвата электронов электроотрицательными молекулами.

Заряд отрицательных ионов компенсирует в определенной степени поле, создаваемое положительными ионами, возникшими около электрода-острия в результате ударной ионизации. Поэтому наличие отрицательного объемного заряда ведет к повышению пробивного напряжения. Однако при некотором давлении, как считается, отрицательный объемный заряд распадается, и пробивное напряжение падает

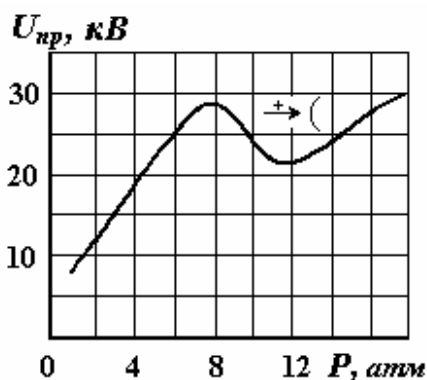


Рис. 2.9. Зависимость пробивного напряжения углекислоты от давления в неоднородном поле

с дальнейшим ростом давления, что и обуславливает наблюдаемый максимум пробивного напряжения.

Подтверждением правильности такого объяснения являются результаты пробоя на импульсном напряжении, когда отрицательные ионы образуются в меньшем количестве. При этом получено, что максимум пробивного напряжения в зависимости от давления выражен слабее, а величина пробивного напряжения в области давлений, соответствующих максимуму  $U_{пр}$ , ниже, чем при пробое на по-

стоянном или переменном напряжениях.

### 2.6.2. Пробой вакуума

Как уже указывалось, для левой ветви кривой Пашена характерно возрастание пробивного напряжения с уменьшением произведения  $Pd$ . Однако при вакууме  $10^{-5}$  мм рт.ст. и более глубоком напряженность поля до пробоя достигает величины порядка  $10^8$  В/м. При такой напряженности поля разыгрывается ряд процессов, не связанных, по крайней мере первоначально, с ударной ионизацией и приводящих к пробое вакуумного промежутка. Поэтому дальнейшее разряжение не приводит к увеличению пробивного напряжения. Следует отметить, что по настоящее время не имеется единого представления о механизме пробоя вакуума. Это связано как с недостаточной изученностью этого явления, так и с многообразием происходящих процессов, определяющим из которых может явиться тот или иной процесс в зависимости от условий опыта. В связи с этим целесообразно вначале рассмотреть некоторые экспериментальные данные по пробое вакуума, а затем – основные существующие представления об этом явлении.

Можно указать следующие основные экспериментально установленные закономерности пробоя.

1. Установлено, что еще до пробоя вакуумного промежутка существуют электронные токи. Хотя средняя напряженность поля составляет  $10^8$  В/м, но около поверхности микроострий, имеющих на катоде, поле может достигать величины  $10^9$  В/м, при которой может быть значительной плотность тока автоэлектронной эмиссии. Существенная роль автоэлектронной эмиссии с катода подтверждается и тем, что пробивное напряжение возрастает с увеличением работы выхода катода и имеет более низкое значение при отрицательной полярности острия в случае пробоя в неоднородном поле.

2. Экспериментально установлено, что при изменении разряжения от  $10^{-5}$  до  $10^{-9}$  мм рт.ст. пробивное напряжение практически не изменяется. Это показывает, что, по крайней мере, первоначальные процессы не связаны с ударной ионизацией остаточного газа. Однако наличие паров масла (например, при откачке диффузионным насосом) увеличивает разброс в пробивном напряжении. Это подтвердили данные опытов Л.В. Тарасовой и В.Г. Калинина для вакуумного промежутка 1 мм со стальными электродами при использовании трех различных вакуумных установок. В первом случае использовалась установка, где получался вакуум  $3 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст. с помощью диффузионного насоса без вымораживания паров масла. Пробивное напряжение лежало в пределах 20÷96 кВ. Во втором случае использовалась установка, где получался вакуум  $(3 \div 5) \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст. с помощью диффузионного насоса с охлаждаемой ловушкой. Пробивные напряжения составили 50÷96 кВ. В третьем случае использовалась установка, где получался вакуум  $3 \cdot 10^{-9}$  мм рт.ст. ртутным и сорбционным насосами. Пробивное напряжение в этом случае имело наименьший разброс (70÷98 кВ.).

Видимо, пары масла оседают на электродах, разлагаются при бомбардировке электронами и ионами, выходящими из электродов, с образованием углерода, частицы которого, как и других материалов, могут принимать участие в пробое, что указывается в следующем пункте.

3. Наличие твердых частиц на поверхности электродов может существенно снизить пробивное напряжение. Частицы могут отрываться от электродов и инициировать пробой.

4. Механическое упрочнение электродов ведет к увеличению пробивного напряжения. Путем закалки электродов удавалось повысить пробивное напряжение в 1.8 раза. Можно полагать, что под действием бомбардирующих электроды частиц происходит частичное разрушение электродов, отрыв новых частиц, инициирующих пробой.

5. Пробивное напряжение возрастает при тренировке электродов в тлеющем разряде или регулярными пробоями. Видимо, при такой тренировке убираются посторонние частицы с электродов, сглаживаются неровности на катоде, с которых происходила эмиссия электронов.

6. Пробивное напряжение в однородном поле подчиняется уравнению  $U_{np} = a \cdot d$ , где коэффициент  $a$  разный для различных условий пробоя, но в среднем составляет  $0.6 \div 0.7$ . Отсюда видно, что электрическая прочность  $E_{np}$  уменьшается с увеличением межэлектродного промежутка, что видно также из табл. 2.5.

Таблица 2.5

$d$ , см	0.001	0.01	0.1	1	7
$E_{np}$ , В/см	4.8	3.2	1.1	0.35	0.1

Укажем, основные представления о механизме пробоя вакуума.

1. Раскачка электронного тока за счет бомбардировки катода ионами и квантами света. Первоначальные электроны, вырванные из катода сильным электрическим полем, ускоряются в последнем и, не испытывая столкновений, набирают энергию  $qU$ , где  $U$  – приложенное к промежутку напряжение. Эти электроны при ударе об анод выбивают положительные ионы и обуславливают появление излучения в диапазоне от ультрафиолета до рентгеновского. Ионы и кванты излучения, приходя на поверхность катода, выбивают новые электроны.

Если обозначить  $A$  и  $C$  как число ионов и фотонов, образуемых при ударе об анод одним электроном, а  $B$  и  $D$  – число электронов, выбиваемых с поверхности катода при воздействии, соответственно, одного иона и одного фотона, то условие стационарного процесса запишется  $AB + CD = 1$ . При  $AB + CD > 1$  процесс будет усиливающимся, и в конце концов электронный ток вызовет пробой промежутка. В этой теории не учитываются вторичные процессы, такие как пролет частичек материала электродов, их испарение и др.

2. Пробой в газовой атмосфере, образующийся за счет вторичных процессов. За счет бомбардировки электродов электронами и ионами в межэлектродном промежутке могут появиться абсорбированные газы или пары материала электродов за счет испарения и распыления. В этой газовой атмосфере и зажигается разряд.

3. Отрыв от электродов крупных частиц. На поверхности электродов могут иметься крупинки, или они могут возникнуть за счет бомбардировки электродов заряженными частицами. Оторвавшись от электрода и имея определенный заряд, эти крупинки движутся ко второму электроду и ударяются об его поверхность. При этом крупинки и

область сильной деформации электрода могут испаряться. В возникшей газовой атмосфере происходит пробой.

Уже при скорости крупинки  $1 \div 10$  м/с удар получается неупругим и сопровождается переходом кинетической энергии в тепловую. Чем выше скорость частицы, тем сильнее происходит испарение, быстрее образуется газовая атмосфера и тем, соответственно, меньше время разряда. Однако этот механизм не объясняет пробой вакуума в микросекундном диапазоне времени и более коротком.

4. Электростатическое воздействие поля на поверхность электрода. За счет действия электрического поля на поверхности электродов появляются бугорки, что удавалось наблюдать. Расчеты показывают, что появление бугорков должно происходить на графитовом катоде при напряженности поля порядка  $2 \cdot 10^8$  В/м, а на стальном катоде – при  $10 \cdot 10^8$  В/м. Эксперимент дает более низкие значения полей. Эту несогласованность можно объяснить наличием в металле нарушений, а также высокой температурой, обусловленной бомбардировкой электродов электронами или ионами. Однако в случае положительного острия напряженность поля при пробое составляет  $6 \cdot 10^8$  В/м, т.е. близка к теоретической величине. Появившиеся бугорки на поверхности катода способствуют усилению автоэлектронной эмиссии, а также могут оторваться от электрода и обусловить пробой по механизму, описанному в предыдущем пункте.

5. Наносекундный пробой. Используя электронно-оптический преобразователь, удалось четко проследить стадии развития разряда в наносекундном диапазоне. При подаче на вакуумный промежуток импульса напряжения с наносекундным фронтом вначале появляются световые вспышки у поверхности катода. Расчеты показывают, что при имеющих место электрических полях микроострия, расположенное на катоде, может испариться.

Вспышки около поверхности катода связываются с разрядом в парах испаренного микроострия. Затем наблюдается продвижение этих вспышек к аноду, что связывается с диффузией паров. Против этих вспышек появляются вспышки на поверхности анода, которые вскоре становятся значительно ярче, чем катодные вспышки, и распространяются к катоду, при достижении которого происходит пробой. Появление вспышек на поверхности анода связывается с разрядом в парах материала анода. Испарение анода обусловлено электронным током, эмитированным с поверхности разряда, распространявшегося от катода (взрывная эмиссия).

## 2.7. Время разряда

Прежде всего, следует дать определение статического пробивного напряжения  $U_{cm}$ . Статическим пробивным напряжением называется напряжение пробоя при бесконечно малой скорости подъема приложенного к электродам напряжения. Практически для открытых воздушных промежутков длиной в несколько см пробивное напряжение перестает зависеть от времени воздействия напряжения, если последнее превышает  $10^{-4} \div 10^{-3}$  с.

Время разряда определяется как время, прошедшее от момента достижения напряжения на электродах величины статического пробивного напряжения до момента формирования между электродами проводящего пути [5]. Во времени разряда  $t_p$  различают две составляющие: статистическое время запаздывания  $t_{cm}$  и время формирования разряда  $t_{\phi}$ , т.е.  $t_p = t_{cm} + t_{\phi}$ .

Статистическое время запаздывания – время от момента достижения напряжения на электродах величины статического пробивного напряжения до появления «эффективного» электрона. «Эффективным» электроном называется электрон, появившийся у катода и начавший ударную ионизацию, которая, в конце концов, приводит к формированию между электродами проводящего пути. Не всякий электрон, появившийся у катода, является «эффективным». Часть из них, не успев начать ионизацию, захватывается молекулами, обладающими высокой электроотрицательностью. Захват электронов после начала ионизации может помешать развитию электронной лавины до необходимых для пробоя размеров.

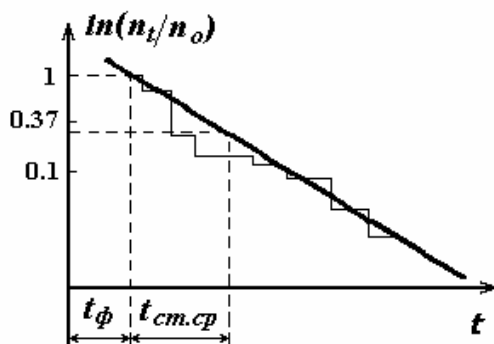


Рис. 2.10. К определению составляющих времени разряда  $t_{\phi}$  и  $t_{cm}$

Таким образом, все случайные факторы, действующие в процессе формирования разряда, выделяют из всех электронов, появившихся у катода, один «эффективный» электрон.

Время формирования разряда – время от момента появления «эффективного» электрона до формирования между электродами проводящего пути. Обычно считается, что время формирования разряда при заданных условиях является

вполне определенной величиной, тогда как статическое время запазды-

вания может колебаться вокруг некоторого значения  $t_{cmcp}$ . Поэтому, если  $n_o$  – общее число опытов,  $n_t$  – число опытов, когда время разряда равнялось  $t$  и большей величине, то  $n_t / n_o = e^{-\frac{t-t_\phi}{t_{cmcp}}}$  или  $\ln(n_t / n_o) = -\frac{t-t_\phi}{t_{cmcp}}$ . Эксперименты подтверждают линейный характер зависимости  $\ln(n_t / n_o) = f(t)$ , рис. 2.10.

При этом минимальное значение  $t_p$ , получаемое при пересечении горизонтальной линии, соответствующей значению  $n_t / n_o = 1$ , с наклонной линией, аппроксимирующей экспериментальные данные, определяет время формирования разряда. При  $n_t / n_o = 0.37 \frac{t-t_\phi}{t_{cmcp}} = 1$  и  $t_{cm} = t - t_\phi$ .

### 1. Статистическое время запаздывания

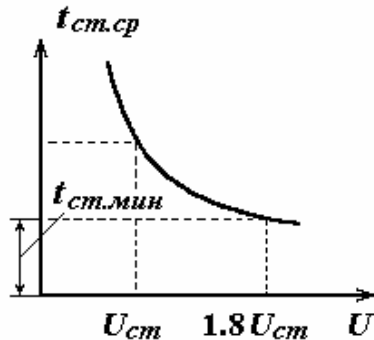


Рис. 2.11. Зависимость статистического времени запаздывания от напряжения на искровом промежутке

Рассмотрим зависимость  $t_{cmcp}$ , которую для краткости будем обозначать  $t_{cm}$ , от различных факторов. Величина  $t_{cm}$  зависит от величины напряжения, приложенного к электродам. Чем выше напряжение и, следовательно, напряженность поля, тем быстрее ускоряются электроны и меньше вероятность их захвата. При напряжении, равном  $1.8 U_{ст}$  (рис. 2.11) и большем, получаем  $t_{cm}$  [5].

При  $U = 1.8 U_{ncm}$  можно считать, что каждый электрон, появившийся у катода, становится «эффективным», т.е.  $t_{cm} = 1/\nu$ , где  $\nu$  – частота появления электронов вблизи поверхности катода.

Величина  $t_{cm}$ , как и следовало ожидать, уменьшается с увеличением интенсивности облучения катода ультрафиолетом.

Такая закономерность подтвердилась и в опытах с разрядниками, помещенными в свинцовый ящик. Свинцовые стенки в значительной степени поглощают космические лучи и радиоактивное излучение земли. В результате в сильной степени снижается интенсивность иониза-

ции воздуха, находящегося внутри ящика. В таких условиях  $t_{cm}$  достигало нескольких секунд.

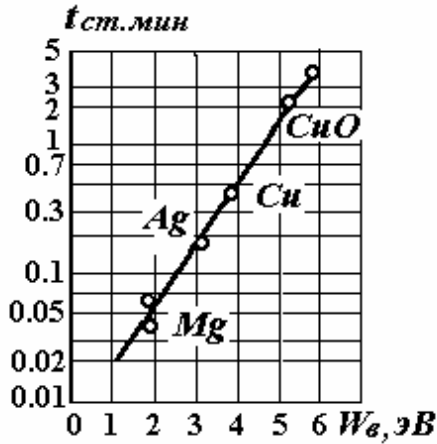


Рис. 2.12. Зависимость минимального статистического времени запаздывания от работы выхода электронов с катода

Экспериментально было показано, что величина  $t_{cm}$  уменьшается с увеличением интенсивности ультрафиолетового облучения. Также получено, что  $t_{cm}$  растет с увеличением работы выхода материала катода (рис. 2.12). Это объясняется тем, что чем больше величина  $W_\phi$ , тем меньше квантов из спектра облучения вырывают электроны.

Снижение  $t_{cm}$  вызывает также наличие пылинок на поверхности катода. При высоких давлениях газа, когда средняя напряженность поля при пробое становится значительной, локальное поле у микронеровностей или пылинок, расположенных на катоде, становится достаточным для автоэлектронной эмиссии, что ведет к уменьшению  $t_{cm}$  по сравнению со случаем отсутствия автоэлектронной эмиссии.

## 2. Время формирования разряда

Время формирования разряда определяется механизмом пробоя. Следует отметить, что теория Таунсенда, ограничиваясь выводением условия самостоятельности разряда, не рассматривает процесс создания между электродами высокопроводящего пути. Поэтому оценку  $t_\phi$  по теории Таунсенда можно произвести, пользуясь некоторыми косвенными соображениями. При соблюдении условия самостоятельности разряда плотность тока в разряде далеко не достаточна для пробоя. Поэтому необходимо иметь  $\gamma(e^{ad} - 1) > 1$ , с тем чтобы плотность тока в разряде доросла до некоторой величины  $J_{мин}$ , необходимой для пробоя ( $j_{мин} \sim 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>). Если первоначально из катода инжектируется  $n_1$  электронов, то число электронов у анода  $n_{1a} = n_1 e^{ad}$  и плотность тока  $j_1 = q n_1 e^{ad}$ .

Образовавшиеся ионы в количестве  $n_1(e^{ad} - 1)$  вырвут с катода электроны в количестве  $n_2 = \gamma n_1(e^{ad} - 1)$ . При этом число электронов у анода  $n_{2a} = \gamma n_1(e^{ad} - 1) \cdot e^{ad}$ , а плотность тока  $j_2 = q \gamma n_1(e^{ad} - 1) \cdot e^{ad}$ .

Итак, этот процесс, названный раскачиванием электронных лавин, будет продолжаться до тех пор, пока плотность тока не достигнет некоторого минимального значения  $j_{мин}$ , необходимого для пробоя.

Отношение  $j_2/j_1 = j_3/j_2 = \dots = \gamma(e^{\alpha d} - 1) = b$  называется ионизационным нарастанием. Очевидно, что  $\frac{j_{мин}}{j_1} = b^{m-1}$ , где  $m$  – число раска-

чиваний лавин. Отсюда  $m = 1 + \frac{\lg \frac{j_m}{j_1}}{\lg b}$ . Из этого следует, что  $t_\phi = t_1 m$ ,

где  $t_1 m$  – время одного цикла, состоящего из времени движения электронной лавины от катода к аноду и времени движения положительных ионов в обратном направлении. Поскольку  $\mu_u \ll \mu_e$ , то  $t_1 \approx \frac{d}{\mu_u E}$ . Та-

ким образом,  $t_\phi = m \frac{d}{\mu_u E}$ . (2.16)

Рассмотрим примеры для двух воздушных промежутков.

1.  $P = 4$  мм рт.ст.,  $d = 0.87$  см,  $E_{np} = 700$  В/см (коэффициент перенапряжения  $\beta_{nep} = 1.05$ ). При этом  $\alpha = 9.6$ ,  $i = 0.022$ ,  $b = 100$ ,  $j_m/j_1 = 10^{10}$ . Приняв подвижность ионов  $\mu_u = 3$  см<sup>2</sup>/В·с, получаем

$$m = 1 + \frac{\lg 10^{10}}{\lg 100} = 6 \quad \text{и} \quad t_\phi = 6 \times \frac{0.87}{3 \times 70} = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ с.}$$

2.  $P = 760$  мм рт.ст.,  $d = 1$  см,  $E = 32$  кВ/см. Аналогичный расчет дает величину  $t_\phi \cong 10^{-4}$  с. В 1927 году немецкий ученый Роговский, используя осциллограф с холодным катодом, в аналогичных условиях экспериментально получил величину  $t_\phi \cong 10^{-7}$  с.

Такое большое расхождение данных расчета по теории Таунсенда и экспериментальных результатов свидетельствует о несовершенстве теории Таунсенда, которая не учитывает некоторые существенные факторы, действующие в газовом разряде, особенно при давлении, близком к атмосферному. Так, впоследствии стало известно, что электронная лавина излучает фотоны, которые, как уже отмечалось, вызывают фотоионизацию газа и вырывание электронов с катода. За счет этого происходит дополнительное увеличение концентрации электронов, что облегчает формирование разряда и обуславливает уменьшение значения  $t_\phi$  [5].



### Глава 3. Пробой газа в различных частотных диапазонах

Частота воздействующего электрического поля, как уже отмечалось, оказывает влияние на происходящие в газе процессы, которые определяют порог зажигания разряда, т.е. пробой. Можно выделить несколько частотных диапазонов, в которых наблюдаются специфические особенности процесса ионизации, потерь энергии электронов за счет рекомбинации, колебательно-вращательного движения, при возбуждении, упругих столкновениях и др. Это следующие диапазоны: низкочастотный – от постоянного напряжения до частот  $10^2 \div 10^3$  Гц; высокочастотный –  $10^5 \div 10^8$  Гц; СВЧ –  $10^9 \div 10^{11}$  Гц и оптический –  $10^{13} \div 10^{15}$  Гц. Следует отметить, что наряду с различием происходящих процессов при разряде есть и общая черта, что число столкновений электрона  $\nu$  при минимуме  $E_{np}$  пропорционально частоте приложенного напряжения.

С низкочастотным разрядом мы уже ознакомились в гл. 2. Для него характерно, что порогом ионизации является выполнение условия самостоятельности разряда  $\mu = \gamma(e^{ad} - 1) = 1$ . Следует отметить, что если учесть процессы рекомбинации, диффузии и прилипания электронов, то устойчивость разряда при  $\mu = 1$  существенно снижается. Наряду с этим необходимо также учитывать, что коэффициент  $\gamma$  определяет рождение первичных («затравочных») электронов у поверхности катода. Эти электроны могут появиться в различных частях поверхности катода, особенно если они образуются за счет фотоэффекта на катоде. Причем разные фотоны, испускаемые одной лавиной, могут вырвать из катода несколько электронов. Поэтому такой разряд, называемый таунсендовским, носит диффузный, расплывчатый характер и не проявляется ярко по сравнению со стримером, и тем более с лидером.

Рассмотрим вначале СВЧ-пробой, который считается менее сложным и хорошо изученным по сравнению с высокочастотным.

#### 3.1. СВЧ-пробой

Как уже указывалось, СВЧ-пробой наблюдается в диапазоне частот  $10^9 \div 10^{11}$  Гц и происходит в резонаторе. О пробое судят по резкому ухудшению добротности резонатора или уменьшению передаваемой мощности. Величина электрической прочности зависит от геометрии и размеров резонатора, давления газа и от передаваемой мощности. Наибольшая напряженность поля имеет место в центре резонатора.

При пробое наряду с ионизацией газа имеет место амбиполярная диффузия, диффузная длина которой связана с размерами и формой резонатора.

В случае прямоугольного резонатора

$$\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{\ell_1}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\ell_2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\ell_3}\right)^2, \quad (3.1)$$

где  $\ell_1, \ell_2, \ell_3$  – размеры резонатора по осям  $x, y, z$ .

В случае резонатора цилиндрической формы

$$\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2, \quad (3.2)$$

где  $R$  – радиус цилиндра,  $\ell$  – длина цилиндра.

В случае резонатора сферической формы

$$\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{r}\right)^2, \quad (3.3)$$

где  $r$  – радиус сферы.

Электрон, двигаясь в СВЧ-поле, совершает поступательное и колебательное движения, соответственно, со скоростью  $v_n, v_k$  и до столкновения его общая энергия равна сумме энергий этих движений

$$W_1 = \frac{m_e v_n^2}{2} + \frac{m_e v_k^2}{4}. \quad (3.4)$$

При столкновении электрона с атомом характер его сложного движения мгновенно изменяется. В первый момент времени энергия колебательного движения переходит в энергию поступательного движения, а затем снова накладывается колебательное движение.

После столкновения электрона с атомом, если пренебречь упругими потерями,

$$W_2 = \frac{m_e}{2}(\bar{v}_n + \bar{v}_k)^2 = \frac{m_e v_n^2}{2} + 2m_e \left( \frac{\bar{v}_n + \bar{v}_k}{2} \right) + \frac{m_e v_k^2}{2}. \quad (3.5)$$

Тогда

$$W_2 - W_1 = m_e(\bar{v}_n + \bar{v}_k) + \frac{m_e v_k^2}{4}. \quad (3.6)$$

Как видно из уравнения (3.6), накопление энергии при столкновении равно  $\frac{m_e v_k^2}{4}$ . Так, при  $E = 3 \cdot 10^4$  В/м значение  $\frac{m_e v_k^2}{4} = 0.11$  эВ, то-

гда как квант СВЧ-энергии составляет  $10^{-4} \div 10^{-5}$  эВ. Следовательно, энергию электрон получает за счет превращения части колебательного движения в поступательное. Но так дело обстоит, пока энергия электрона не достигнет энергии возбуждения. В случае инертных газов –

это энергия первого уровня возбуждения  $W_1$ . При дальнейшем получении энергии  $\frac{m_e v_k^2}{4}$  электрон перевозбуждает атом. В этом случае электрон потеряет накопленную энергию, а атом излучит квант света. При рассмотрении данного процесса необходимо учитывать влияние первого слагаемого уравнения (3.6).

Если  $m_e(v_n + v_k)$  станет равным  $\Delta W_u - W_1$ , то может произойти ионизация атома. Например, для **He** значение  $\Delta W_u - W_1 = 24.5 - 21.1 = 3.3$  эВ, для **Ar**  $\Delta W_u - W_1 = 15.8 - 11.6 = 4.2$  эВ.

Для развития ионизации необходимо, чтобы скорость  $v_{n2}$  достигла такого значения, когда энергия  $m_e(v_{n2} + v_k)$  была бы хотя бы немного больше  $\Delta W_u - W_1$ . Необходимо отметить, что в момент столкновения скорость  $v_k$  по абсолютной величине примерно в 8 раз меньше  $v_n$ . Таким образом, для ионизации необходимо, чтобы электрон «миновал» порог возбуждения  $W_1$ .

Здесь уместно отметить характерные особенности развития ионизации у **Xe**-газа, который представляет собой смесь гелия с небольшой добавкой паров ртути. У атомов гелия возбужденное состояние ( $2^3S$ ) составляет 19.8 эВ. У атома ртути потенциал ионизации составляет 10.4 эВ. При встрече возбужденного атома гелия с атомом ртути происходит ионизация последнего, т.е. проявляется известный эффект Пеннинга. Здесь надо отметить, что сечение столкновения указанных атомов составляет  $1.4 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>, что в десятки раз больше сечения столкновения при проявлении эффекта Пеннинга с другими атомами. Поэтому получается, что возбуждение атомов гелия практически сразу приводит к ионизации атомов ртути, в результате которой образуется свободный электрон. В этом смысле **Xe**-газ можно считать модельным.

Изменение числа свободных электронов во времени равно:

$$\frac{dn_e}{dt} = (v_u - v_a - v_\partial), \quad (3.7)$$

где  $v_u$  – частота ионизации столкновений;

$v_a$  – частота столкновений, сопровождающихся прилипанием электронов к электроотрицательным атомам (молекулам);

$v_\partial$  – приведенная частота за счет диффузии.

$$v_\partial = \frac{D}{\lambda_\partial^2}. \quad (3.8)$$

Здесь  $D$  – коэффициент диффузии,  $\lambda_\partial$  – диффузионная длина.

Чем меньше  $\lambda_D$ , тем больше электронов уходит из разрядного промежутка на стенки резонатора, что приводит к затруднению пробоя и увеличению  $E_{np}$ . Это характерно для низких давлений газа. Кривые зависимости  $E_{np} = f(P)$  имеют минимум, соответствующий  $\nu = \omega_1$ , когда давление  $P \approx 1 \div 10$  мм рт.ст. (рис. 3.1).

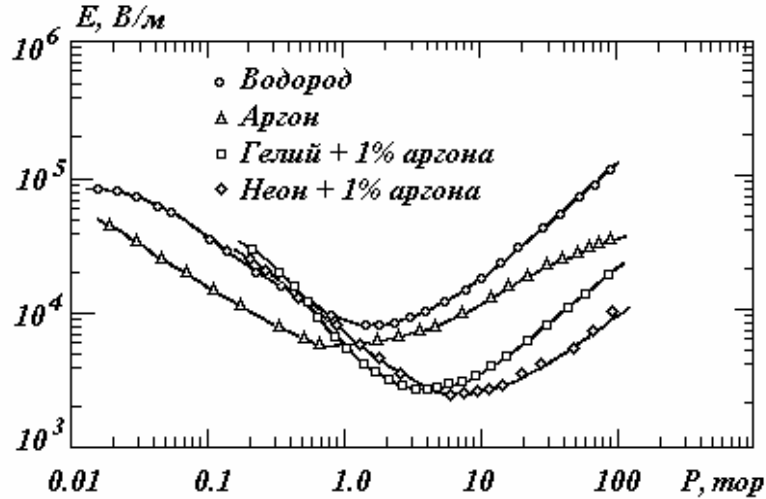


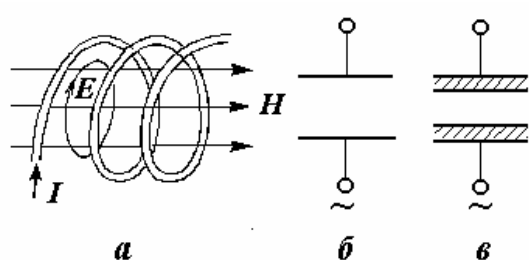
Рис. 3.1. Измеренные пороги СВЧ-пробоя нескольких газов при частоте 0.99 ГГц и  $\lambda=0.63$  см

Характер этой зависимости количественно определяется из решения кинетического уравнения. Здесь мы рассмотрим только качественную сторону закономерностей. При низких давлениях (левая ветвь) изменение  $E_{np}$  связано с потерями электронов за счет их диффузии на стенках резонатора. Для правой ветви потерь электронов нет, но есть потери энергии при упругих столкновениях с атомами гелия. Эти потери практически не зависят от частоты и примерно такие же, что и при постоянном напряжении. Рост  $E_{np}$  с увеличением давления наблюдается при условии  $\nu^2 \gg \omega^2$  за счет увеличения вероятности столкновений.

СВЧ-пробой используется для создания плазмотронов и его необходимо учитывать при разработке антенн связи космических кораблей, работа которых может нарушаться за счет СВЧ-пробоя при резком изменении давления.

### 3.2. ВЧ-пробой

Диапазон высокочастотных колебаний составляет  $10^5 \div 10^8$  Гц. ВЧ-разряд и СВЧ-разряд во многом схожи. Как и в СВЧ-разряде, электрон, попав в ВЧ-поле, наряду с поступательным движением совершает колебательные движения. При столкновении электрона с атомами или молекулами он приобретает дополнительную энергию. Развитие ВЧ-разряда зависит от схемы возбуждения, т.е. от схемы подключения газоразрядной трубки. Различают индукционный способ (рис. 3.2, а), когда газоразрядная трубка подключается между витками катушки трансформатора Тесла, и емкостной способ (рис. 3.2, б; 3.2, в).



**Рис. 3.2. Схемы возбуждения ВЧ-разрядов:**

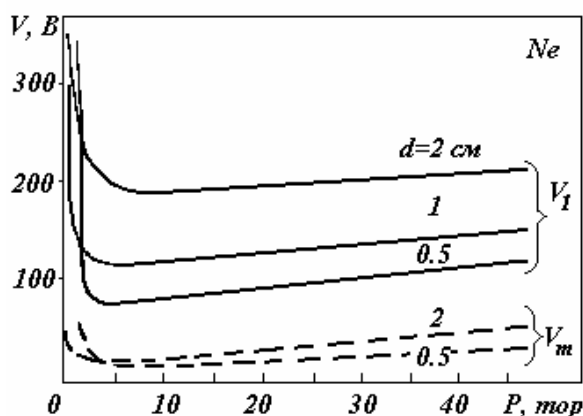
а – индукционный (при помощи соленоида);

б – напряжение подается на электроды, соприкасающиеся с плазмой;

в – электроды изолированы от плазмы (безэлектродный емкостной способ)

Чаще используется емкостной способ, когда трубка помещается в промежуток между плоскими электродами, на которые подается ВЧ-напряжение. В различных работах [3,5] рассматривается развитие ВЧ-разряда для ряда условий, которые приводят к различным результатам, и не всегда достоверно могут быть объяснены. Поэтому кратко остановимся на одном случае, когда амплитуда колебаний электронов мала, а

число столкновений велико. Результаты испытаний для неона представлены на рис. 3.3.



**Рис. 3.3. Потенциалы зажигания емкостного ВЧ-разряда в неоне  $V_1$  при  $f = 158$  МГц. Пунктирные линии – напряжения горения установившегося разряда  $V_m$**

Кривые зажигания разряда  $U_3$  имеют примерно такой же вид, как и в случае СВЧ-пробоя. Положение минимума  $U_3$  также соответствует условию  $v = \omega$  и наблюдается при давлениях  $1,0 \div 10$  мм рт.ст.

На этом же рисунке приведены зависимости напряжения горения стационарного

разряда  $U_z$  от давления. Видно, что  $U_z \ll U_3$ . Это объясняется тем, что при горении разряда, несмотря на диффузию электронов в трубке остается достаточная концентрация электронов и поэтому требуется меньше напряжения для поддержания разряда.

В резко неоднородном поле (например, на остриях окончаний радиоантенн) зажигается локальный разряд, называемый факелом [3,11]. Он больше по размерам и гораздо ярче, чем коронный разряд у электрода острия.

Яркость радиочастотного факела можно объяснить тем, что разрядные токи от острия антенн замыкаются через емкости заземленных объектов и поэтому они больше токов коронного разряда на постоянном напряжении. Под действием этих токов происходит разогрев канала разряда. На рис. 3.4 указаны температуры в различных точках факела. Они довольно высокие. Поэтому вероятно в факельном разряде имеет место термоионизация. Нужно отметить, что  $E_{np}$  при ВЧ- и СВЧ-пробое близко к  $E_{np}$  на постоянном напряжении (например, для воздуха  $E_{np} \approx 3 \cdot 10^6$  В/м при давлении 1 атм и  $E_{np} \approx 10^5$  В/м при давлении в несколько мм рт.ст.).

### 3.3. Оптический пробой

Свет – это электромагнитная волна, характеризующаяся напряженностями электрического  $E$  и магнитного  $H$  поля. Напряженность поля  $E$  пропорциональна энергетической

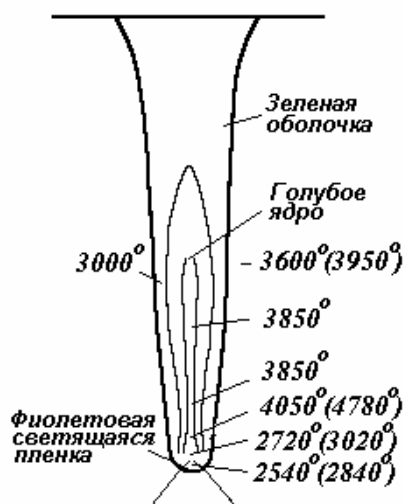
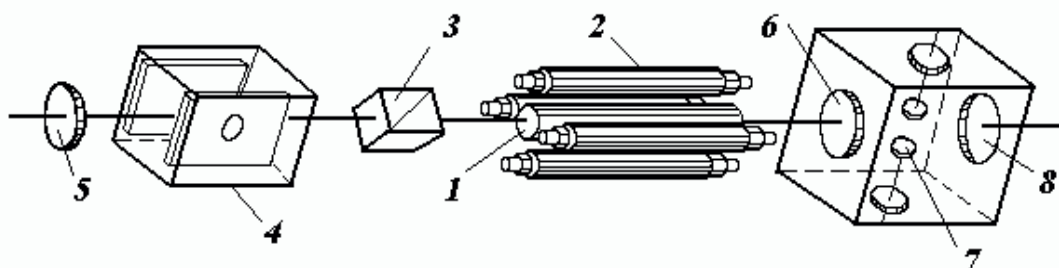


Рис. 3.4. Распределение температуры в факельном разряде

плотности светового луча  $E = 19\sqrt{S}$ , где  $S = \hbar\omega F$ . Здесь  $\hbar\omega$  – энергия кванта света,  $F$  – плотность светового потока. При  $E > 10^9$  В/м наступает пробой в газе, названный впоследствии оптическим пробоем. До изобретения лазера такие поля не достигались. С изобретением рубинового лазера, работающего в режиме гигантских импульсов излучения, был впервые обнаружен оптический пробой такого лазера.



**Рис. 3.5. Схема опыта по измерению порогов оптического пробоя:**

1 – рубин, 2 – ксеноновые лампы, 3 – поляризатор, 4 – ячейка Керра, 5 – зеркало, 6 – фокусирующая линза, 7 – собирающие электроды, 8 – окно

Мощность обычного рубинового лазера ограничивается спонтанными переходами в возбужденных атомах лазера. Переходы, направленные вдоль оси лазера высвечивают лазер и тем самым ограничивают оптическую мощность. Чтобы ограничить высвечивание лазера, на его оси устанавливают электронно-оптическую ячейку (ячейку Керра). Ячейка Керра заполнялась нитроглицерином и при отсутствии электрического поля не пропускала свет. Лазерной генерации не происходило.

Когда на электроды ячейки Керра подавался импульс напряжения, она «просветлялась» и происходила лазерная генерация. Так были получены импульсы лазерного излучения длительностью 30 нс и пиковой мощностью 30 Мвт, названные гигантскими. Для еще большего увеличения мощности лазера применялась фокусировка лазерного луча фокусирующей линзой 6 (рис. 3.5).

Мощность лазерного луча в этом случае достигала  $10^5$  Мвт/см<sup>2</sup>. Такой луч мог прожигать золотую фольгу, толщиной 0,05 мкм, а, попадая в камеру, где находился газ, и вызывал в нем разряд. В настоящее время созданы твердотельные лазеры мощностью в тысячи Мвт. Интенсивности света таких лазеров хватает не только для получения лазерного разряда в разрядной камере, но и для получения длинной искры в случае длиннофокусной фокусировки. По данным Г. Ретера [6] длина искры от таких лазеров может достигать 60 метров. При этом установлено, что длинная искра не непрерывна, а чередуется наличием пробитых и не пробитых участков, что, по-видимому, связано со статистическим характером появления «затравочных» электронов. В настоящее время разработаны мощные  $CO_2$ -лазеры, которые нашли широкое применение в технике. В отличие от рубиновых лазеров минимум  $E_{np}$  в зависимости  $E_{np} = f(P)$  с использованием  $CO_2$ -лазера на-

блюдается при давлении около 15 атм, т.е. меньше более чем на порядок.

Для объяснения оптического пробоя выдвигалось несколько механизмов, к основным из которых относятся лавинный и многоквантовый. Лавинный или ионизационный механизм связан с развитием ионизации молекул газа непосредственно излучением и ионизацией электронами, ускоренными в поле световой волны. Под действием сильного электрического поля, создаваемого световой волной происходит наклон энергетических уровней атомов. Появляется более низкий энергетический барьер с конечной шириной, через который просачиваются электроны. Далее эти свободные электроны ускоряются полем электромагнитной волны и, при накоплении достаточной энергии, будут ионизировать атомы и молекулы газа. Вероятность туннелирования

$$\psi = \beta \cdot \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{qhE} \cdot \Delta W_u^{3/2}\right),$$

где  $\beta$  по порядку величины равна частоте электрона в вакууме  $\beta\hbar \approx \Delta W_u$ , а напряженность поля  $E = \sqrt{4\pi S/C} = 19\sqrt{S}$ .

Многоквантовый механизм заключается в одновременном получении атомом или молекулой нескольких квантов света с последующей ионизацией. Например, в случае рубинового лазера с  $\hbar\omega = 1.78$  эВ и аргона, имеющего  $\Delta W_u = 15.8$  эВ, необходимое число квантов света для

ионизации будет равно  $n = \frac{15.8}{1.78} + 1 = 9$ . При низких давлениях, когда

столкновения электрона с атомами редки, преимущественно может развиваться многоквантовый механизм. При высоких давлениях, когда число столкновений резко возрастает, как бы имеет преимущество в развитии лавинный механизм. Однако, как в дальнейшем показал Л.В. Келдыш, оба механизма имеют общую природу и являются предельными случаями единого процесса перехода электронов в свободное состояние под действием света. Вероятность того или иного процесса определяется временными характеристиками. Пусть  $\tau$  – время пролета электрона через потенциальный барьер шириной  $\Delta = \frac{\Delta W_u}{qE}$ .

Тогда  $\tau = \frac{\Delta}{v}$ , где  $v = \sqrt{\frac{\Delta W_u}{m}}$  – скорость электрона. Отсюда

$$\tau = \frac{\sqrt{\Delta W_u m}}{qE}.$$



Если принять, что период  $T = 2\pi/\omega$ , то для осуществления лавинного механизма необходимо, чтобы за время  $\tau$  поле  $E$  заметно не изменилось. Это соответствует условию  $\omega\tau \ll 1$ . В случае  $\omega\tau \gg 1$  будет иметь место многоквантовый механизм. Например, в случае рубинового лазера на оптических частотах  $\omega = 2.7 \cdot 10^{15}$  рад/с,  $\Delta W_u = 15.8$  эВ при  $E = 10^9$  В/м значение  $\omega\tau = 20$ , т.е. как бы выполняется условие многофотонной ионизации. Однако из этого еще не следует отбрасывать возможность и лавинного механизма, т.к. нельзя исключить вероятность просачивания электронов через потенциальный барьер и последующее их участие в ионизации молекул газа.

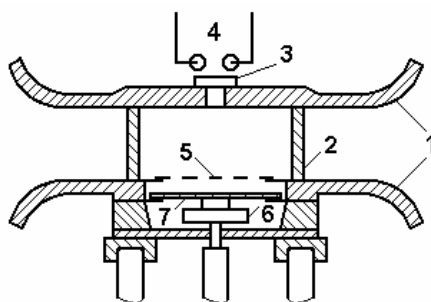
## Глава 4. Искровой разряд в газах

Явление искрового разряда известно человеку очень давно. Это разряд молнии, которая может простираться на несколько километров, «огни святого Эльса», которые возникали на остриях корабельных мачт после бури и многие др. Очень часто искровые разряды связаны со статическим электричеством, образующимся в результате трения двух изолирующих тел, например при расчесывании сухих волос, поглаживании шерсти кошек и т.д. Во многих случаях образование искровых разрядов за счет статического электричества очень опасно, например при перевозке горючего в цистернах, на мукомольных, химических и деревообрабатывающих предприятиях и др. В таких случаях приходится принимать специальные меры против возникновения статического электричества для устранения возможности взрыва или пожара.

Изучением искрового разряда ученые занимались еще в начале XX столетия. При атмосферном давлении газа и расстоянии порядка 1 см искровые разряды впервые наблюдал Г. Ретер [6] в камере Вильсона. Впоследствии для изучения искрового разряда использовались и другие способы: по импульсу тока, сопровождающему движение электронной лавины; по свечению, связанному с девозбуждением возбужденных молекул в электронной лавине; с помощью электронно-оптического преобразователя и др. Для изучения так называемой длинной искры, к которой относится и молния, используются фотографические и осциллографические методы. При изучении искрового разряда в коротких промежутках (порядка 1 см) при атмосферном давлении наиболее наглядным методом является использование ионизационной камеры Вильсона.

### 4.1. Наблюдения за развитием разряда в ионизационной камере

На рис. 4.1 схематически показано устройство ионизационной камеры, использованной для исследования развития газового разряда. Чувствительность метода составляет  $10^3$  заряженных частиц в единицу времени. При разряде искрового промежутка 4 образующееся ультрафиолетовое излучение через кварцевое стекло 3 попадает на сетчатый катод 5 и вызывает появление первичных электронов за счет фотоэффекта. К электродам камеры 1 прикладывается прямоугольный импульс напряжения малой длительности, с тем чтобы оборвать развитие разряда в определенный момент. В газ, пробой которого исследуется, добавляют пары (обычно пары этилового спирта и воды), которые конденсируются на ионах в процессе разряда. Конденсация осу-



**Рис. 4.1.** Схематическое устройство ионизационной камеры:

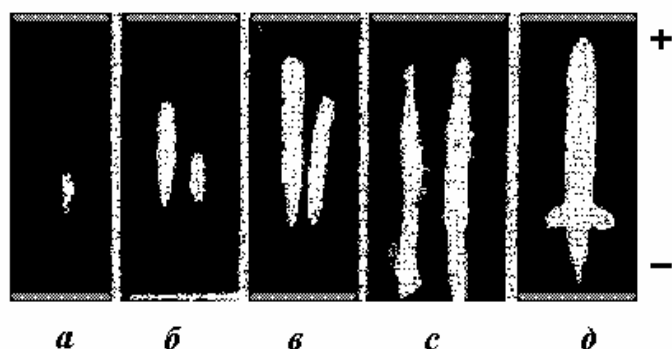
1 – электроды; 2 – стеклянный цилиндр; 3 – кварцевое стекло; 4 – вспомогательный искровой промежуток; 5 – сетчатый катод; 6 – поршень; 7 – диафрагма

стеклянную стенку 2. Таким образом были зафиксированы электрон-



**Рис. 4.2.** Фотография электронной лавины, полученная с помощью ионизационной камеры

$E = 3 \cdot 10^6$  В/м имеет порядок  $10^5$  м/с. При увеличении дли-



**Рис. 4.3.** Фотографии развития ионизационных процессов, полученные с помощью ионизационной камеры по мере роста напряженности электрического поля

ществуется благодаря тому, что при расширении объема камеры за счет оттягивания диафрагмы 7 поршнем 6 понижается давление газа. Чем сильнее расширение, тем больше конденсируется паров, тем более чувствителен метод.

«Проявление» развивающихся ионизационных процессов осуществляется за счет того, что по пути движения электронов остаются положительные ионы, на которых конденсируются пары, и путь движения электронов становится «видимым». Фотографирование

образовавшихся туманных образований производится через стеклянную стенку 2. Таким образом были зафиксированы электронные лавины, подсчитаны скорости их распространения, зная длительность импульса, определены коэффициенты диффузии по измерениям радиуса головки лавины.

На рис. 4.2 представлена фотография электронной лавины. Скорость электрон-ной лавины в воздухе при нормальном давлении и при

импульса или его амплитуды были обнаружены новые ионизационные образования, занимающие большой объем и распространяющиеся с большой скоростью.

На рис. 4.3, показано развитие ионизационных процессов, начиная от лавины (рис. 4.3, а) до

больших ионизационных образований (рис. 4.3,  $\delta$ ), заполняющих значительный объем между электродами.

При невысоких на-пряженностях поля по мере увеличения напряжения вначале появляется положительный стример. При дальнейшем увеличении напряжения, когда электронная лавина еще не достигла анода, наблюдается развитие отрицательных стримеров. Такой же эффект наблюдается, если напряжение оставлять неизменным, а увеличивать длительность импульса. Рис. 4.3,  $\delta$  соответствует перекрытию межэлектродного промежутка плазменным шнуром стримера. После этого наступает стадия главного разряда.

Казалось бы, что головка лавины должна иметь клиновидный вид. Но два фактора сглаживают головку электронной лавины. Во-первых, действует диффузия электронов в поперечном направлении. При этом радиус головки лавины  $r = \sqrt{2Dt}$ , где  $D$  – коэффициент диффузии,  $t = x/v$  – время движения лавины,  $v = 10^5$  м/с – скорость движения электронов.

Во-вторых, при  $\alpha x \cong 20$  концентрация электронов в самом начале лавины такова, что действуют силы расталкивания, пока концентрации электронов и ионов в головке лавины не выровняются. Плотность зарядов в канале стримера  $10^{12} \div 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

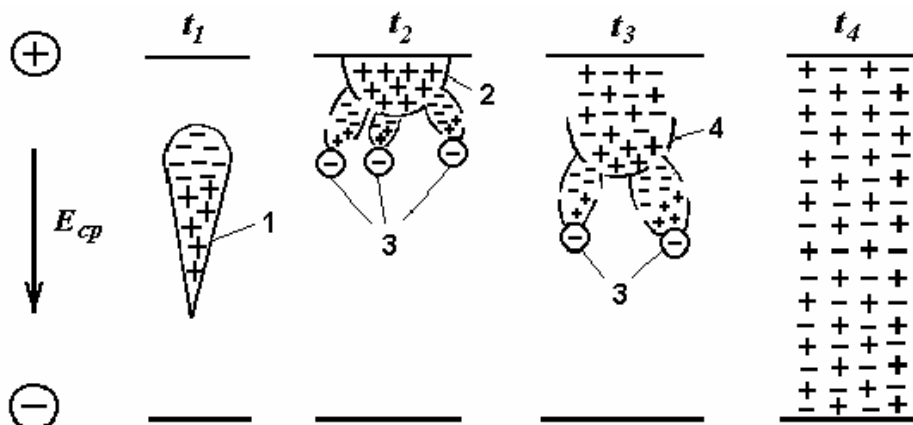
Стример, развивающийся в сторону катода, был назван положительным. Скорость его распространения в воздухе составляет  $(1 \div 2) \cdot 10^8$  м/с. Стример, продолжающий развиваться по направлению электронной лавины, был назван отрицательным, и скорость его распространения в воздухе составила  $(7 \div 8) \cdot 10^5$  м/с.

После распространения стримеров на весь межэлектродный промежуток происходил его полный пробой. Отсюда такой процесс формирования разряда был назван лавинно-стримерным. Очевидно, что время формирования лавинно-стримерного разряда определяется временем движения электронной лавины и при  $d=1$  см составляет  $10^{-7}$  с, что согласуется с измерениями Роговского. Размеры электронных лавин, скорости их движения, условия зарождения стримеров впоследствии были уточнены путем измерения тока, создаваемого электронными лавинами, и оптическими измерениями с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

## 4.2. Схемы развития лавинно-стримерных процессов

Результаты, исследования лавинно-стримерных процессов с помощью ионизационной камеры дают основание считать, что основными факторами, определяющими зарождение и развитие стримеров, яв-

ляются электрическое поле, создаваемое зарядами электронной лавины, и электроны, появляющиеся в результате фотоионизации, – фотоэлектроны [7,11]. Анализ распределения электрического поля в межэлектродном промежутке при наличии электронной лавины показывает, что наибольшее усиление электрического поля имеется на фронте электронной лавины. При пороговом напряжении, необходимом для заро-



**Рис. 4.4. Схема развития положительного стримера:**

1 – электронная лавина; 2 – оставленный лавиной объемный заряд;

3 – фотоэлектроны; 4 – проводящая плазма

ждения стримера, электронная лавина создает достаточно сильное электрическое поле, когда она достигает анода. При этом электроны уходят в анод, оставляя вблизи его поверхности положительные ионы. Электрическое поле, создаваемое этими ионами, и фотоэлектроны определяют развитие положительного стримера, что иллюстрирует рис. 4.4.

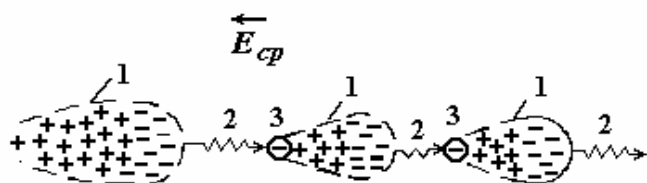
Момент времени  $t_1$  соответствует движению электронной лавины от катода к аноду и оставлению вблизи его поверхности положительных ионов. Объемный положительный заряд создает электрическое поле с напряженностью  $E_1$ .

Если напряженность поля  $E_1$  по порядку величины сравнима с  $E_{cp} = U/d$ , то возникшие при развитии первичной электронной лавины фотоэлектроны (3) будут ускоряться по направлению к объемному заряду, образуя по пути мощные лавины, так что  $\int \alpha dx = 20$  (интеграл вводится потому, что развитие электронной лавины происходит в неоднородном электрическом поле). Электроны лавин, попав в область объемного заряда, тормозятся, образуя вместе с положительными ионами проводящую плазму. На фронте этой плазмы находится положительный объемный заряд, оставленный электронами лавины, и на некотором расстоянии вновь возникшие фотоэлектроны (момент  $t_3$ ).

Далее повторяется процесс движения электронных лавин к объемному заряду с образованием проводящей плазмы, и так положительный стример распространяется к катоду, образуя между электродами мостик проводящей плазмы (момент  $t_4$ ), по которому затем следует главный разряд. Это будет рассматриваться ниже. При больших перенапряжениях на искровом промежутке условие зарождения стримера ( $\alpha x = 20$ ) начинает соблюдаться, когда лавина еще не достигла анода ( $x < d$ ).

Поскольку напряженность поля больше на фронте лавины, то начинает развиваться отрицательный стример от головки лавины в сторону анода. Схема развития отрицательного стримера иллюстрируется на рис. 4.5. Возникший перед фронтом лавины фотоэлектрон находится в усиленном электрическом поле и быстро образует электронную лавину, для которой  $\int \alpha dx = 20$ .

Образовавшийся впереди этой лавины фотоэлектрон вновь образует мощную электронную лавину и т.д. Электроны лавин входят в область положительного объемного заряда, оставленного последующими лавинами, и таким образом образуется проводящий плазменный столб отрицательного стримера. После этого напряженность поля на основани



**Рис. 4.5. Схема развития отрицательного стримера:**

- 1 – электронная лавина;
- 2 – электромагнитное излучение (фотон);
- 3 – фотоэлектрон

нии отрицательного стримера повышается, и начинает развиваться положительный стример. Когда он достигнет катода, то весь искровой промежуток оказывается перекрытым плазменным шнуром, по которому следует главный разряд.

Условие возникновения и распространения как положительного, так и отрицательного стримеров записывается в виде

$$E_1 = kE_{cp}, \quad (4.1)$$

где коэффициент  $k$  колеблется в широких пределах ( $k = 0.1 \div 1$ ). Смысл этого условия сводится к тому, что напряженность поля должна быть по величине сравнима с напряженностью основного поля.

Из описанного ясно, что с увеличением приложенного к электродам напряжения точка зарождения стримеров должна все дальше отходить от анода. Типичными примерами сильно неоднородного электрического поля являются электрические поля между электродами острие-плоскость и острие-острие.

Условия пробоя газовой изоляции в ряде практических случаев близки к условиям пробоя в указанных полях. Так, если радиус цилиндра много меньше межэлектродного расстояния (например, провода линии электропередачи), то условия пробоя между двумя цилиндрами близки к условиям пробоя между двумя остриями, а условия пробоя между цилиндром и плоскостью близки к условиям пробоя между электродами острие и плоскость.

Чаще всего исследуется пробой газов между электродами острие и плоскость. Напряженность поля резко падает по мере удаления от острия (рис. 4.6). Поэтому ионизационные процессы начинаются у электрода-острия, но развиваются различно в зависимости от полярности острия. Отметим прежде всего влияние положительного объемного заряда, образующегося вблизи острия в результате ударной ионизации.

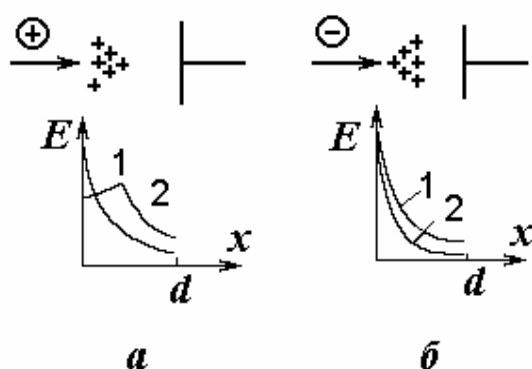


Рис. 4.6. Схема развития разряда и распределение напряженности поля в промежутке острие – плоскость (а – при (+) острие; б – при (-) острие):

1. без объемного заряда;
2. с объемным зарядом

При положительной полярности острия (рис. 4.6, а) положительный объемный заряд усиливает поле по направлению ко второму электроду (кривая 2) и тем самым способствует разряду.

При отрицательной полярности острия (рис. 4.6, б) положительный объемный заряд, наоборот, вызывает ослабление электрического поля по направлению ко второму электроду (кривая 2) и тем самым препятствует дальнейшему развитию разряда.

разряда.

Только из этого сопоставления влияния положительного объемного заряда при положительной и отрицательной полярности острия следует, что при положительной полярности острия пробивное напряжение должно быть ниже, чем при отрицательной полярности острия, что подтверждает и эксперимент.

Схема развития разряда с положительного острия аналогична схеме распространения положительного стримера в однородном поле. Однако разряд с острия развивается в быстро спадающем поле. Поэтому для развития разряда необходимо, чтобы проводящий канал стримера вызывал необходимое усиление поля. Если это условие нарушится после прохождения стримером некоторого пути, то развитие разряда прекратится. Это имеет место при коронном разряде.

Схема развития разряда с отрицательного острия представляется следующей. При достаточном для пробоя напряжении около острия образуется столь мощная электронная лавина, что вышедшие из области ионизации электроны и оставленный ими положительный объемный заряд образуют поле с напряженностью, сравнимой с напряженностью основного поля и направленной противоположно последней. Это заставляет электроны вернуться назад к объемному заряду. По пути электроны производят ударную ионизацию. Этот процесс получил название обратного лавинного разряда, в результате которого образуется отрезок проводящей плазмы около острия. С внешнего конца проводящей плазмы повторяется развитие электронной лавины и обратного лавинного разряда и т.д.

Делая заключение, отметим, что стримерная теория объяснила малое время формирования разряда и развитие искрового разряда в виде узкого канала.

### 4.3. Граница таунсендовского и стримерного разрядов

Авторы стримерной теории первоначально полагали, что стримерный механизм формирования разряда вступает в действие, когда  $Pd \leq 200$  мм рт.ст.·см. Однако последующие экспериментальные исследования показали, что и при  $Pd \geq 1000$  мм рт.ст.·см может наблюдаться таунсендовский разряд. Впоследствии было показано, что величина  $Pd$  является не единственным фактором, определяющим границу двух механизмов формирования разряда. Важным фактором в этом отношении является перенапряжение.

На рис. 4.7. представлена экспериментально полученная граница стримерного и таунсендовского механизмов формирования разряда в



Рис. 4.7. Граница таунсендовского и стримерного разрядов

воздухе. Такая граница объясняется следующим образом. С увеличением  $Pd$  растет число электронов в лавине, и поэтому необходимо меньшее перенапряжение, чтобы выполнилось условие  $\alpha d = 20(e^{\alpha d} = 10^8)$ .

Целый ряд экспериментальных фактов показывает, что наличие одного из двух указанных механизмов формирования разряда зависит от  $\alpha d$  и  $\gamma$ . С уменьшением  $\alpha d$



и увеличением  $\gamma$  возрастает вероятность того, что пробой произойдет вследствие раскачивания электроннх лавин. Если  $\gamma$  очень мало, то  $\alpha d$  достигнет величины 20 раньше, чем начнет действовать механизм раскачивания электроннх лавин.

Приведем несколько примеров, иллюстрирующих эти положения.

1. При разряде в метиле или эфире с медными электродами коэффициент  $\gamma$  имеет очень низкое значение, и осуществляется стримерный механизм пробоя. Если покрыть медный катод  $CuJ$ , то резко возрастает выход электронов под действием видимого излучения разряда (т.е. увеличивается  $\gamma$ ), и при напряжении, близком к статическому, имеет место таунсендовский разряд.

2. Стримерный механизм разряда можно осуществить при  $\alpha d \ll 20$ , если концентрация первичных электронов очень велика, т.е. когда  $n_0 e^{\alpha d} = 10^8$ , где  $n_0$  – число первичных электронов в сечении, равном сечению электронной лавины. Такая ситуация реализуется при бомбардировке катода  $\alpha$ -частицами.

3. Стримерный механизм разряда возможен при  $\alpha d < 20$  за счет действия механизма Роговского. За счет накопления положительного объемного заряда у анода происходит постепенное увеличение  $\alpha d$ , пока  $\alpha d$  не достигнет 20 и произойдет стримерный пробой.

4. В электроотрицательных газах при больших межэлектродных промежутках наблюдается специфическая предыстория возникновения стримерного разряда. Так, в воздухе при нормальном давлении,  $d = 9$  см, и напряжении, близком к статическому пробивному, время формирования составляет 10 мкс. При этом  $e^{\alpha d} = 10^7$ , т.е. прохождение первой лавины еще не приводит к зарождению стримера. В данном случае  $E_{np} = 26.6$  кВ/см и  $E/P = 35$ . Известно, что в воздухе при  $E/P < 40$  становится значительной вероятность прилипания электронов к молекулам кислорода. В связи с этим качественная картина формирования разряда представляется следующей. При большом коэффициенте прилипания число отрицательных ионов может превышать число электронов и приближаться к числу положительных ионов. При этом в промежутке получается смесь положительных и отрицательных ионов. Отрицательные ионы уходят на анод, оголяя заряд положительных ионов, вызывающий усиление электрического поля по направлению к катоду. Вероятно, усиленное поле способно отрывать электроны от отрицательных ионов, чем можно объяснить наличие электронного компонента тока. В результате ударной ионизации возрастает объемный заряд, и, в конце концов, могут быть созданы условия для возник-

новения критической лавины ( $e^{\alpha d} = 10^8$ ) и стримера, отмечаемого по резкому увеличению тока.

Из этого примера следует также тот вывод, что величина времени разряда (в данном случае  $10^{-5}$  с) не всегда может правильно указывать на механизм разряда. Более точно о механизме формирования разряда можно судить, если известны данные об элементарных процессах.

#### 4.4. Пробой газов в наносекундном диапазоне времени

Время формирования разряда в воздухе, азоте, кислороде и некоторых других газах достигает нескольких наносекунд при перенапряжении, достигающем двойного, и более высокого. Флетчером эти данные были объяснены с позиций лавинно-стримерного механизма. Однако последующие экспериментальные и теоретические исследования показали, что лавинно-стримерный механизм не может быть ответствен за пробой в этом случае.

Под руководством Г.А. Месяца были проведены оптические исследования развивающегося разряда с помощью электронно-оптического преобразователя с высоким временным разрешением. Эти исследования показали, что свечение, связанное с возбужденными молекулами газа, вначале появляется на катоде и распространяется как к аноду, так и в диаметре. Это означает, что развитие разряда не связано с лавинно-стримерным процессом, для которого характерно развитие разряда в виде узкого канала.

Простые расчеты показывают, что при очень быстром размножении электронов создается столь высокая плотность зарядов, что при их разделении (электронов и положительных ионов) создается поле, близкое к основному. Благодаря этому происходит торможение электронной лавины, и она не достигает критической величины.

Заряд в электронной лавине  $Q = CU = qe^{\alpha x}$ . Разность потенциалов  $U = E \cdot 1/\alpha$ . (4.2)

Емкость между областями положительного и отрицательного объемных зарядов при их разделении:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{1/\alpha}, \quad (4.3)$$

где  $\varepsilon = 1$ , площадь  $S = \pi r^2 l = 2\pi Dt = 2\pi D \frac{x}{v_e}$ ,  $D$  – коэффициент диффузии. Тогда

$$Q = \frac{ED\alpha x}{1,8 \cdot 10^{12} \alpha v_e} = qe^{\alpha x} \text{ или } e^{\alpha x} = \frac{ED\alpha x}{1,8 \cdot 10^{12} q \alpha v_e}. \quad (4.4)$$

Рассмотрим конкретный пример:  $E = 7 \cdot 10^6$  В/м в воздухе при нормальных условиях. Тогда  $\alpha = 50 \text{ см}^{-1}$ ,  $\nu_e = 3.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $D = 225$ . Решая полученное трансцендентное уравнение, получаем  $\alpha x = 10,5 \ll 20$  и  $x = 0,21 \text{ см}$ . Если  $d = 1 \text{ см}$ , то, очевидно, что электронная лавина еще далеко не достигнет анода, как начнет тормозиться. Дальнейшее развитие разряда может быть представлено следующим образом.

Следует считать несущественной роль фотоэлектронов в развитии разряда вследствие малой вероятности их появления за время порядка  $t = 10^{-9}$  с. Вполне резонно предположить, что, в то время как основная масса электронов тормозится, часть их выталкивается и эти электроны вскоре вновь образуют лавину, которая тормозится, и т.д. Так можно объяснить продвижение разряда по направлению к аноду. Кванты света, испускаемые возбужденными молекулами, вырывают новые электроны из различных частей катода. Эти электроны также быстро образуют самотормозящиеся лавины. Таким образом, можно объяснить расширение объема, занятого разрядом.

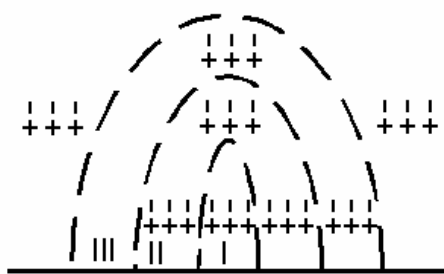


Рис. 4.8. Схематическое изображение развития ионизационных процессов в промежутке с большим перенапряжением

На рис. 4.8 показано схематически развитие разряда. Первый этап — достижение самотормозящейся лавины; второй этап — выталкивание электронов из лавины, достижение самотормозящейся лавины, появление двух боковых самотормозящихся лавин; третий этап — выталкивание электронов из

трех лавин и достижение самотормозящихся лавин, появление еще двух боковых лавин и т.д.

Исследования, проведенные с помощью электронно-оптического преобразователя и электронного осциллографа, показали, что падение напряжения на промежутке происходит еще до того, как разряд достигнет анода. Это можно объяснить тем, что в разряде получается весьма значительный ток за счет большого количества электронных лавин. Вышеуказанные наблюдения были подтверждены таким простым опытом.

Анод закрывался твердым диэлектриком такой толщины, чтобы он не пробивался под действием приложенного к разрядному промежутку напряжения. Таким образом, между катодом и анодом не мог быть образован сквозной проводящий мостик. Тем не менее, при значительных

перенапряжениях на искровом промежутке и в данном случае наблюдался резкий спад напряжения.

#### 4.5. Длинная искра, разряд в виде молнии

Длинной искрой называется разряд (искровой) в газовом промежутке с большим межэлектродным расстоянием ( $0.5 \div 1$ ) м и более. Изучение механизма длинной искры представляет существенный практический интерес в связи с развитием и эксплуатацией линий электропередачи высокого напряжения. Кроме того, длинная искра рассматривается как модель молнии. В длинной искре

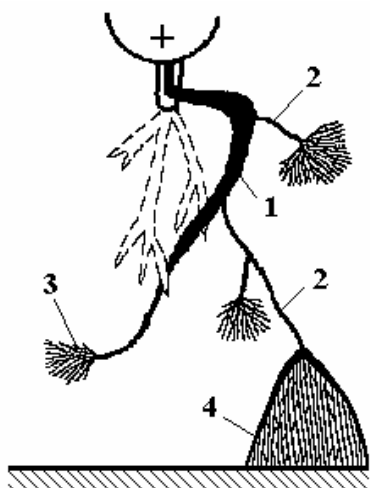


Рис. 4.9. Схема развития разрядных процессов в длинной искре

средний разрядный градиент падает до  $3 \div 5$  кВ/см, тогда как в промежутках до 10 см он составляет  $7.5 \div 20$  кВ/см [3,5]. Наличие малого разрядного градиента приводит к тому, что канал стримера содержит малое количество носителей заряда, и после достижения им второго электрода полного пробоя не происходит. Это обстоятельство обуславливает специфические особенности длинной искры. Весьма существенный вклад в исследование длинной искры и объяснение ее механизма внесли советские ученые И.С. Стекольников и В.С. Комельков [5].

При подаче на промежуток напряжения, достаточного для развития стримера, развивается большое количество стримеров от одного электрода к другому. На фотографии, полученной с помощью кварцевого объектива, эта стадия разряда, названная импульсной короной, смотрится как паутина, состоящая из большого количества ниточек – каналов стримеров, идущих от одного электрода к другому. В каждом канале стримеров разрядный ток невелик, и после полного развития стримера главный разряд не следует. Но вследствие большого количества стримеров общий разрядный ток достигает сотен ампер.

Около электрода с большой кривизной плотность тока становится настолько значительной, что газ прогревается и вступает в действие термоионизация. При этом степень ионизации в этой части разряда резко увеличивается, возрастают электропроводность и свечение.

В.С. Комельков показал, что продольные градиенты и плотности тока в канале лидера примерно такие же, как и в канале дуги, что и подтверждает правильность предположения о термоионизации, как основном процессе, ведущем к увеличению проводимости лидера. В ре-

зультате термоионизации часть воздушного промежутка, непосредственно прилегающая к электроду-острию, превращается в отрезок проводящей плазмы. Теперь уже с этого отрезка плазмы развивается импульсная корона, обеспечивающая образование нового отрезка плазмы, и процесс повторяется (рис. 4.9).

Продвигающийся от электрода с большой кривизной канал высокопроводящей плазмы получил название лидера. На отдельных ступенях возможно параллельное развитие ветвей лидера (рис. 4.9). Та ветвь, которая быстрее развивается, остается ярко светящейся, а та ветвь, которая медленно развивается, вскоре угасает вследствие малого протекающего через канал разрядного тока. После касания лидером второго электрода или после встречи лидеров, идущих от обоих электродов (например, в случае электродов острие–острие), наступает главный разряд. Измерения с помощью вращающейся камеры и электронно-оптического преобразователя показали, что средняя скорость развития лидера может составлять  $10^6 \div 10^7$  см/с, а главного разряда – порядка  $10^9$  см/с и более. Скорость лидера можно уменьшить, если необходимо изучить отдельные детали его развития путем введения в разрядную цепь так называемого «тормозного» сопротивления. Наличие тормозного сопротивления уменьшает ток в импульсной короне, и тем самым затягивается процесс переработки участка импульсной короны в отрезок лидера.

Исследования длинной искры показали, что примерно на первом метре лидер продвигается ступенями, что объясняется необходимостью создания на головке лидера напряженности поля, необходимой для развития импульсной короны. После прохождения лидером пути примерно в 1 м в дальнейшем наблюдается его плавное развитие. На осциллограмме тока лидерная стадия фиксируется как сравнительно слабое нарастание тока, а стадия главного разряда – резким увеличением тока. С увеличением величины тормозного сопротивления уменьшается ток в обеих стадиях и быстрее в стадии главного разряда. Ток лидера вызывает слабую посадку напряжения на искровом промежутке за счет падения напряжения на тормозном сопротивлении и других импедансах разрядной цепи. В стадии главного разряда напряжение на искровом промежутке падает практически до нулевого значения.

В природном явлении молнии, как и в длинной искре, так же различают лидерную стадию и стадию главного разряда. Однако вследствие особенностей одного из электродов – грозового облака, обе стадии разряда молнии приобретают специфические отличия. Основными особенностями грозового облака как электрода являются такие, как малая подвижность носителей заряда вследствие массивной капли, конденса-

рующей на ионе; возможность образования в грозовом облаке нескольких очагов сосредоточения объемного заряда.

К особенностям разряда в виде молнии относится многократность разряда, заключающаяся в том, что по одному каналу происходит несколько разрядов. Число разрядов может достигать до 40, переносимый заряд – до 100 кулон, общая продолжительность одной молнии до 1,5 с.

Основными стадиями разряда в виде молнии являются также лидерная и стадия главного разряда. О стадиях, предшествующих лидеру, имеются некоторые предположения, но данные наблюдений по этим стадиям отсутствуют. Характерно, что лидер первого разряда движется ступенями (длина ступени  $\sim 50$  м) со скоростью  $10^9$  см/с. Между ступенями в развитии лидера наблюдаются временные задержки, так что средняя скорость развития первого лидера составляет  $2 \cdot 10^7$  см/с. Лидеры последующих разрядов развиваются непрерывно. Характерно также, что главный разряд молнии, возникшей между грозовым облаком и наземными предметами, всегда распространяется от последних к грозовому облаку. Скорость распространения главного разряда весьма велика и составляет  $2 \cdot 10^9 \div 1.5 \cdot 10^{10}$  см/с.

Ясно выраженная ступенчатость развития первого лидера может быть объяснена медленным поступлением малоподвижных зарядов грозового облака в канал лидера. После развития ступени лидера напряженность в головке лидера, вероятно, падает до такой величины, что ионизационные процессы прекращаются. После подтягивания зарядов к головке лидера напряженность поля возрастает, и создаются условия для развития следующей ступени лидера.

Направление главного разряда от земли также, вероятно, связано с малой подвижностью зарядов в грозовом облаке. После развития лидера, допустим, от высокого наземного предмета к грозовому облаку не происходит бурного ионизационного процесса, характерного для главного разряда. Видимо, заряды грозового облака постепенно стекают в канал лидера, изменяют полярность избыточного заряда. Когда избыточный заряд приблизится к наземному предмету, произойдет главный разряд.

Многократность молнии объясняется наличием в грозовом облаке нескольких очагов сосредоточения объемного заряда. Вначале происходит разряд какого-либо из очагов объемного заряда на землю. После ликвидации объемного заряда в этом очаге может произойти разряд от следующего очага к первому и далее на землю уже через ионизованный канал первого разряда. Далее этот процесс может повторяться несколько раз, пока близлежащие к первому очагу другие сосредоточения объемного заряда не исчерпают себя.

Главный разряд молнии по длительности занимает несколько мкс. При этом стекает заряд  $0,5 \div 1$  К. Затем следует сравнительно длительный электрический ток (*несколько десятков мкс*) за счет стекания остаточного заряда очага сосредоточения заряда. Заряд, стекаемый на землю, при однократной молнии составляет  $5 \div 6$  К. Ток молнии достигает максимального значения в стадии главного разряда и может достигать до 220 кА. Волновое сопротивление распределенных предметов, находящихся в воздухе, составляет сотни Ом. При ударе молнии в такие предметы (особенно часто в провода линий передач) перенапряжение достигает миллионов и десятков миллионов вольт. Протекающий ток молнии может вызвать значительные разрушения и поражения людей. Основным средством защиты от удара молнии является молниеотвод с хорошим заземлением, предложенный впервые независимо Франклином в Америке и М.В. Ломоносовым в России.

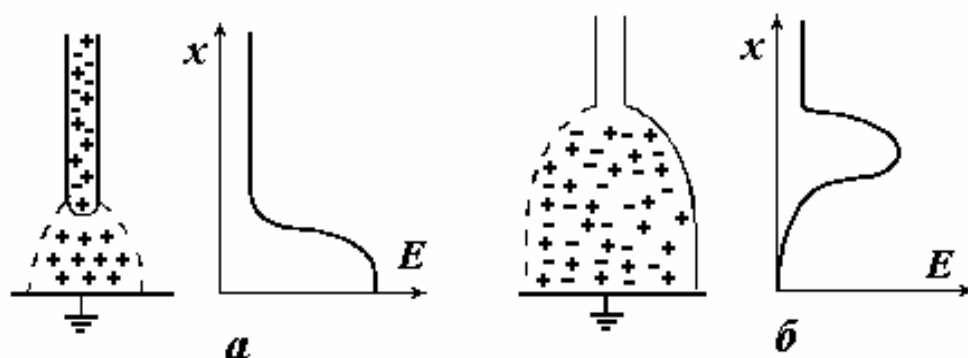


Рис. 4.10. Схематическое изображение развития главного разряда

#### 4.6. Главный разряд

Главный разряд является завершающей стадией в развитии разряда. За главным разрядом следует стационарный разряд, обычно дуговой. Схематическое изображение развития главного разряда показано на рис. 4.10. Электрические процессы, происходящие в стадии главного разряда, представляются следующими [5].

Когда канал мощного стримера или лидера (в случае короткого искрового промежутка) подходит достаточно близко к плоскому электроду, в непробитом пространстве создается поле с большой напряженностью, в результате чего происходят мощные ионизационные процессы (рис. 4.10, а).

Через образовавшийся участок плазмы электроны движутся вверх (в случае примера, приведенного на рис. 4.10) и компенсируют избыточный положительный заряд, имеющийся в головке стримера (лидера) и вокруг лидера. Эта часть пространства принимает потенциал, близ-

кий к потенциалу плоского электрода. При этом электроны из канала стримера (лидера) быстро поднимаются вверх, оголяя положительный объемный заряд. Вновь создается область сильного электрического поля, в которой развиваются мощные ионизационные процессы (рис. 4.10, б), и так далее. Таким образом, главный разряд характеризуется продвижением вдоль канала стримера (лидера) области сильного электрического поля, в которой происходят мощные ионизационные процессы. По высокоионизированному каналу разряда протекает большой ток от источника высокого напряжения, вызывая его разогрев. В результате разогрева канала может действовать ряд вторичных процессов, обуславливающих дальнейшее расширение канала разряда и увеличение его электропроводности.

Представляется, что наиболее существенную роль в расширении канала разряда играют ударные волны. В результате выделения значительной энергии в узком канале разряда здесь резко возрастают температура и давление газа, что вызывает появление ударной цилиндрической волны. Такая волна, зафиксированная методом Таплера–Шлирена, распространяется со скоростью  $1\div 3$  км/с. Вслед за ударной волной происходит расширение газа канала разряда. При этом и заряженные частицы также выходят за пределы прежнего канала разряда. После этого разрядный ток протекает по все более расширяющемуся каналу разряда и следуют новые ударные волны. Расширение канала разряда заканчивается, когда значительно упадет мощность ударных волн. Эта стадия разряда имеет прикладное значение в нескольких аспектах. Стадия главного разряда определяет максимальный ток молнии и максимальное перенапряжение, возникающие на поражаемых объектах и, в частности, на проводах линий электропередачи.

В стадии главного разряда напряжение на искровом промежутке падает практически до нулевого значения. Если искровой промежуток включен последовательно с передающей линией (например, высокочастотным кабелем), то в последней после пробоя промежутка возникает импульс высокого напряжения с длительностью фронта, определяемой стадией главного разряда и расширением канала разряда. Путем повышения давления газа или создания перенапряжения на искровом промежутке удастся уменьшить длительность фронта импульса до наносекунд и долей наносекунды.



## Глава 5. Самостоятельные разряды в газах

Есть несколько видов самостоятельных разрядов. Возникновение того или иного разряда зависит от ряда факторов, в том числе от предыстории зажигания самостоятельного разряда. Но основным фактором являются давление в разрядном промежутке и плотность тока. Разграничение видов разряда показано на рис. 5.1.

### 5.1. Тихий разряд

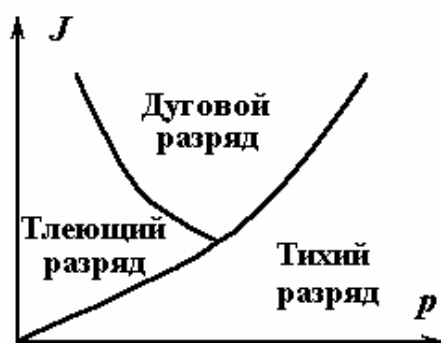


Рис. 5.1. Диаграмма состояния разряда в газах

При сильных ограничениях разрядного тока внешним сопротивлением, когда плотности разрядного тока очень малы, наблюдается тихий (или темный) разряд. Малая интенсивность разрядных процессов обуславливает то, что разряд не производит заметных для человеческого восприятия звуковых и оптических эффектов, хотя условие самостоятельности разряда соблюдается.

### 5.2. Тлеющий разряд

Тлеющий разряд непосредственно переходит из таунсендовского тихого разряда путем увеличения плотности тока. Однако в тлеющем разряде имеется несколько областей разряда, в которых происходят специфические процессы (рис. 5.2) [5]. Основные области разряда получили следующие названия: область 1 – темное астоново пространство, область 2 – первое катодное свечение, область 3 – темное катодное пространство (круково пространство), область 4 – отрицательное тлеющее свечение, область 5 – фарадеево темное пространство, область 6 – положительный столб разряда, область 7 – темное анодное пространство и анодная светящаяся пленка.

Рассмотрим кратко основные процессы, происходящие в различных областях разряда.

На длине пути, равного ширине темного астонова пространства, электроны, вышедшие с катода, набирают энергию, необходимую для возбуждения газовых молекул. Темное астоново пространство может стать светящимся при возбуждении газовых молекул быстрыми электронами за счет падения напряжения в темном астоновом пространстве.

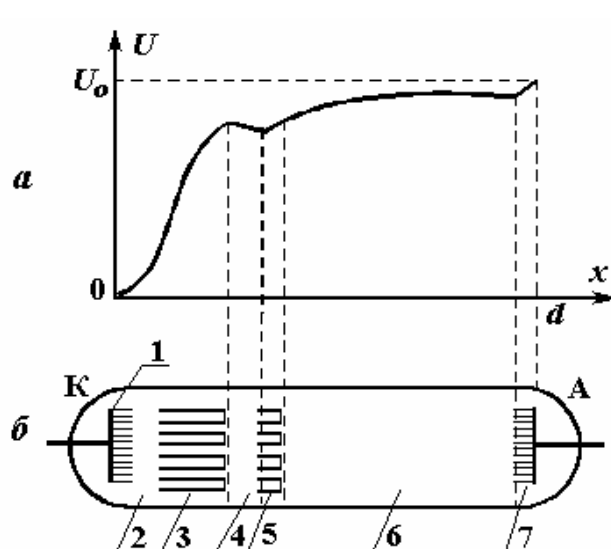


Рис. 5.2. Распределение напряжения (а) и основные области (б) в тлеющем разряде

Первое катодное свечение связано с испусканием квантов света возбужденными газовыми молекулами. Цвет свечения соответствует самым низшим линиям возбуждения. В темном катодном пространстве в основном сосредоточены ионизационные процессы. Незначительное свечение этого пространства обусловлено излучением возбужденных молекул, число которых сравнительно мало.

Интересно отметить, что для этого пространства выполняется условие  $Pd_k = const$ . Так, для кислорода при алюминиевом катоде  $Pd_k = 0.237$  мм рт.ст.·см, а при железном катоде величина  $Pd_k = 0.311$  мм рт.ст.·см. Видно, что значения  $Pl_k$  близки к значениям  $Pd$ , соответствующим минимуму пробивного напряжения. Наличие положительных ионов и электронов в темном катодном пространстве и их роль в поддержании газового разряда хорошо показывается методом теней. Если в область темного катодного пространства поместить экран (например, из слюды), то образуются тени в обе стороны от экрана. Появление тени в сторону катода связано с тем, что экран по своей площади не пропускает положительные ионы к катоду, и следовательно, не выбиваются электроны из катода, которые могли бы вызвать первое катодное свечение. Появление тени в сторону анода связано с задержкой экраном электронов. Если на разряд наложить магнитное поперечное поле, то положение тени на катоде не меняется, так как магнитное поле почти не изменяет движение ионов, но тень загибается в соответствии с изменением траектории электронов.

Положительные ионы, бомбардирующие катод, вызывают как вырывание электронов, так и распыление материала катода, который в виде тонкой пленки оседает на частях газоразрядной колбы. Распыление катода происходит тем интенсивнее, чем больше масса положительного иона. Явления катодного распыления используются для получения тонких металлических (газ-аргон) или диэлектрических (газ-кислород) пленок.

Наличие отрицательного тлеющего свечения связано с возбуждением газовых молекул быстрыми электронами, выходящими из области темного катодного пространства. Ширина отрицательного тлеющего свечения определяется длиной пробега быстрых электронов и уменьшается с повышением давления газов и увеличением катодного падения потенциала. Наличие отрицательного градиента напряжения связано с тем, что электроны, потерявшие свою энергию при возбуждении газовых молекул, прилипают к электроотрицательным молекулам, образуя отрицательный объемный заряд. Интересным является наличие ореолов-слоев, окружающих основное тлеющее свечение. Особенно четко проявляются ореолы в смеси газов.

В пределах темного фарадеева пространства происходит ускорение свободных электронов. Положительный столб заполняет почти всю остальную часть газоразрядного пространства. Положительный столб не играет существенной роли в поддержании разряда, что хорошо демонстрируется опытами с передвижением электродов. Изменение межэлектродного расстояния происходит за счет изменения длины положительного столба. Размеры других областей разряда почти не изменяются. Положительный столб поддерживает электрический ток разряда. Падение напряжения в положительном столбе зависит от его длины, давления и природы газа и особенно от диаметра газоразрядной трубки. При большом диаметре трубки убыль ионов в поперечном направлении мала, практически не требуется их пополнения за счет ударной ионизации, и поэтому градиенты в положительном столбе малы, а свечение его незначительно. В узких газоразрядных трубках (порядка 1 см) имеет место амбиполярная диффузия. При этом положительные ионы и электроны интенсивно оседают на стенках разрядной трубки и рекомбинируют, что обуславливает свечение. Интенсивное свечение положительного столба используется, например, в лампах дневного света, а в последнее время положительный столб интенсивно изучается в связи с разработкой мощных  $CO_2$ -лазеров. Убыль заряженных частиц должна быть пополнена, чтобы проводить разрядный ток. Пополнение происходит за счет ударной ионизации, и при этом падение напряжения в положительном столбе возрастает. Свечение положительного столба может быть слоистым, состоящим из отдельных страт, когда чередуются темные и светящиеся слои (рис. 5.3) [6].

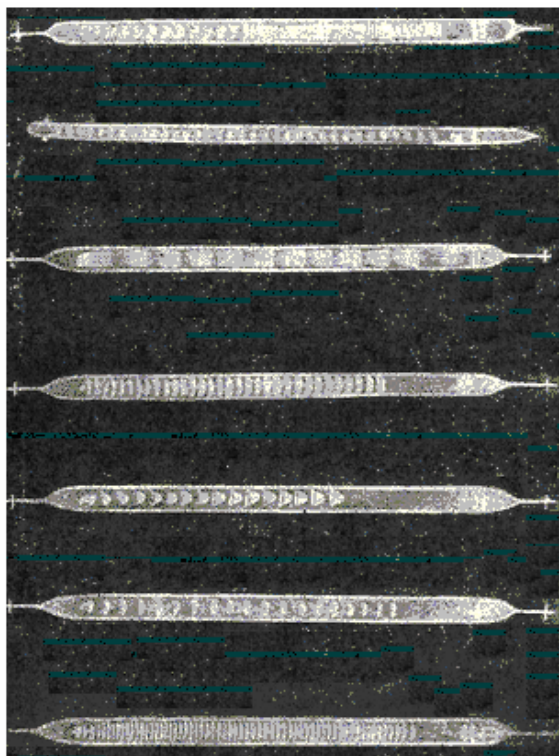
Наличие темных слоев связано с ускорением электронов, а светящихся — с возбуждением газовых молекул. Страты чаще бывают подвижными. При давлении  $10^{-1} \div 10$  мм рт.ст. страты движутся со скоростями примерно 100 м/с от анода к катоду. Невооруженным глазом подвижные страты невидимы. В некоторых случаях, например при большом катодном падении потенциала, наблюдаются неподвижные

страты, что позволило их обнаружить. На положительном столбе происходит падение потенциала.

При отсутствии страт это падение потенциала происходит примерно с одинаковым градиентом. В случае стратифицированного разряда падение потенциала представляет прерывистую линию, состоящую из резких бросков потенциала (темная часть страты) и слабого изменения потенциала (светящаяся часть страты). Считается, что в последнем случае требуется меньшее падение потенциала.

За положительным столбом следует темное анодное пространство. Эта область заполнена электронами, выходящими из положительного столба.

При большой поверхности анода плотность электронного тока невелика ( $\approx 10^2$  А/см<sup>2</sup>). При этом анод не разогревается. При малой поверхности анода электронный ток захватывает и края анода. При этом на аноде появляются светящиеся пятна, плотность тока в которых достигает  $10^4 \div 10^5$  А/см<sup>2</sup>. Число пятен возрастает с увеличением тока и давления газа. Анодные пятна ярко светятся и из них вырываются струи расплавленного металла.



**Рис. 5.3. Фотографии страт в газоразрядной трубке**

Следует также указать на преобразование канала разряда в трубке с увеличением давления газа. При высоких давлениях газа ( $\approx 10^2$  мм рт.ст.) ток в канале разряда возрастает и газ разогревается, причем неравномерно. Наиболее сильно газ нагревается ближе к оси трубки. Здесь возрастает

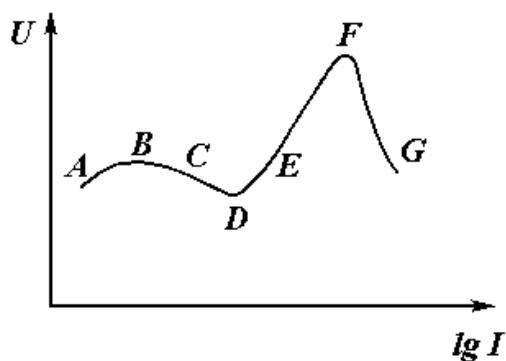
плотность тока и светимость газа. Это явление получило название контракции разряда. Дальнейшее возрастание плотности тока соответствует переходу к дуговому разряду.

### 5.3. Дуговой разряд

Дуговой разряд характеризуется малым катодным падением потенциала и высокой электропроводностью канала разряда. Можно на-

блюдают переход тлеющего разряда в дуговой при увеличении плотности тока. Соответствующая вольт-амперная характеристика приведена на рис. 5.4.

Участок  $AB$  на рис. 5.4 соответствует таунсендовскому разряду, когда  $\gamma(e^d - 1) > 1$ . Участок  $BC$  характеризует переходную область между таунсендовским и тлеющим разрядами. Участок кривой  $CDEF$  соответствует тлеющему разряду. Дальнейший участок вольт-амперной характеристики соответствует дуговому разряду.



**Рис. 5.4.** Вольт-амперная характеристика таунсендовского ( $AB$ ), тлеющего ( $BCDE$ ) и дугового ( $FG$ ) разрядов

Участок  $CD$  соответствует так называемому нормальному тлеющему разряду, когда плотность тока в разряде и градиент в катодном падении не зависят от разрядного тока. Увеличение разрядного тока в этом случае может быть получено за счет увеличения площади поперечного сечения канала разряда. С увеличением разрядного тока катодное падение потенциала не изменяется, а падение напряжения в по-

ложительном столбе уменьшается за счет увеличения электропроводности. Участок  $DEF$  соответствует так называемому аномальному тлеющему разряду, когда увеличение разрядного тока достигается за счет увеличения плотности тока. При этом возрастает катодное падение потенциала, и этим объясняется возрастающая вольт-амперная характеристика.

Дальнейшее возрастание разрядного тока вызывает разогрев катода и образование катодного пятна, где и имеет место термоэмиссия электронов. При этом отпадает необходимость в большом катодном падении потенциала. Большой разрядный ток разогревает газ, и возникает термическая ионизация, которая быстро усиливается с ростом тока.

Проводимость дугового канала разряда быстро растет с ростом тока, а падение напряжения уменьшается. Вольт-амперная характеристика описывается уравнением  $U = CI^\alpha$ , где  $\alpha = 0.5 \div 0.25$ . При стационарном разряде имеется равенство выделяющейся в канале разряда энергии и энергии, отводимой за счет охлаждения. Поэтому конкретная вольт-амперная характеристика дуги зависит не только от материала

катода и природы газа, но и от условий охлаждения электродов и канала дуги.

Различают короткую и длинную дуги. В случае длинной дуги (длиной 0.5 м и более) устойчивость дуги определяется процессами в канале дуги [3].

Рассмотрим разновидности короткой дуги.

а) Дуга с термоэмиссионным катодом. Температура на катоде 3000 К. Применяются тугоплавкие металлы. Наиболее широко применяется вольфрам.

б) Дуга с внешним накалом катода. Применяется катод из активированного металла.

в) Дуга с катодными пятнами и с холодным катодом.

Плотность тока в пятне очень велика ( $10^4 \div 10^7$  А/мм<sup>2</sup>). При этом пятно разрушается. Когда все пятна выгорят остается сравнительно ровный, холодный катод. Катодное падение потенциала около 10 В на расстояние  $10^{-6}$  см. Имеет место термоавтоэлектронная эмиссия. В качестве катода используется медь, ртуть.

г) Вакуумная дуга. Материал катода испаряется и дуга горит в парах металла.

д) Дуга сверхвысокого давления (10 атм и более). При этом в столбе разряда выделяется 80÷90 % джоулевого тепла. Используется в лампах сверхвысокого давления (ксеноновые, ртутные лампы). Эти лампы обладают высоким КПД превращения тепловой энергии в световую.

е) Дуга с поперечным магнитным полем, что используется в подстанционных разрядниках для защиты от перенапряжений трансформаторов. Электроды в виде двух колец, между которыми горит дуга. Поперечное магнитное поле заставляет дуговой разряд перемещаться по окружности. При этом канал дуги все время соприкасается с новыми холодными частями катода. Магнитное поле должно быть достаточно сильным, чтобы за полупериод воздействующего переменного напряжения дуга погасла, иначе произойдет разрушение изоляции трансформатора. Погасание дуги зависит от интенсивности деионизационных процессов (рекомбинации, диффузии). Вводится понятие критической длины дуги

$$l_{кр} = 0.082 \cdot U \cdot I_a,$$

где  $I_a = U / R$ , а  $R$  – сопротивление в цепи разряда.

Если  $l > l_{кр}$ , то дуга гаснет. Для гашения дуги обычно устанавливают трубчатые разрядники из винипласта, который при нагревании током дуги выделяет большое количества газа. Давление газа внутри разрядника резко возрастает и газ вместе с плазмой газового разряда

вырывается через отверстие в электроде. При переходе тока через нуль дуга гаснет.

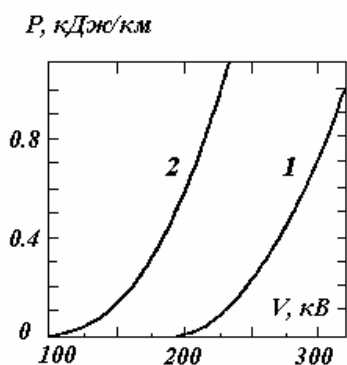
#### 5.4. Коронный разряд

Коронным разрядом называется разряд, локализованный около электрода с большой кривизной. Разряд в темноте светится, и это свечение в виде короны охватывает электрод. Отсюда и происходит название рассматриваемого разряда. Ясно, что коронный разряд, называемый часто для простоты короной, не приводит к нарушению электрической прочности всего промежутка. Напряжение, при котором появляется корона, называется начальным или критическим, или напряжением короны. Оно меньше напряжения полного пробоя [5, 6].

Коронный разряд может носить самостоятельный и несамостоятельный характер. Несамостоятельный коронный разряд появляется в случае воздействия космических лучей и радиоактивного излучения земли. Ток короны может достигать величины  $10^{-10}$  А. При повышении напряжения происходит самостоятельный разряд, и ток достигает значения  $10^{-6}$  А. При дальнейшем повышении напряжения, в конце концов, наступает полный пробой искрового промежутка.

Различают униполярную корону, когда коронирует один электрод, и биполярную корону, когда коронируют оба электрода.

Процессы в униполярной короне существенно чувствительны к полярности коронирующего электрода. При отрицательной полярности коронирующего электрода процессы существенно различны в инертных газах и электроотрицательных газах. Самостоятельные разряды в электроотрицательных газах отличаются определенной периодичностью тока, которые называются токами Тричеля.



**Рис. 5.5. Потери энергии на корону:**

1. Плохая погода;
2. Хорошая погода

Проявление коронного разряда вызывает значительные потери энергии. Поэтому для уменьшения потерь энергии на корону в линиях электропередачи на напряжение более 220 кВ применяются расщепленные провода (обычно вместо одного фазного провода применяют три). За границей с целью уменьшения веса провода и повышения напряжения возникновения короны провод делается полым. Возникновение коронного разряда также является источником радиопомех. Это также вызывает необходимость ограничения потерь на корону.

Напряжение коронирования и потери энергии на корону зависят от погоды (изморозь, дождь и др.), как это видно из рис. 5.5.

Если в твердой изоляции имеются газовые поры, то в них может зажегся разряд сходный с коронным. Этот разряд вызывает так называемые ионизационные потери энергии и ухудшает свойства изоляции, особенно органической. Если в область коронного разряда попадают пылинки или мелкие капли жидкости, то они, захватывая заряженные частицы, имеющиеся в короне, приобретают способность двигаться под действием приложенного напряжения. На этом принципе основаны такие технологические процессы и устройства, как электрофiltrация, электроокраска и др.

#### 5.4.1. Униполярная корона

Процессы в униполярной короне определяются полярностью коронирующего электрода. При коронировании отрицательного острия в электроотрицательных газах наблюдается правильная периодичность тока, показанная на рис. 5.6, *а*. Интересно отметить, что с увеличением напряжения амплитуда тока не изменяется, но частота следования пиков возрастает. Тот факт, что правильная регулярность тока отрицательной короны наблюдается только в электроотрицательных газах, говорит о существенной роли в разрядных процессах объемного заряда отрицательных ионов, образовавшихся в результате прилипания к молекулам электронов. Картина разряда представляется следующей. В результате ударной ионизации около острия образуется положительный объемный заряд, дрейфующий к острию. Электроны, образовавшиеся вдали от острия, где напряженность поля сравнительно невелика, захватываются молекулами газа. Когда основная часть положительных ионов, рекомбинирует на отрицательном острие, отрицательный

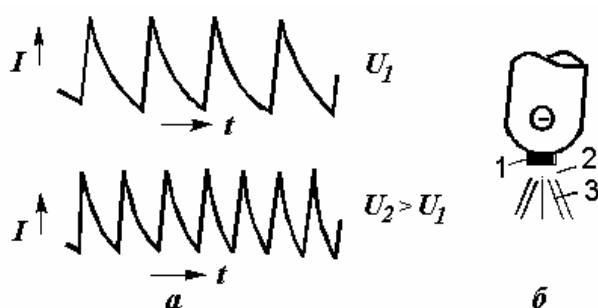


Рис. 5.6. Токи (*а*) и области (*б*) отрицательной униполярной короны

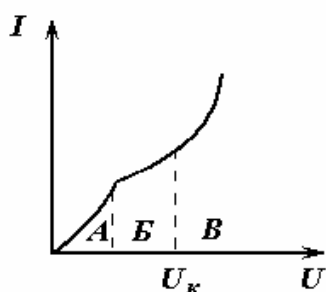
заряд оказывается в усиленном электрическом поле и начинает дрейфовать от острия. Этот ток отрицательных ионов соответствует пику тока короны.

По мере удаления отрицательных ионов от острия напряженность поля около острия возрастает, т.к. уменьшается экранирующее влияние отрицательного объемного заряда. При этом усиливается ударная ионизация, образуется положительный объемный заряд, в результате чего напряженность падает и ско-



рость движения отрицательных ионов падает. Это соответствует уменьшению тока. После рекомбинации положительных ионов на острие вновь наблюдается всплеск тока и т.д.

На рис. 5.6, б показаны области свечения около отрицательного острия. Область 1 – катодное пятно, свечение связано с рекомбинацией выбитых из катода электронов с подходящими положительными ионами. Область 2 – область ударной ионизации и положительного объемного заряда. Эта область очень слабо светится. Свечение в области 3 связано с прилипанием электронов к молекулам или пылинкам. При повышении напряжения возникает несколько катодных пятен, и правильная регулярность тока исчезает. Процессы коронирования с положительного острия в некоторой степени иллюстрируются вольт-амперной характеристикой, показанной на рис. 5.7.



**Рис. 5.7. Вольт-амперная характеристика положительной униполярной короны**

Область *A* характеризуется ударной ионизацией. Ток составляет  $10^{-14} \div 10^{-5}$  А. Область *B* характеризуется ударной ионизацией и эмиссией электронов с катода, благодаря бомбардировке положительными ионами. Обе области относятся к несамостоятельному разряду. Область *B*, характеризуемая развитием положительных стримеров, относится к самостоятельному разряду. Поэтому граница областей *B* и *B* характеризует напряжение короны. Положительный объемный заряд, образовавшийся в

результате ионизационных процессов, дрейфует по направлению ко второму электроду.

Таким образом, для униполярной короны характерно наличие ионизационных процессов около электрода с большой кривизной и движение ко второму электроду зарядов со знаком, совпадающим с полярностью коронирующего электрода.

#### 5.4.2. Биполярная корона

В случае биполярной короны интенсивность коронирования может возрасти за счет проникновения в область разряда зарядов, подошедших от второго коронирующего электрода. Эти заряды усиливают напряженность поля на коронирующем электроде, вследствие чего увеличивается ток короны. Это наблюдается на постоянном напряжении.

Иное положение может иметь место на переменном напряжении. Так, в случае линий электропередач оказывается, что путь, пройденный

ионами за полпериода от коронирующего электрода, значительно меньше расстояния между проводами. Это означает, что взаимное проникновение ионов в область коронирования отсутствует. В следующий полупериод, когда сменится полярность провода, отошедшие, было, ионы начинают возвращаться к проводу, усиливая напряженность поля на его поверхности. В результате этого коронирование начинается при напряжении, которое меньше напряжения коронирования в случае отсутствия указанных зарядов, и ток короны возрастает.

Следует отметить, что в электро- и радиоустановках коронирование может усилиться за счет шероховатости проводов, а также капелек воды, оседающих на проводниках.

## 5.5. Разряд по поверхности твердого диэлектрика

Разряд в газе по поверхности твердого диэлектрика, называемый часто поверхностным разрядом, представляет практический интерес, так как очень часто изоляционные конструкции окружены газом и чаще всего воздухом. Пробой по поверхности твердого диэлектрика называется перекрытием. Напряжение перекрытия может существенно отличаться от напряжения пробоя газа между электродами, когда твердый диэлектрик отсутствует. Рассмотрим некоторые особенности процесса перекрытия в однородном и неоднородном электрическом поле.

### 5.5.1. Перекрытие в однородном электрическом поле

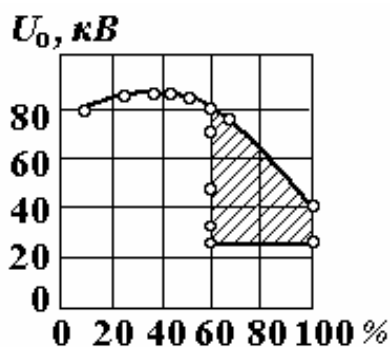


Рис. 5.8. Зависимость напряжения перекрытия от влажности воздуха

Напряжение перекрытия будет близко к напряжению пробоя только в том случае, если поверхности твердого диэлектрика, обращенные к электродам, будут плотно к ним прилегать. При влажности воздуха до 50% напряжение перекрытия снижается и имеет значительный разброс (рис. 5.8).

При такой влажности оседающие на твердый диэлектрик капельки влаги образуют сплошную водяную пленку в случае смачиваемой поверхности. В случае несмачиваемой поверхности сплошная пленка образуется за счет вытягивания капелек под действием приложенного напряжения.

Однако вблизи электродов пленка разрывается за счет оттягивания капелек воды к электродам. Протекающий по водяной пленке электрический ток создает при этом неравномерное падение напряжения. При этом градиенты выше вблизи электродов, где сопротивление

больше. Поэтому перекрытие происходит в условиях неоднородного поля, при этом разрядное напряжение снижается и наблюдается большой разброс его величин.

### 5.5.2. Перекрытие в неоднородном электрическом поле

Различают два случая: неоднородное поле с малой составляющей поля, нормальной к поверхности твердого диэлектрика (рис. 5.9, а), и неоднородное поле с большой нормальной составляющей (рис. 5.9, б).

Изоляционной конструкцией, соответствующей первому случаю, является опорный изолятор. Напряжение перекрытия также зависит от влажности, как и в случае однородного поля. Однако влияние влаги в этом случае слабее, чем в однородном поле. Изоляционной конструкцией, соответствующей второму случаю, является проходной изолятор.

Распределение переменного напряжения между электродами крайне неравномерно, что связано с наличием поверхностных емкостей, т.е. емкостей между верхней поверхностью диэлектрика и нижним электродом.

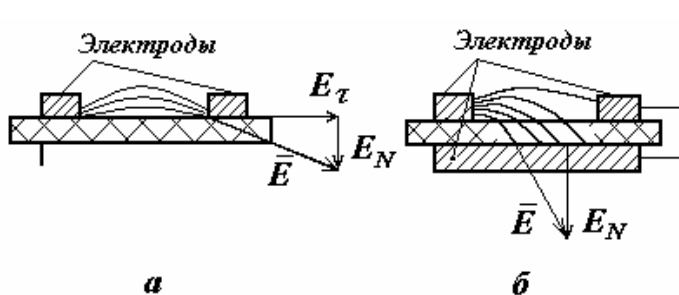


Рис. 5.9. Распределение поля при расположении электродов на поверхности твердого диэлектрика при малой (а) и большой (б) нормальной составляющей поля

Наличие большой напряженности у верхнего электрода, не связанного с нижним (левого, на рис. 5.9, б), определяет специфическое развитие разряда при увеличении

амплитуды приложенного напряжения.

При некотором напряжении начинается коронирование у верхнего (левого, на рис. 5.9, б) электрода. При дальнейшем повышении напряжения от указанного электрода распространяются электрические разряды в виде ярко светящихся нитей, не достигающих второго электрода. Этот вид разряда получил название скользящих разрядов. Электрический ток, протекающий через нити разрядов, замыкается на нижний электрод через поверхностные емкости. Чем больше величина поверхностной емкости, тем сильнее неравномерность поля и выше градиент вблизи коронирующего электрода; поэтому скользящие разряды возникают при меньшем приложенном напряжении. Для расчета напряжения появления скользящих разрядов имеется эмпирическая формула [1,10]:

$$U_{ck} = \frac{1.355}{C^{0,44}} \cdot 10^{-4}, \text{ кВ эфф}, \quad (5.3)$$

где  $C$  – удельная поверхностная емкость в  $\Phi/\text{см}^2$ .

Формула (5.3) справедлива при  $C > 0.25 \times 10^{-12}$ ,  $\Phi/\text{см}^2$ .

Считается, что при развитии скользящего разряда важное значение имеет нормальная составляющая поля, прижимающая электроны или ионы к поверхности диэлектрика. При этом заряженные частицы движутся как бы «с трением», вызывая разогрев поверхности диэлектрика. Поэтому при развитии скользящего разряда важную роль может играть термоионизация. С увеличением поверхностной емкости увеличивается электрический ток в нити скользящего разряда, а следовательно, возрастает ее проводимость. Поэтому с увеличением поверхностной емкости возрастает длина нити скользящего разряда. Так, в случае воздействия импульсного напряжения, длина скользящего разряда может быть вычислена по эмпирической формуле Теплера:

$$l = kC^2U^5 \sqrt{\frac{dU}{dt}}, \text{ см}, \quad (5.4.)$$

где  $C$  – в  $\Phi/\text{см}^2$ ,  $U$  – в кВ,  $t$  – в мкс,  $dU/dt$  – скорость подъема напряжения. Константа  $k = 0.41 \times 10^{-7}$  – для импульсов отрицательной полярности и  $k = 0.48 \times 10^{-4}$  – для импульсной положительной полярности.

Когда скользящий разряд достигает второго электрода, происходит перекрытие. Поэтому если  $l = d$ , то получаем выражение для напряжения перекрытия:

$$U_{nep} = \sqrt[5]{\frac{d}{kC^2} \cdot \frac{1}{\sqrt[10]{dU/dt}}}. \quad (5.5)$$

Видно, что  $U_{nep}$  слабо возрастает с увеличением  $d$ . Поэтому для уменьшения длины проходных изоляторов на очень высокие напряжения принимают меры к выравниванию распределения напряжения между электродами.

Для поверхностных разрядов характерна слабая зависимость напряжения от давления газа. Так, для проходного изолятора при  $d = 4$  см  $U_{nep}$  составляет 30 кВ при  $P = 1$  атм и 35 кВ при  $P = 8$  атм. Такая слабая зависимость  $U_{nep}$  от  $P$  объясняется на основании механизма термоионизации.

## 5.6. Зависимость пробивного напряжения газа от межэлектродного расстояния

Пробивное напряжение газа зависит от степени неоднородности электрического поля. Однородное электрическое поле в пределах межэлектродного пространства обуславливают плоские электроды, загнутые на краях по определенному профилю. Если электроды строго параллельны друг другу, то пробивное напряжение  $U_{np}$  повторяется от пробоя к пробую с точностью до десятых долей процента. При этом для воздуха зависимость  $U_{np}$  от межэлектродного расстояния  $d$  выражается эмпирической формулой:

$$U_{np} = 24.55d\delta + 6.6\sqrt{d\delta}, \text{ кВ}, \quad (5.6)$$

где  $\delta$  – относительная плотность воздуха,  $d$  – в см.

Соответственно, электрическая прочность воздуха

$$E_{np} = 24.55\delta + 6.6\sqrt{\delta/d}, \text{ кВ/см} \quad (5.7)$$

возрастает с уменьшением  $d$ , что характерно для механизма пробоя, вследствие ударной ионизации. Если взять условие самостоятельного разряда  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$  и эмпирическое условие зарождения стримера  $\alpha d = 20$ , то видно, что с уменьшением  $d$  должны возрасти  $\alpha$  и соответственно  $E$ . Физическая сущность этой закономерности, названной электрическим упрочением, заключается в том, что для пробоя необходима электронная лавина определенных размеров для таунсендовского механизма с учетом коэффициента  $\gamma$ .

В табл. 5.1 приведены экспериментально полученные значения электрической прочности воздуха ( $P=760$  мм рт.ст. и  $t=20$  °C).

Таблица 5.1

$d$ , см	0,01	0,03	0,1	1	4	10
$E_{np}$ , кВ/см	95	80	45	32	30	27

Для технических расчетов при  $d$  в несколько сантиметров электрическая прочность воздуха принимается равной 30 кВ/см. Слабонеоднородное электрическое поле обуславливается коаксиальными и параллельными цилиндрическими электродами, шаровыми электродами и их комбинациями, когда межэлектродное расстояние существенно не превышает диаметра электродов. При этом  $U_{np}$  также пропорционально  $\delta$ . С уменьшением  $d$  при неизменном диаметре электродов  $D$  электрическое поле становится более однородным и напряженность поля при пробое в различных точках межэлектродного промежутка все бо-

лее приближается к средней напряженности поля  $E = U_{np}/d$ . Соответственно, уменьшается разброс пробивных напряжений от пробоя к пробую.

В практике лабораторных испытаний пробой между шаровыми электродами используется для измерения высокого напряжения. При  $d/D \leq 0.5$  разброс пробивных напряжений, определяющий точность измерения, не превышает 3 %. Использование плоских электродов позволило бы повысить точность измерения, но необходимость установления строгой параллельности электродов сильно затрудняет измерения и значительно увеличивает время их проведения. Поэтому пробой между плоскими электродами для целей измерения практически не используется.

Сильно неоднородное электрическое поле обуславливается электродами, когда радиус закругления обоих или одного из них значительно меньше межэлектродного расстояния. Типичными представителями таких электродов являются электроды: два острия и острие–плоскость. Как было показано выше, ионизационные процессы сосредоточены около электрода-острия. В случае электродов острие–плоскость положительный объемный заряд, образующийся в результате ударной ионизации, обуславливает более высокое напряжение пробоя при отрицательной полярности электрода-острия. Для воздуха при расстоянии в несколько сантиметров средние разрядные градиенты составляют 20 и 7.5 кВ/см, соответственно, для отрицательной и положительной полярности электрода-острия. При больших межэлектродных расстояниях (длинная искра) зависимость пробивного напряжения от полярности электрода-острия (эффект полярности) сохраняется, но получается менее выраженной с возрастанием  $d$ . Так, при пробое на импульсах микросекундной длительности и при  $d > 40$  см зависимости  $U_{np} = f(d)$  выражаются эмпирическими формулами:  $U_{np} = 215 + 6.7d$  и  $U_{np} = 40 + 5d$ , кВ, соответственно, для отрицательной и положительной полярности электрода-острия (здесь  $d$  выражено в см).

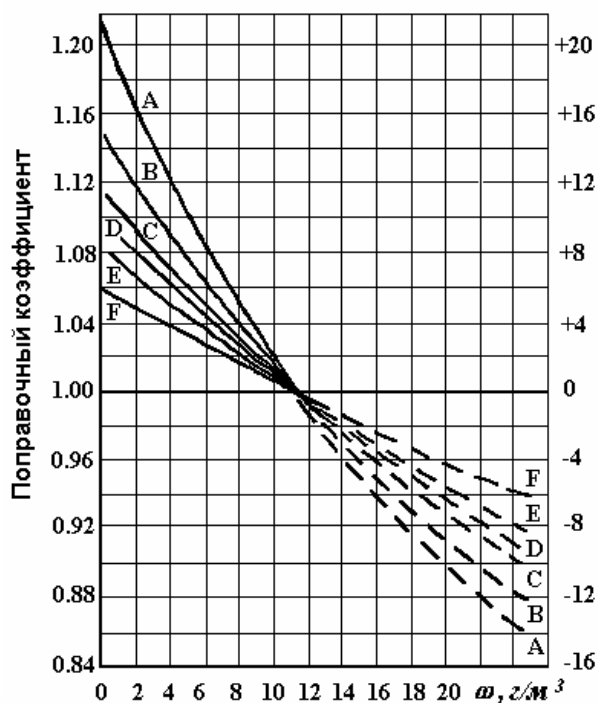
В случае сильно неоднородного электрического поля влияние изменения атмосферного давления и температуры учитывается также с помощью коэффициента  $\delta$ . Однако, при пробое в сильно неоднородном поле существенно влияет влажность воздуха. Это связано с тем, что пары воды очень сильно захватывают медленные электроны, которые имеются в области слабого электрического поля. В случае плоских электродов электрическое поле является *сильным* во всем межэлектродном пространстве, поэтому электроны после ионизации быстро ускоряются, и их захват становится незначительным. Поэтому при

пробое в однородном электрическом поле влияние влажности незначительно.

В сильно неоднородном электрическом поле влияние влажности зависит от конфигурации электрического поля и скорости протекания разрядных процессов. На рис. 5.10 представлены зависимости коэффициента  $k$  от влажности воздуха. Влажность и атмосферные условия учитываются следующим образом:

$$U_{np} = U_o \frac{\delta}{k}, \quad (5.8)$$

где  $U_o$  – пробивное напряжение при так называемых нормальных условиях ( $P = 760$  мм рт.ст.,  $T = 20$  °С и влажности  $\omega = 11$  г/м<sup>3</sup>). Из рис. 5.10 видно, что зависимость  $k = f(\omega)$  сильнее на переменном напряжении, чем на импульсном.

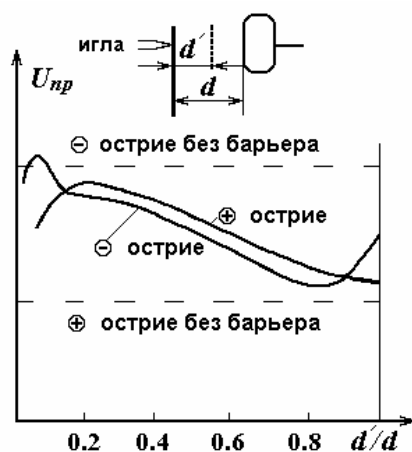


**Рис. 5.10. Графики для определения поправки на влажность воздуха:**

А – опорные изоляторы, 50 Гц; В – стержневые промежутки, 50 Гц; С – стержневые промежутки, импульс положительной полярности длительностью 40 мкс; D – стержневые промежутки, импульс отрицательной полярности длительностью 40 мкс; F – стержневые промежутки, импульс положительной полярности длительностью 5 мкс

На переменном напряжении промышленной частоты, когда практически происходит статический пробой, разрядные процессы протекают медленнее, чем на импульсном напряжении, и поэтому большое число электронов захватывается и не участвует в разрядных процессах. С увеличением степени неоднородности электрического поля увеличивается разница между максимальной напряженностью поля, имеющей место вблизи электрода с большой кривизной, и на головке развивающегося стримера или лидера, и напряженностью поля в более удаленных областях межэлектродного промежутка, и поэтому захват электронов становится более существенным, а зависимость  $k = f(\omega)$  более сильной.

Пробивное напряжение в сильно неоднородном электрическом поле может существенно измениться, если между электродами установить тонкий лист твердого диэлектрика, получившего название барьера. На рис. 5.11 представлены зависимости пробивного напряжения для промежутков острье–плоскость с барьером от отношения расстояния между острием и барьером к межэлектродному расстоянию. Влияние барьера особенно значительно при положительной полярности электрода-острия и объясняется следующим образом. Положительные ионы, образующиеся вблизи острия в результате ударной ионизации, движутся от острия и оседают на барьер. При этом электрическое поле в промежутке острье – барьер падает, а поле между барьером и плоским электродом становится близким к однородному, т.к. на барьере заряды оседают более или менее равномерно. Пробой происходит в два



**Рис. 5.11. Качественная зависимость пробивного напряжения воздуха для электродов острье–плоскость от положения барьера**

этапа: вначале между плоским электродом и барьером, после чего заряд на барьере значительно уменьшается, а затем между местом пробоя барьера и электродом-острием.

Следовательно, пробивное напряжение в основном определяется электрической прочностью промежутка барьер–плоскость, и поэтому легко понять уменьшение  $U_{пр}$  с увеличением  $d'/d$ . При малых  $d'/d$  плотность заряда в центре барьера значительно отличается от однородного, и выравнивающее действие барьера падает.

При отрицательной полярности электрода-острия механизм действия барьера аналогичен, но при этом надо учитывать следующие обстоятельства. Во-первых, при отрицательной полярности электрода-острия разрядные процессы более локализованы, и поэтому оседающий на барьер заряд располагается по его поверхности более неравномерно, чем при положительной полярности электрода-острия. Во-вторых, при отрицательной полярности электрода-острия вследствие специфического действия положительного заряда пробивное напряжение только примерно в полтора раза ниже, чем в однородном поле, и барьер не способен его значительно повысить.

Представляет существенный интерес вопрос об электрической прочности различных газов. Наиболее низкой электрической прочностью обладают инертные газы, что связано с большой длиной свобод-



ного пробега электронов в этих газах. Интересная закономерность была получена при изучении пробоя неона, аргона и их смеси. При пробое в однородном поле при  $P\delta = 100$  мм рт.ст.·см получены следующие значения пробивных напряжений: для чистого аргона 1700 В, для чистого неона 800 В, для смесей  $Ne + 0.0005 \% Ar - 400$  В,  $Ne + 0.002 \% Ar - 280$  В,  $Ne + 0.1 \% Ar - 200$  В. Из простых молекулярных газов самой низкой электрической прочностью обладает водород, в котором вследствие малых размеров молекул длина свободного пробега электрона сравнительно велика. Более высокую электрическую прочность имеют азот, кислород, воздух. Еще более высокой электрической прочностью обладают галогены, вследствие высокой способности к захвату электронов. Электрическая прочность некоторых галоидопроизводных газов в несколько раз превосходит электрическую прочность воздуха. Такая высокая электрическая прочность газов обусловлена рядом факторов: высокой способностью к захвату электронов, малой длиной свободного пробега электронов вследствие больших размеров молекул, склонностью к диссоциации, вследствие чего при ударе электрона часть энергии затрачивается на распад молекулы.

Большинство этих газов, однако, не нашло практического применения по таким причинам, как ядовитость, склонность к образованию ядовитых веществ при действии электрической искры, высокая температура кипения, вследствие чего при комнатной температуре они представляют собой жидкости. Наиболее широкое применение из числа этих газов нашли два: фреон ( $CCl_2F_2$ ) и элегаз ( $SF_6$ ). В заключение в табл. 5.2 приводятся значения относительной электрической прочности  $E_{отн}$  ряда газов.

Таблица 5.2

Газ	$N_2$	$CO_2$	$H_2$	$CO$	$N_2O$	$CH_4$	$Cl_2$	$CCl_2F$	$SF_6$	$SeF_6$	$CCl_3H$	$CCl_3F$	$C_2H_6I$	$SOF_2$	$SO_2$
$E_{отн}^*$	1	0.88	0.5	1.02	1.14	1.0	1.55	2.8	2.3–2.5	4.5	4.3	3–4.4	3.0	2.5	1.9–2.3

### **Список литературы к разделу «Пробой газов»**

1. Сканапи Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей), ч. 2. – М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1958. – 907 с.
2. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 386 с.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, Главная редакция физ.-мат. лит-ры, 1987. – 590 с.
4. Техника высоких напряжений /Под ред. Л.И. Сиротинского, ч. 1. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1951. – 290 с.
5. Воробьев Г.А. Физика диэлектриков (область сильных полей). – Томск: Изд-во ТГУ, 1977. – 251 с.
6. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах /Перевод с англ. – М.: Мир, 1968. – 390 с.
7. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975. – 271 с.
8. Райцын Д.Г. Электрическая прочность СВЧ-устройств. – М.: Советское радио, 1977. – 168 с.
9. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. – М.: Наука, 1980. – 297 с.
10. Техника высоких напряжений: Учебник для студентов электротехнических и энергетических специальностей вузов /Под общей ред. Д.В. Разевига. Изд.2-е, пер. и доп. – М.: Энергия, 1976. – 488 с.
11. Дж. Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах /Перевод с англ. – М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1960. – 605 с.
12. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.: Энергия, 1952.
13. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. – М.; Л.: Госиздат технико-теорет. лит-ры, 1960.
14. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Новосибирск: Наука, Сибирское отд., 1982.
15. Электротехника. Терминология: Справочное пособие. – Вып. 3. – М.: Издательство стандартов, 1989. – 343 с.
16. Краткий справочник физико-химических величин /Под ред. К.П. Мищенко и А.А. Равделя. – Л.: Химия, Ленинградское отд., 1972. – 200 с.
17. Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродства к электрону /Под ред. В.Н. Кондратьева. – М.: Наука, 1974. – 351 с.
18. Таблицы физических величин: Справочник /Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
19. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах /Пер. с англ. Под ред. Б.М. Смирнова. – М.: Мир, 1976. – 605 с.

20. Хакели Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах /Пер. с англ. – М.: Мир, 1977.
21. Райзер Ю.П. Оптические разряды. Обзорная статья. УФН. – Т. 132. – 1980. – 549 с.
22. Жуков М.Ф. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. – Новосибирск: Наука, Сибирское отд., 1982.
23. Базелян Э.М., Горин Б.Н., Левитов В.И. Физические и инженерные основы молниезащиты. – Л.: Гидрометеиздат, 1978.

## **Часть II. ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ**

Вопрос о пробое твердых диэлектриков (ТД) представляет большой научный интерес и имеет важное прикладное значение, т.к. любая электроизоляционная конструкция не может быть изготовлена без применения твердого диэлектрика. В отличие от газов и жидкостей пробой ТД сопровождается образованием сквозного канала пробоя (отверстия), который является результатом механического разрушения диэлектрика или его проплавления за счет выделяемого тепла. Пробой твердого диэлектрика особенно опасен, так как не только нарушается работа электрической цепи, но и разрушается электроизоляционная конструкция.

Величина электрической прочности и механизм пробоя ТД зависят от множества факторов и их сочетания. К этим факторам относятся температура окружающей среды, форма приложенного напряжения, длительность его воздействия, вид самого диэлектрика, особенности его структуры, площадь электродов, степень однородности электрического поля и др. Даже в одном и том же ТД при различных условиях (температура, конфигурация электрического поля, условия теплоотвода и др.) могут развиваться различные формы пробоя.

Развитие той или иной формы пробоя ТД определяется преобладающим влиянием электрических, тепловых, электрохимических или иных явлений, проявляющихся в процессе развития пробоя. В настоящее время принято выделять три основные формы пробоя: 1 – электрический, 2 – тепловой, 3 – электрохимический.

Электрический пробой, как правило, наблюдается в том случае, когда устранена возможность развития теплового пробоя и когда мала длительность воздействия приложенного напряжения. Это возможно при испытании диэлектриков малых толщин при относительно низких температурах и на импульсном напряжении. Для электрического пробоя характерна кристаллографическая направленность канала пробоя, практическая независимость электрической прочности от температуры и толщины диэлектрика.

Для теплового и электрохимического пробоя характерно резкое снижение электрической прочности с ростом температуры и толщины диэлектрика, а также с увеличением времени приложения напряжения.

Из указанных форм тепловой пробой ТД наиболее изучен, а разработанные теории позволяют производить инженерные расчеты изоляции. Поэтому целесообразно вначале рассмотреть именно данную тему.

## Глава 1. Тепловой пробой твердых диэлектриков

### 1.1. Теория теплового пробоя Вагнера

В исследованиях, проведенных еще в начале XX столетия, было замечено, что пробивное напряжение некоторых диэлектриков быстро уменьшается с ростом температуры, а в ряде случаев также наблюдалось разогревание диэлектрика перед пробоем. Это навело исследователей на мысль, что протекающий через твердый диэлектрик электрический ток разогревает диэлектрик до тех пор, пока он не расплавится или не прожжется [1–3]. В 1922 г., основываясь на зависимости электрической прочности от температуры, Вагнер, Гюнтершульц и Штейнметц почти одновременно выдвинули теорию теплового пробоя твердых диэлектриков. В научной литературе эта теория известна как теория Вагнера. Эта теория правильно показывает основную причину пробоя диэлектрика, заключающуюся в нарушении теплового равновесия. Однако теория Вагнера, как будет показано ниже, обладает и существенными недостатками. Это побудило ученых к попыткам создания более точных теорий. Строгую теорию теплового пробоя дал академик В.А. Фок. Однако рассмотрение теории Вагнера полезно по той причине, что она дает наглядное представление об основных происходящих процессах.

Согласно представлениям Вагнера, всякий реальный диэлектрик имеет неоднородности (примеси, дефекты структуры и т.д.), обладающие повышенной проводимостью по сравнению с остальной частью диэлектрика. Эта неоднородность может быть представлена в виде узкого цилиндрического канала длиной  $d$  и сечением  $S$ , расположенного перпендикулярно электродам (рис. 1.1).

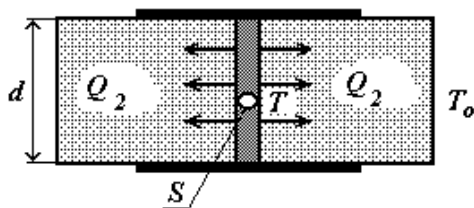


Рис. 1.1. Образец твердого диэлектрика с каналом повышенной проводимости

Энергия, выделяющаяся в единицу времени в канале,

$$Q_1 = 0.24U^2\gamma \frac{S}{d}, \quad (1.1)$$

где  $S$  – сечение канала,  $d$  – толщина диэлектрика,  $U$  – приложенное напряжение. Принимая, что температурная зависимость проводимости в канале может быть приближенно описана выражением  $\gamma = \gamma_0 e^{a(t-t_0)}$ ,

где  $t$ ,  $t_o$  – температура диэлектрика и температура окружающей среды,  $\gamma_o$  – проводимость высокопроводящего канала при температуре  $t_o$ , получим

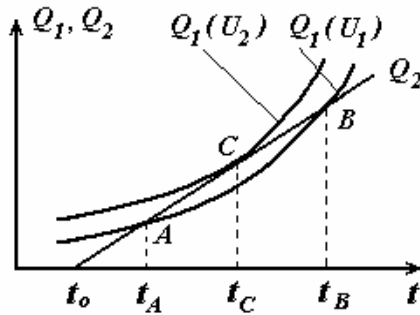
$$Q_1 = 0.24U^2\gamma_o \frac{S}{d} e^{a(t-t_o)}. \quad (1.2)$$

Вагнер принимает, что теплоотвод от канала происходит в окружающий диэлектрик, т.е. параллельно электродам. Отводимая в единицу времени энергия может быть определена по закону Ньютона

$$Q_2 = 2d\sqrt{\pi S} \cdot \beta(t - t_o), \quad (1.3)$$

где  $\beta$  – коэффициент теплоотдачи.

Указанные температурные зависимости  $Q_1$  и  $Q_2$  графически представлены на рис. 1.2.



**Рис. 1.2. К определению пробивного напряжения**

Точка «А» пересечения кривых  $Q_1$  и  $Q_2$  соответствует устойчивому состоянию, поскольку любая флуктуация температуры неизменно кончается возвращением системы в состояние, характеризуемое этой точкой. Совершенно другое следует сказать о точке «С». Флуктуация в сторону возрастания температуры приводит к неуклонному возрастанию температуры, поскольку при этом  $Q_1 > Q_2$ , что может

кончиться проплавлением или прожиганием ТД. Естественно, что напряжение  $U_2$ , соответствующее данной точке «С», следует считать пробивным, т.е.  $U_2 = U_{np}$ . Заметим, что для точки «С» характерны два равенства:

$$Q_1 = Q_2 \text{ и } \frac{dQ_1}{dt} = \frac{dQ_2}{dt}. \quad (1.4)$$

Перепишем эти равенства, пользуясь выражениями (1.2) и (1.3):

$$0.24U_{np}^2\gamma_o \frac{S}{d} e^{a(t_c-t_o)} = 2\beta d\sqrt{\pi S}(t_c - t_o), \quad (1.5)$$

$$0.24U_{np}^2 a \gamma_o \frac{S}{d} e^{a(t_c-t_o)} = 2\beta d\sqrt{\pi S}, \quad (1.6)$$

где  $t_c$  – температура, соответствующая точке «С».

После деления выражения (1.6) на (1.5), получаем  $a = \frac{1}{t_c - t_o}$ , и выражение (1.5) приобретает вид

$$0.24U_{np}^2 a \gamma_o \frac{S}{d} e^{a(t_c - t_o)} = 2\beta d \sqrt{\pi S}. \quad (1.7)$$

Отсюда

$$U_{np} = \sqrt{\frac{2\beta d^2 \sqrt{\pi S}}{0.24 a \gamma_o S e^{a(t_c - t_o)}}} = d \sqrt{\frac{\beta \sqrt{\pi}}{0.12 a \gamma_o \sqrt{S}}} \cdot e^{-\frac{a}{2}(t_c - t_o)}. \quad (1.8)$$

Если опустить индекс «с», а температуру принять  $t_o = 0$  °С, то

$$U_{np} = d \sqrt{\frac{\beta \sqrt{\pi}}{0.12 a \gamma_o \sqrt{S}}} \cdot e^{-\frac{a}{2}t}. \quad (1.9)$$

Из полученного выражения (1.9) следует, что с повышением температуры за счет роста электропроводности пробивное напряжение уменьшается, что согласуется с опытом. С другой стороны, приведенное выражение также показывает, что пробивное напряжение должно быть пропорционально толщине диэлектрика, т.е. пробивная напряженность поля будет оставаться постоянной с ростом толщины. Это, однако, не подтверждается опытом, т.к. в действительности  $E_{np}$  падает с увеличением  $d$  за счет ухудшения условий теплоотвода. К недостаткам теории Вагнера следует отнести также следующие:

1. Во многих диэлектриках (стекла, ионные кристаллы, многие полимерные материалы) может не содержаться высокопроводящих каналов.

2. В теории учитывается только аксиальный теплоотвод, хотя реально теплоотвод будет идти и в сторону электродов вследствие их меньшей температуры.

3. Формула (1.9) не пригодна для практических расчетов, поскольку параметры  $a$ ,  $\gamma_o$  относятся не к диэлектрику, а к проводящему каналу и являются неизвестными.

Несмотря на указанные недостатки, теория Вагнера дает наглядное представление о происходящих тепловых процессах, обуславливающих развитие теплового пробоя ТД, и послужила толчком для разработки более точных теорий.

## 1.2. Другие теории теплового пробоя

Рядом исследователей, в том числе советских (А.Ф. Вальтер, Н.Н. Семенов), была развита приближенная теория теплового пробоя твердых диэлектриков. Впоследствии более строгую теорию теплового пробоя, которая была сопоставлена с экспериментальными данными и была пригодна для постоянного напряжения, разработал академик В.А. Фок.

Рассмотрим частный случай теории А.Ф. Вальтера и Н.Н. Семёнова для однородного диэлектрика, находящегося между плоскими электродами бесконечных размеров в случае переменного напряжения (рис. 1.3).

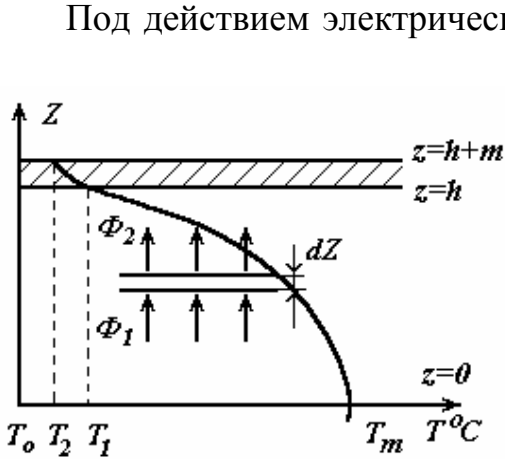


Рис. 1.3. Распределение температуры в твердом диэлектрике и электроде

Под действием электрического поля, направленного по оси  $Z$  в диэлектрике, возникают диэлектрические потери, вызывающие его нагрев. Учитывая бесконечные размеры диэлектрика и электродов в продольном направлении, теплоотвод будет происходить от внутренних слоев диэлектрика к электродам, а от электродов во внешнюю среду, т.е. в направлении оси  $Z$ . Условием развития теплового пробоя, как и в теории Вагнера, считается нарушение теплового

равновесного состояния системы. Если в объеме диэлектрика выделить тонкий слой толщиной  $dz$ , то тепловой поток  $\Phi_2$ , выходящий из этого слоя, будет отличаться от теплового потока  $\Phi_1$ , входящего в этот слой, на количество тепла, выделяемого в данном слое за счет диэлектрических потерь.

Следовательно, можно записать

$$-k\left(\frac{dT}{dz}\right)_2 = -k\left(\frac{dT}{dz}\right)_1 + \gamma E^2 dz, \quad (1.10)$$

где  $k$  – коэффициент теплопроводности диэлектрика,  $E$  – напряженность электрического поля,  $\gamma$  – активная проводимость диэлектрика, равная  $\gamma = \frac{\epsilon f t g \delta}{1.8 \cdot 10^{12}}$  (здесь  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $f$  – частота переменного напряжения,  $\delta$  – угол диэлектрических потерь).

Левая часть уравнения  $k(dT/dz)_2$  означает количество тепловой энергии, выходящей из слоя  $dz$  в сторону электрода, а  $k(dT/dz)_1$  – количество тепловой энергии, входящей в слой  $dz$  в сторону электрода;  $\gamma E^2 dz$  – количество тепла, выделяемого в слое  $dz$  за счет протекающего электрического тока.



Нетрудно заметить, что полученное уравнение (1.10) учитывает только диэлектрические потери, обусловленные проводимостью диэлектрика, т.е.  $tg\delta = \frac{1.8 \cdot 10^{12} \gamma}{\varepsilon f}$ . Принимая зависимость проводимости от температуры в виде  $\gamma = \gamma_o e^{a(t-t_o)}$ , получим  $tg\delta = tg\delta_o e^{a(t-t_o)}$ .

Однако, если емкостной ток значительно превышает активный, то именно емкостной ток определяет распределение напряжения по толщине диэлектрика. Поскольку  $\varepsilon$  слабо зависит от температуры (когда допускается отсутствие релаксационных потерь), то можно приближенно считать распределение напряжения равномерным, т.е.  $E = const$ . В этом заключается основное допущение данной теории.

На самом деле, если учесть неравномерность распределения температуры по толщине диэлектрика (рис. 1.3), то видно, что в средней, наиболее нагретой части электропроводность будет выше, чем в участках, прилегающих к электроду, а напряженность поля, соответственно, будет возрастать по направлению к электродам. Это также не учитывается в данной теории. Поэтому данная теория является приближенной.

Для решения уравнения (1.10) разделим переменные и поделим обе части равенства на  $dz$ . Тогда получаем искомое уравнение

$$k \frac{d^2 T}{dz^2} + \gamma E^2 = 0. \quad (1.11)$$

В соответствии с рис. 1.3 примем, что  $m$  – толщина электрода,  $h$  – половина толщины диэлектрика, вся система симметрична относительно плоскости  $z = 0$ , а проводимость электродов по сравнению с проводимостью диэлектрика настолько велика, что выделением тепла в них можно пренебречь. Из условия непрерывности теплового потока вытекает первое граничное условие

$$k \left( \frac{dT}{dz} \right)_{h=0} = k_1 \left( \frac{dT}{dz} \right)_{h+m}, \quad (1.12)$$

где  $k_1$  – коэффициент теплопроводности электрода.

Принимая, что теплоотдача от электрода в окружающую среду подчиняется закону Ньютона, получим второе граничное условие

$$k_1 \left( \frac{dT}{dz} \right)_{h+m} = \lambda (T_2 - T_o) = 0, \quad (1.13)$$

где  $\lambda$  – коэффициент внешней теплоотдачи,  $T_2$  – температура наружной поверхности электрода,  $T_o$  – температура окружающей среды.

Кроме того, в средней части диэлектрика при  $z = 0$  температура всегда максимальна ( $T = T_m$ ), поэтому

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{z=0} = 0. \quad (1.14)$$

И наконец, учитывая, что в электроде не происходит выделения тепла, а его теплопроводность можно считать постоянной, можно принять, что градиент температуры в электроде постоянен, т.е. температура изменяется по линейному закону в пределах  $T_1$  и  $T_2$ . Тогда

$$\frac{T_1 - T}{z - h} = \frac{T_1 - T_2}{m}, \quad (1.15)$$

откуда

$$T = T_1 - (T_1 - T_2) \frac{z - h}{m}. \quad (1.16)$$

Используя выражения (1.13) и (1.14), можно найти  $T_2$ :

$$T_2 = \frac{T_o \lambda m + k_1 T_1}{k_1 + \lambda m}. \quad (1.17)$$

Подставляя это значение  $T_2$  в выражение (1.16) и обозначив

$$b = \frac{\lambda h}{k_1 + \lambda m}, \text{ получаем}$$

$$T = T_1 - b \frac{(z - h)}{h} (T_1 - T_o). \quad (1.18)$$

Умножив выражение (1.11) на  $(dT/dz)dz$  и учитывая температурную зависимость  $\gamma = \gamma_o e^{a(T-T_o)}$ , получаем

$$\frac{dT}{dz} \cdot \frac{d^2 T}{dz^2} dz = -\frac{\gamma_o}{k} E^2 e^{a(T-T_o)} \frac{dT}{dz} dz. \quad (1.19)$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dT}{dz}\right)^2 = -\frac{\gamma_o}{ka} E^2 e^{a(T-T_o)} + C. \quad (1.20)$$

При  $z = 0$   $T = T_m$  и  $\frac{dT}{dz} = 0$ . Следовательно,  $C = \frac{\gamma_o}{ka} E^2 e^{a(T_m-T_o)}$ .

Подставим значение  $C$  в формулу (1.20), тогда

$$\frac{dT}{dz} = \sqrt{\frac{2\gamma_o E^2}{ka}} \cdot e^{\frac{a}{2}(T_m-T_o)} \cdot \sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}}. \quad (1.21)$$

После разделения переменных и интегрирования получаем

$$- \operatorname{Arcth} \sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}} = \sqrt{\frac{2\gamma_o}{ka}} E e^{\frac{a}{2}(T_m-T_o)} z + C_1. \quad (1.22)$$

При  $z = 0$   $T = T_m$ , тогда постоянная интегрирования  $C_1 = 0$ .

Поэтому

$$\text{Arcth} \sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}} = -\sqrt{\frac{2\gamma_o}{ak}} \cdot E e^{\frac{a}{2}(T_m-T_o)} z. \quad (1.23)$$

Обозначим  $\sqrt{\frac{2\gamma_o}{ak}} \cdot E e^{\frac{a}{2}(T_m-T_o)} = \alpha$ , тогда получим

$$\text{Arcth} \sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}} = -\alpha z. \quad (1.24)$$

После преобразований уравнения (1.24) получим связь между  $T$  и  $T_m$ :

$$T_m - T = \frac{2}{a} \ln ch \alpha z. \quad (1.25)$$

При  $z = h$   $T = T_1$ , следовательно,

$$T_m - T_1 = \frac{2}{a} \ln ch \alpha h. \quad (1.26)$$

Теперь нам известны распределения температуры по толщине металлического электрода и диэлектрика. Подставим эти зависимости в первое граничное условие

$$k \frac{d}{dz} \left( T_m - \frac{2}{a} \ln ch \alpha z \right)_h = k_1 \frac{d}{dz} \left[ T_1 - (T_1 - T_o) b \frac{z-h}{h} \right]_h. \quad (1.27)$$

После дифференцирования при  $z = h$ , при  $\alpha h = \beta$ ,  $c = \frac{k_1}{k}$ ,

$b = \frac{k_1}{k} \frac{\lambda h}{\lambda m + k_1}$  получаем выражения для различных температур

$$\left. \begin{aligned} T_1 - T_m &= -\frac{2}{a} \ln ch \beta, \\ T_o - T_1 &= -\frac{2\beta}{ac} th \beta, \\ T_m - T_o &= \frac{2}{a} \ln \frac{\beta}{Eh} \sqrt{\frac{2k}{a\gamma_c}} \end{aligned} \right\}. \quad (1.28)$$

После складывания уравнений (1.28) получаем

$$0 = -\ln ch \beta - \frac{\beta}{c} th \beta + \ln \frac{\beta}{Eh} \sqrt{\frac{2k}{a\gamma_c}} = F(\gamma, E). \quad (1.29)$$

Важным моментом в приближенной теории является определение критерия пробоя. На рис. 1.4 представлена качественная кривая зависимости  $E = f(T_m)$ . Здесь  $T_m$  – температура в середине диэлектрика, которая, естественно, является максимальной.

Ясно, что точка перехода зависимости  $E = f(T_m)$  через максимум определяет пробой. В равновесном состоянии, пока нет пробоя,  $dE/dT_m > 0$ . Как только нарушается тепловое равновесие,  $dE/dT_m \leq 0$ .

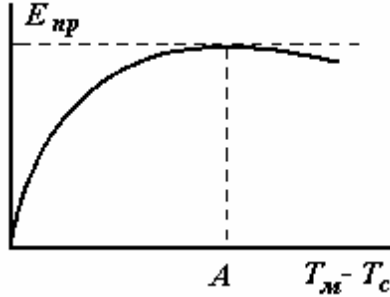


Рис. 1.4. Зависимость напряженности поля от максимальной температуры

Таким образом, за критерий пробоя принята точка  $A$ , где  $dE/dT_m = 0$ .

Продифференцируем уравнение (1.29) как неявную функцию, и получим

$$dF = \frac{dF}{dE} \cdot \frac{dE}{dT_m} + \frac{dF}{d\beta} \cdot \frac{d\beta}{dT_m} dT_m = 0. \quad (1.30)$$

Условие  $dE/dT_m = 0$  равносильно  $dF/d\beta = 0$ , т.к.  $d\beta/dT_m \neq 0$ .

Поэтому условием пробоя является также

$$\frac{dF}{d\beta} = -th\beta_o - \frac{1}{c} \left( th\beta_o + \frac{\beta_o}{ch^2\beta_o} \right) + \frac{1}{\beta_o} = 0 \quad (1.31)$$

откуда

$$c = \frac{\beta_o^2 + \beta_o sh\beta_o ch\beta_o}{ch^2\beta_o - \beta_o sh\beta_o ch\beta_o}. \quad (1.32)$$

Здесь  $\beta_o$  – значение  $\beta$  при условии пробоя.

После несложных преобразований и при  $tg\delta = tg\delta_o e^{aT}$  получим окончательно

$$U_{np} = \sqrt{\frac{60.5k}{a\epsilon ftg\delta_o}} \cdot e^{\frac{aT}{2}} \cdot \varphi(c), \quad (1.33)$$

$$\text{где } \varphi(c) = \frac{\beta_o}{ch\beta_o} e^{-\frac{\beta_o th\beta_o}{c}}. \quad (1.34)$$

Здесь  $\beta_o$  также является функцией  $c$ .

На рис. 1.5 приведен график зависимости  $\varphi(c)$  от  $c$ .

Как уже указывалось, строгая теория теплового пробоя была развита академиком В.А. Фоком для случая постоянного напряжения. В случае произвольной конфигурации электрического поля записываются два уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div}(k \operatorname{grad} T) + \gamma (\operatorname{grad} \varphi)^2 &= 0 \\ \operatorname{div}(\gamma \operatorname{grad} \varphi) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (1.35)$$

Первое уравнение выражает баланс отводимой и выделяющейся энергии. Второе уравнение выражает условие непрерывности тока. Решение уравнений (1.35) связано с большими математическими трудностями. Поэтому для иллюстрации этой теории рассмотрим частный

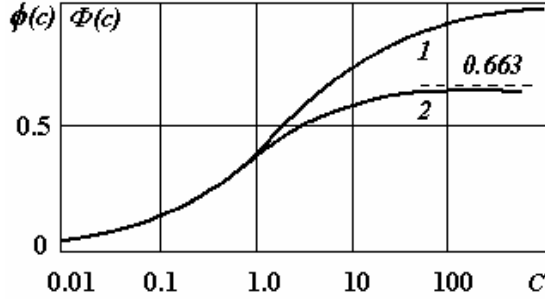


Рис. 1.5. График функции  $\varphi(c)$  и  $\Phi(c)$  от  $c$ :

- 1 – для строгой теории;  
2 – для приближенной теории

одномерный случай, когда диэлектрик плоский, электродные поверхности параллельны, т.е. случай, показанный на рис. 1.3.

При этом уравнения (1.35) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} k \frac{d^2 T}{dz^2} + \gamma \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 &= 0, \\ \frac{d}{dz} \left( \gamma \frac{d\varphi}{dz} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

Второе уравнение (1.36) показывает, что плотность тока является постоянной величиной. Поэтому первое уравнение (1.36) перепишем:

$$k \frac{d^2 T}{dz^2} + \gamma \left( \frac{d\varphi}{dz} \right) \frac{d\varphi}{dz} = 0. \quad (1.37)$$

Приняв независимость коэффициента  $k$  от температуры, что практически соблюдается, можно проинтегрировать последнее уравнение, и получим:

$$k \frac{dT}{dz} + \gamma \varphi \left( \frac{d\varphi}{dz} \right) = C. \quad (1.38)$$

В принятой модели (рис. 1.3) принимается следующее: при  $z = 0$   $\varphi = 0$ , при  $z = h$   $\varphi = \varphi_1$ , а при  $z = -h$   $\varphi = -\varphi_1$ . Учитывая также, что при  $z = 0$   $dT/dz = 0$ , получается, что константа интегрирования  $C = 0$ .

Тогда

$$\varphi \left( \frac{d\varphi}{dz} = -\rho k \frac{dT}{dz} \right). \quad (1.39)$$

После проведения повторного интегрирования и необходимых математических преобразований В.А. Фоком получено следующее уравнение для определения пробивного напряжения:

$$U_{np} = \sqrt{\frac{33,6 \rho_o k}{a}} \cdot e^{-\frac{aT}{2}} \cdot \Phi(c), \quad (1.40)$$

где  $\Phi(c)$  изображена на рис. 1.5 (кривая 2), а значение  $c$  по-прежнему равно:  $c = \frac{k_1}{k} \cdot \frac{\lambda h}{k_1 + \lambda m}$ .

Анализ выражений (1.40) по В.А. Фоку и (1.33), согласно приближенной теории Вальтера и Семенова, для пробивного напряжения в случае переменного и постоянного напряжений показывает, что они отличаются лишь функциями  $\varphi(c)$  и  $\Phi(c)$ , которые начинают расходиться при значениях  $c > 1$ . Кроме того, из рис. 1.5 также видно, что значения  $\varphi(c)$  и  $\Phi(c)$  растут гораздо медленнее, чем возрастает  $c$ , т.е. толщина диэлектрика. Это связано с тем, что с ростом толщины диэлектрика растет тепловое сопротивление, т.е. ухудшается теплоотвод из средних слоев диэлектрика, и тепловое равновесие в средней части диэлектрика нарушается при меньшей величине выделяющейся энергии. При этом пробивное напряжение на постоянном напряжении выше, чем на переменном. Из этих выражений также видно, что  $U_{np}$  растет с увеличением  $c$ , т.е.  $h$ , а  $E_{np}$  падает с ростом  $h$ . Из сравнения указанных выражений можно указать два следующих следствия.

1. При  $h \rightarrow \infty$  пробивное напряжение стремится к предельному значению, а электрическая прочность  $E_{np} \rightarrow 0$ . При  $h \rightarrow \infty$  тепловое сопротивление также стремится к бесконечности, т.е. теплоотвод из среднего слоя диэлектрика стремится к нулевому значению. Поэтому, даже при бесконечно малой выделяющейся в единицу времени энергии в средней части диэлектрика, он может расплавиться, и этот процесс будет стремиться к внешним слоям диэлектрика, приводя к его полному разрушению.

2. При больших толщинах диэлектрика, т.е. при больших значениях  $c$ ,  $U_{np}$  на постоянном напряжении выше, чем на переменном. Это объясняется тем, что на переменном напряжении напряженность электрического поля в средней части диэлектрика выше, чем на постоянном напряжении, т.е.  $E_- < (E_{\approx} = E_{cp} = U/d)$ , т.к. внутренние слои, как более нагретые, имеют повышенную проводимость по сравнению с внешними. Поэтому в случае переменного напряжения тепловое равновесие нарушается при меньшем напряжении, чем в случае постоянного напряжения.

Экспериментальная проверка теорий теплового пробоя подтвердила правильность указанных закономерностей. При повышении напряжения тепловой пробой начинается при достижении какой-то критической температуры  $T_{кр}$ , которая для фарфора составила  $90^\circ\text{C}$ , для кристалла  $\text{NaCl}$  –  $150^\circ\text{C}$ . С изменением времени воздействия напряже-

ния тепловой пробой начинается с некоторой экспозиции  $t_{кр}$ , которая зависит от свойств диэлектрика и условий охлаждения. Расчет времени  $t_{кр}$  математически очень сложен и приводится в работах [1,3], однако можно указать, что для керамики и для многих полимеров  $t_{кр}$  составляет единицы и десятые доли с. Для щелочных стекол величина  $t_{кр}$  может составлять очень малое значение порядка  $10^{-6}$  с.

Как уже отмечалось, развитие теплового пробоя может протекать по-разному в зависимости от материала диэлектрика и условий испытания, поэтому в литературе различают три вида теплового пробоя.

До сих пор мы рассматривали условия теплового пробоя для случая очень медленного подъема напряжения. Такой пробой может быть назван статическим.

В случае достаточно быстрого увеличения напряжения количество выделяющегося тепла может значительно превосходить количество отводимого тепла, и диэлектрик проплавится или прожжется за некоторое конечное время. Такой пробой называют тепловым пробоем второго рода. Он также может быть назван импульсным тепловым пробоем.

Наконец, не исключается возможность того, что вследствие сильного уменьшения электрического сопротивления внутренних слоев диэлектрика, напряженность поля во внешних слоях возрастает настолько, что происходит электрический пробой этих слоев, который будет постепенно проникать внутрь диэлектрика. Этот вид пробоя трактуется как тепловой пробой третьего рода.

Очень часто в качестве критерия (доказательства) проявления теплового пробоя производится сравнение зависимостей  $U_{np} = f(T)$  и  $\rho = \rho_0 e^{-aT}$  в полулогарифмических координатах. Считается, что имеет место тепловой пробой, если тангенс угла наклона прямой  $\ln U_{np} = f(1/T)$  в 2 раза меньше, чем наклон прямой  $\ln \rho = f(1/T)$ , что вытекает из уравнений (1.40) и (1.33).

## Глава. 2. Классические теории электрического пробоя

Первые исследования электрического пробоя твердых диэлектриков (ЭПТД) описаны в книге В. Франца [2]. Ван–Марум в 1799 г. наблюдал пробой в стекле в виде как бы просверленной дырки при зарядке лейденской банки. Следующий важный шаг сделал Алми, который измерил напряженность поля при ЭПТД и установил, что для пробоя стекла требуется напряженность поля  $1 \cdot 10^8$  В/м, для слюды  $6.2 \cdot 10^8$  В/м, для кварца  $(1.2 \div 1.5) \cdot 10^8$  В/м при толщинах 0.1 мм. Этот порядок ЭПТД ( $10^8$  В/м) сохранился и по настоящее время. Значения  $E_{np}$  у разных авторов получались различными для одних и тех же твердых диэлектриков, что указывало на статистический характер величин  $E_{np}$ . Отмечалось также, что ЭПТД отличается от теплового пробоя характером разрушения. Если при тепловом пробое твердых диэлектриков наблюдается разогрев с последующим расплавлением, то при ЭПТД разрушение обычно имеет вид как бы просверленной дырки. Появились предположения, что ЭПТД, как и газов, обусловлен ударной ионизацией электронами, но оснований к такому утверждению в то время пока еще не было.

В конце 20-х годов прошедшего века появились три более или менее обоснованных теории [1]. Это электростатический разрыв ионного кристалла (теория Роговского), теория пробоя ударной ионизацией ионами (теория А.Ф. Иоффе), теория отрыва электронов от атомов сильным электрическим полем (теория А.А. Смурова). Но эти теории требовали для пробоя напряженности поля около  $10^{10}$  В/м, что на два порядка больше экспериментальных значений. Поэтому эти теории были отвергнуты. Здесь следует отметить важную роль, которую сыграла теория А.Ф. Иоффе для дальнейшего развития теорий ЭПТД. Так из теории А.Ф. Иоффе следует наличие электрического упрочнения, т.е. возрастания электрической прочности с уменьшением межэлектродного расстояния. Однако при пробое микронных слоев слюды и стекла А.П. Александров не обнаружил электрического упрочнения, что будет обсуждаться ниже. Отсутствие электрического упрочнения послужило поводом для создания теорий ЭПТД, учитывающих роль электронов, производимых неударным механизмом (теории Зинера, Фаулера, Френкеля и др.). Эти теории при полях  $10^8$  В/м давали слишком малые плотности электронного тока, так что по существу нельзя было говорить о том, что происходил пробой. Но предложенный механизм пробоя вследствие ударной ионизации электронами оставался заманчивым в теоретическом плане. К тому же появились экспериментальные дан-



ные, укладывающиеся в гипотезу о механизме ЭПТД вследствие ударной ионизации электронами. Так А.Ф. Вальтер и Л.Д. Инге обнаружили в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК) каналы неполных пробоев, а также малую длительность пробоя ( $10^{-7}$  с), что в дальнейшем будет еще обсуждаться. А. Хиппель также получил ряд экспериментальных данных, согласующихся с данной гипотезой (неустойчивость тока перед пробоем; развитие разряда с анода; введенные в ЩГК ионы меди остаются на своих местах и др.). Поэтому А. Хиппель первым развил теорию ЭПТД за счет ударной ионизации медленными электронами.

В 1937 г. Х. Фрелих в противоположность А. Хиппелю разработал теорию пробоя быстрыми электронами. А. Ахиезер и И. Лифшиц указали, что оба критерия (А. Хиппеля и Х. Фрелиха) неправомерны, т.к. электрическая прочность должна определяться из условия распределения энергии электронов согласно кинетическому уравнению (о чем говорилось раньше). Этим вопросом занимались ряд ученых, в том числе советских.

## 2.1. Теория Роговского. Разрыв ионной кристаллической решетки

Первую научную гипотезу о природе ЭПТД дал в 1927 г. Роговский. Он предположил, что электрическое поле вызывает разрыв связей между ионами в ионном диэлектрике, что приводит к его разрушению.

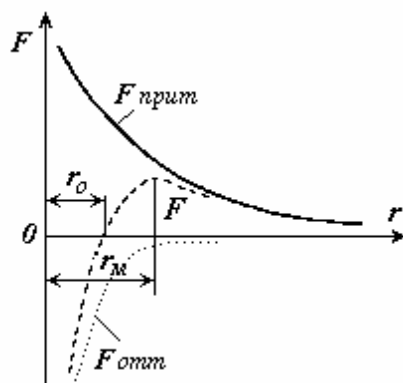
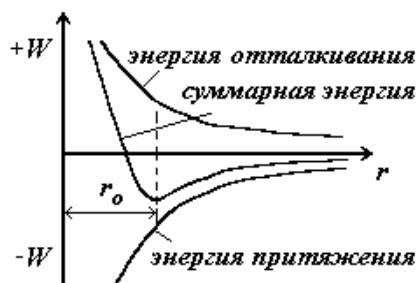


Рис. 2.1. Графики энергии и сил взаимодействия между ионами

В соответствии с теорией Борна потенциальная энергия взаимодействия между ионами складывается из энергии сил притяжения  $\left(-\frac{q^2}{r}\right)$  и энергии сил отталкивания электронных оболочек и ядер сближенных ионов и равна:

$$W = -\frac{q^2}{r} + \frac{B}{r^n}, \quad (2.1)$$

где  $q$  — заряд иона,  $r$  — расстояние между центрами ионов,  $B$  и  $n$  — постоянные.

Суммарная сила взаимодействия между ионами

$$F = \frac{dW}{dr} = -\frac{q^2}{r^2} + \frac{Bn}{r^{n+1}}. \quad (2.2)$$

В состоянии равновесия, когда  $r = r_o$ , энергия  $W = W_o$ , а сила взаимодействия между ионами

$$F = \left. \frac{dW}{dr} \right|_{r=r_o} = -\frac{q^2}{r_o^2} + \frac{nB}{r_o^{n+1}} = 0. \quad (2.3)$$

$$\text{Отсюда } B = \frac{q^2 r_o^{n-1}}{n}.$$

Электрическое поле обуславливает силу  $f = qE$ , под действием которой будет происходить смещение ионов. Очевидно, что если сила  $f$  превзойдет силу  $F_m$  при  $r = r_m$  (рис. 2.1), то ионная связь разорвется и произойдет пробой по гипотезе Роговского. Поэтому интересно определить  $F$  и  $r$ , соответствующие  $r_m$ . Значение  $r_m$  найдем из условия

$$\left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=r_m} = -\frac{2q^2}{r_m^3} + \frac{nB(n+1)}{r_m^{n+2}} = 0. \quad (2.4)$$

Подставляя значение  $B$ , получим

$$\frac{2q^2}{r_m^3} = \frac{n(n+1)q^2 r_o^{n-1}}{n r_m^{n+2}}. \quad (2.5)$$

Отсюда

$$r_m = r_o^{n-1} \sqrt{\frac{n+1}{2}}. \quad (2.6)$$

Подставляя формулу (2.6) в (2.2), получаем

$$\begin{aligned} F_m &= -\frac{q^2}{r_o^2 \left(\frac{n+1}{2}\right)^{\frac{2}{n-1}}} + \frac{q^2 r_o^{n-1}}{r_o^{n+1} \left(\frac{n+1}{2}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}} = \\ &= \frac{q^2}{r_o^2} \left[ -\left(\frac{4}{(n+1)^2}\right)^{\frac{1}{n-1}} + \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n+1}{n-1}} \right] = -\frac{q^2}{r_o^2} \frac{\sqrt[n-1]{4}(n-1)}{(n+1)^{\frac{n+1}{n-1}}}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Из условия  $F_m = qE_{np}$  определяется электрическая прочность

$$E_{np} = \frac{q}{r_o^2} \cdot \frac{\sqrt[n-1]{4}(n-1)}{(n+1)^{\frac{n+1}{n-1}}}. \quad (2.8)$$

В случае молекулы  $NaCl$  ( $r_o = 2.8 \cdot 10^{-8}$  см,  $n = 9$ )  $E_{np} \approx 1 \cdot 10^{10}$  В/м. Для кристалла  $NaCl$  Роговский получил следующее. По направлению

[100]  $E_{np} = 2.9 \cdot 10^{10}$  В/м, по направлению [110]  $E_{np} = 1.9 \cdot 10^{10}$  В/м, по направлению [111]  $E_{np} = 1.5 \cdot 10^{10}$  В/м. После учета изменения постоянной решетки при сильных смещениях ионов, поляризации ионов в электрическом поле и с учетом того, что  $n$  может значительно отличаться от 9, Роговский получил следующие соответствующие значения электрической прочности:  $E_{100} = 1.9 \cdot 10^{10}$  В/м,  $E_{110} = 1.26 \cdot 10^{10}$  В/м,  $E_{111} = 1 \cdot 10^{10}$  В/м. Эти значения на два порядка превышают экспериментальные значения электрической прочности ТД. Поэтому Роговский был вынужден предположить, что в реальном кристалле имеются микротрещины, которые значительно снижают величину  $E_{np}$ . Количественное рассмотрение возможности разрыва твердого диэлектрика по микротрещине было проведено Горовицем.

## 2.2. Разрыв твердого диэлектрика по микротрещине. Теория Горовица

Опыты, проведенные Горовицем, Гриффитсом и Иоффе, показали, что на поверхности твердых тел в нормальном состоянии имеются трещины с глубиной порядка  $10^{-4}$  см. По мнению Горовица, уже при полях порядка  $\sim 3 \cdot 10^6$  В/м воздух в объеме микротрещины может быть ионизирован, и можно считать, что поверхность микротрещины принимает потенциал электрода.

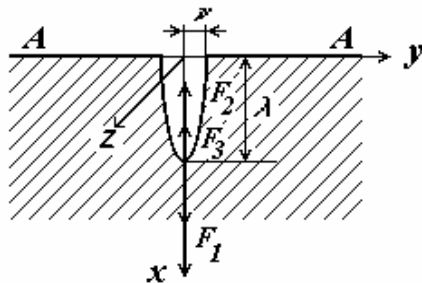


Рис. 2.2. К расчету электрической прочности при наличии микротрещины

Поскольку поверхности микротрещины приобретают заряд одного знака, они отталкиваются друг от друга. Таким образом, под действием электрического поля создается сила  $F_1 = \frac{1}{8} \lambda \epsilon E^2$ , которая стремится углубить трещину.

Поверхностное натяжение характеризуется силой  $F_2 = 2\sigma$ , которая препятствует этому. Строго говоря, следовало бы учесть еще силу упругой связи ионов в решетке  $F_3$ , которая пропорциональна площади сечения трещины и направлена как и сила  $F_2$  (рис. 2.2). Для очень тонкой трещины (когда  $\nu$  мала) эта сила будет стремиться к нулю и ей можно пренебречь. Когда сила электрического поля превзойдет силу поверхностного натяжения, микротрещина будет неограниченно увеличиваться, что адекватно пробую.

На основании этого было получено, что

$$E_{np} = 4\sqrt{\frac{\sigma}{\varepsilon\lambda}}, \quad (2.9)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

Из приведенного выражения следует, что при увеличении глубины трещины пробивная напряженность поля уменьшается, а с увеличением силы поверхностного натяжения будет возрастать. При  $\lambda = 10^{-5}$  см для кристалла *NaCl* получается значение  $E_{np} = 2 \cdot 10^8$  В/м, близкое к экспериментальному.

Из выражений для механической прочности по Гриффитсу и пробивной напряженности поля по Горовицу вытекает простая связь между этими характеристиками

$$\frac{P_{кр}}{E_{np}} = \sqrt{\frac{E_{\mu}\varepsilon}{2\pi(1+\mu)}}, \quad (2.10)$$

где  $\mu$  – коэффициент Пуассона.

Вычисления, проведенные ими для некоторых неорганических диэлектриков, показали, что измеренные и вычисленные значения  $E_{np}$  достаточно близки. Однако из этого еще нельзя утверждать, что механизм, предложенный Горовицем, является достаточно вероятным, т.к. до настоящего времени отсутствуют экспериментальные данные, которые бы устанавливали связь глубины трещины и электрической прочности. Кроме того, для некоторых диэлектриков, в которых микротрещины могут отсутствовать (стекло, полимеры, сера и др.), электрическая прочность имеет такой же порядок  $10^8$  В/м. Все это показывает на несостоятельность предположения о решающем значении микротрещин при ЭПТД.

### 2.3. Теория А. Ф. Иоффе

В 1928 г. академик А.Ф. Иоффе выдвинул гипотезу, что ЭПТД обусловлен ударной ионизацией ионами. Основанием для предложения такой гипотезы послужили данные, полученные в экспериментах, проведенных в 20-х годах под руководством А.Ф. Иоффе. В них было показано, что электропроводность твердых диэлектриков носит ионный характер. В этих экспериментах также было показано, что в отдельных местах твердого диэлектрика может скапливаться объемный заряд, вызывающий неравномерное распределение потенциала по толщине диэлектрика. Так, в кальците объемный заряд скапливается вблизи катода в слое толщиной около 1 мкм, и на этот слой приходится почти все приложенное к образцу напряжение, достигающее 1000 В, т.е. напряженность поля в прикатодном слое составила  $10^9$  В/м, тогда как электрическая прочность кальцита в более толстых слоях менее  $10^8$  В/м.

Этот факт А.Ф. Иоффе истолковал как наличие электрического упрочнения, которое может быть следствием механизма пробоя вследствие ударной ионизации ионами. Математическая часть теории А.Ф. Иоффе довольно проста.

Пусть  $n_o$  – плотность ионов в диэлектрике, освобождающихся за время 1с, способных перемещаться и при ускорении производить ударную ионизацию. В результате ионизации концентрация ионов будет возрастать. Дополнительное число ионов, образующихся в слое  $dx$  за счет ионизации, составит

$$dn = \alpha n_o dx. \quad (2.11)$$

Общее число ионов, образующихся на каком-то расстоянии  $x$  от электрода:

$$n_x = n_o \cdot e^{\alpha \cdot x} = n_o \cdot e^{x/\lambda}. \quad (2.12)$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации.

Концентрация ионов у второго электрода когда  $x = d$ , очевидно, равна:

$$n = \frac{n_o}{d} \int_0^d e^{d/\lambda} dx = n_o \frac{\lambda}{d} (e^{d/\lambda} - 1), \quad (2.13)$$

где  $d$  – расстояние между электродами.

Если принять, что за время  $t = 1$ с скорость  $v = d/1$ , то плотность тока

$$j = qn_{cp}v = qdn_o \frac{\lambda}{d} (e^{d/\lambda} - 1) = j_o \frac{\lambda}{d} (e^{d/\lambda} - 1), \quad (2.14)$$

где  $j_o = qdn_o$ .

Принимая, что ион ускоряется без потерь энергии и вызывает ионизацию, когда его энергия равна энергии ионизации  $W_u$ , Иоффе полу-

чает  $\frac{d}{\lambda_u} = \frac{qU}{W_u} = z$ , где  $U$  – напряжение, приложенное к диэлектрику,

$z$  – число ионизаций, производимых одним ионом на пути  $d$ .

Тогда

$$j = j_o \frac{1}{z} (e^z - 1). \quad (2.15)$$

А.Ф. Иоффе считает, что при  $z = 15 \div 20$  диэлектрик будет серьезно разрушен, что отождествляется с пробоем. Следовательно, условие пробоя –  $z = const$ , т.е.  $U_{np} = const$  и тогда

$$E_{np} = \frac{const}{d}. \quad (2.16)$$

Так, из теории А.Ф. Иоффе вытекала обязательность электрического упрочнения. Однако основные положения теории А.Ф. Иоффе в свое время были подвергнуты сомнению. Действительно, для ионизации необходима энергия в несколько электрон-вольт. Чтобы набрать такую энергию, ион должен пройти в поле  $10^8$  В/м без столкновения несколько сот постоянных решетки, что считается невозможным. Для набора такой энергии на пути в одну постоянную решетку требуется поле  $\sim 10^{10}$  В/м, что на два порядка превосходит экспериментально наблюдаемые значения электрической прочности твердых диэлектриков. Кроме того, ионный характер пробоя не соответствует высоким значениям скорости развития разряда ( $10^7$  см/с), полученным экспериментально несколько позднее советскими исследователями А.Ф. Вальтером и Л.Д. Инге.

Тщательные исследования, проведенные А.П. Александровым и А.Ф. Иоффе показали, что электрическое упрочнение для слюды толщиной в несколько мкм очень незначительно (несколько процентов), а для стекла той же толщины вообще не наблюдается, т.е. можно говорить, что электрическое упрочнение отсутствует. Все, вместе взятое, было воспринято как свидетельство того, что электрический пробой твердых диэлектриков не связан не только с движением ионов, но и с механизмом ударной ионизации.

#### **2.4. Теория А.А. Смурова. Теория электростатической ионизации**

Первую попытку развить представления А.Ф. Иоффе предпринял в 1928 г. известный советский ученый, крупный специалист в области электротехники профессор А.А. Смуров. Отмечая невозможность развития ударной ионизации ионами согласно теории А.Ф. Иоффе, он предположил, что пробой твердых диэлектриков связан с ионизацией электронами, которые образуются в сильных электрических полях за счет электростатической ионизации. Такие сильные поля могут возникать в тонких приэлектродных слоях за счет того, что отрицательные заряды на катоде и положительные заряды на поверхности диэлектрика, прилегающей к катоду, как бы образуют двойной электрический слой.

Освободившиеся при электростатической ионизации электроны движутся к аноду, по пути производя ударную ионизацию. На фронте движущегося электронного облака напряженность поля усилена, благодаря чему происходит дополнительная электростатическая ионизация. Образующийся в результате ионизационных процессов положительный объемный заряд вызывает перераспределение поля и его возрастание, что также усиливает электростатическую ионизацию. При

приближении напряженности электрического поля к критической величине электронный ток быстро возрастает и наступает пробой.

А.А. Смуров, используя классические методы, подсчитал, что для отрыва электрона от атома водорода при температуре абсолютного нуля необходима напряженность поля  $7.5 \cdot 10^{10}$  В/м. Небольшое снижение этой величины дает учет влияния температуры и магнитных полей движущихся по орбитам электронов в соседних атомах. Таким образом, согласно теории А.А. Смурова, для пробоя диэлектрика необходима напряженность поля более  $10^{10}$  В/м, что не согласуется с данными эксперимента.

Однако идея А.А. Смурова об электростатической ионизации оказалась плодотворной и использовалась впоследствии многими исследователями с учетом зонной энергетической структуры твердого тела. Идеи об усилении напряженности поля на фронте электронной лавины и на катоде за счет подхода положительно заряженных частиц впоследствии использовались при рассмотрении разрядных процессов в газах и твердых диэлектриках.

### Глава 3. Квантово-механические теории электрического пробоя неударным механизмом

То обстоятельство, что в 30-х годах не удалось экспериментально установить электрическое упрочнение при ЭПТД, обусловило появление теорий ЭПТД, фундаментом для которых явилась зонная теория твердого тела, которая была создана в это время.

#### 3.1. Теория Зинера. Теория безэлектродного пробоя

Согласно теории Зинера в сильном электрическом поле энергетические зоны в кристалле претерпевают изменения, как показано на рис. 3.1. В соответствии с этим Зинер предположил, что в сильном электрическом поле электроны туннелируют («просачиваются» сквозь потенциальный барьер) из валентной зоны диэлектрика в зону проводимости. При достаточно большой плотности тока «просочившихся» электронов должен наступить пробой диэлектрика. Видно, что по существу эта гипотеза является повторением идеи А.А. Смурова, но с использованием квантово-механических представлений о зонной энергетической структуре твердого тела.

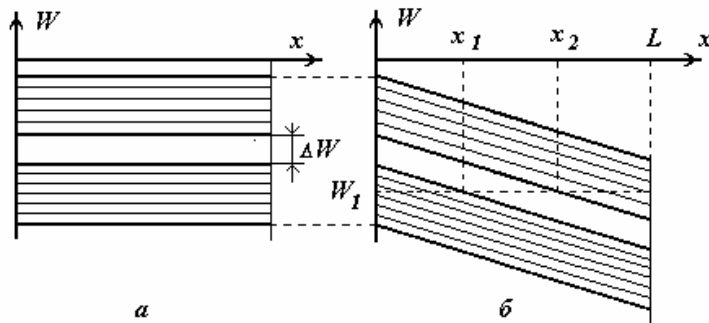


Рис. 3.1. Зонная структура кристалла:  
а) без поля; б) при наложении поля

Потенциальная энергия электрона в поле напряженностью  $E$  равна  $eEx$ , где  $e$  – заряд электрона, а  $x$  – координата в направлении поля  $E$ . Полная потенциальная энергия электрона в кристалле при наличии поля равна:

$$W = V(x) - eEx, \quad (3.1)$$

где  $V(x)$  – потенциальная энергия электрона при  $E = 0$ .

Тогда уравнение Шредингера будет иметь вид

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \cdot \frac{d^2 \psi}{dx^2} + [V(x) - eEx - W_0] \cdot \psi = 0, \quad (3.2)$$

что соответствует дискретным значениям полной энергии  $W$ :

$$W = eEx + W_0 + \alpha + 2\beta \cdot \cos \frac{2\pi}{N} \cdot j \quad (3.3)$$



и энергетической диаграмме наклоненных зон. Причем наклон энергетических зон будет увеличиваться с ростом  $E$ .

В этом случае электрон с энергией  $W_I$  может находиться на участках  $0 - x_1$  и  $x_2 - L$ , т.е. при наличии поля  $E$  может наблюдаться просачивание электронов из валентной зоны в зону проводимости без затрат энергии вдоль прямой  $x_1 - x_2$ . Вероятность такого перехода равна вероятности туннельного эффекта, т.е.

$$P = \frac{eEa}{\hbar} \cdot \frac{e^{-\alpha}}{(1 - e^{-\alpha})^2}, \quad (3.4)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{\pi^2 ma \Delta W^2}{e \hbar^2 E}. \quad (3.5)$$

Здесь  $m$  – масса электрона;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $\Delta W$  – высота потенциального барьера;  $e$  – заряд электрона;  $a$  – постоянная решетки;  $E$  – напряженность электрического поля.

В сильных электрических полях  $e^{-\alpha} \ll 1$ , т.е.  $(1 - e^{-\alpha}) \rightarrow 1$ , тогда  $P \approx \frac{eEa}{\hbar} e^{-\alpha}$ , т.е. с ростом  $E$  вероятность туннельного перехода  $P$  рас-

тет. Если принять, что  $eE(x_2 - x_1) = \Delta W$ , тогда  $x_2 - x_1 = \frac{\Delta W}{eE}$ , а

$$\alpha = \frac{\pi^2 ma \Delta W^2}{e \hbar^2 E} = \frac{\pi^2 ma \Delta W}{\hbar^2} \cdot \frac{\Delta W}{eE} = \frac{\pi^2 ma \Delta W}{\hbar^2} (x_2 - x_1). \quad (3.6)$$

За счет увеличения вероятности туннельного эффекта, т.е. просачивания электронов из валентной зоны в зону проводимости электронный ток достигает больших значений, что в конечном итоге приводит к пробоя за счет электростатической ионизации.

Если принять, что плотность электронного тока

$$j_{\Sigma} = ne \nu_{\partial p}, \text{ где } \nu_{\partial p} = \mu \cdot E, \text{ а } n = \sqrt{\frac{NP}{A}}, \quad (3.7)$$

тогда, подставляя значение  $P$ , получим

$$j = neE\mu = \sqrt{\frac{eNa}{A\hbar}} \cdot e \cdot \mu \cdot E^{3/2} \cdot e^{-\left(\frac{\pi^2 ma \Delta W^2}{2e\hbar^2 E}\right)^{1/2}}. \quad (3.8)$$

Здесь  $N$  – число электронов в валентной зоне в  $1 \text{ см}^3$ ;

$A$  – вероятность рекомбинации в единицу времени.

Полученная формула дает сильное возрастание тока с ростом напряженности поля, но не дает четкого критерия пробоя. Согласно теории Зинера пробой наступает тогда, когда вероятность туннельного эффекта (просачивания электронов) возрастает в 100 и более раз с рос-

том значения  $E$  на 10÷15 %. Такое соотношение наблюдается при  $\Delta W = 1$  эВ,  $a = 3 \cdot 10^{-8}$  см и при изменении  $E$  от  $1 \cdot 10^8$  до  $1.13 \cdot 10^8$  В/м, что, по мнению Зинера, согласуется с данными эксперимента. Однако такой критерий пробоя произволен и не имеет убедительного физического обоснования. Указанное Зинером соотношение может иметь место и при других напряженностях поля, например при изменении  $E$  от  $0.1 \cdot 10^8$  до  $0.11 \cdot 10^8$  В/м.

Правильнее было бы на основании этой теории определить электрическую прочность как напряженность поля, при которой электронный ток разрушает твердый диэлектрик. Поэтому представляет интерес, какие плотности тока обеспечивают просочившиеся электроны при напряженностях поля, при которых происходит пробой на опыте. При проведении подобных вычислений В.А. Чуенков учитывает также рекомбинацию электронов с дырками.

Так, для кристалла  $NaCl$   $N = 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $a = 3 \cdot 10^{-8}$  см,  $\Delta W = 9$  эВ. Тогда, если принять  $\mu = 10$  см<sup>2</sup>/В·с и  $A = Q_{рек} \cdot v = Q_{рек} \mu E$ , где  $Q_{рек} \approx 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, то, в соответствии с выражением (3.8), значение  $j$  – исчезающе малая величина. В табл. 3.1 приведены данные расчета и для других случаев.

Таблица 3.1

$\Delta W$ , эВ	Плотность тока $j$ , А/см <sup>2</sup>		
	$E = 10^8$ , В/м	$E = 5 \cdot 10^8$ , В/м	$E = 10^9$ , В/м
9.6	$\sim 10^{-186}$	$\sim 10^{-30}$	$\sim 10^{-11}$
5	$\sim 10^{-44}$	$\sim 10^{-16}$	$\sim 10^4$
2	$\sim 13$	$\sim 10^5$	$\sim 10^{10}$

Экспериментально установлено, что для разрушения кристалла  $NaCl$  необходима плотность электронного тока порядка  $10^4$  А/см<sup>2</sup>. Поэтому из приведенных данных можно сделать заключение о том, что туннелирование электронов из валентной зоны диэлектрика в полях, при которых наблюдается пробой, обеспечивает очень малые плотности тока. Иными словами, туннелирование электронов из валентной зоны не может обусловить ЭПТД.

Однако этот механизм может наблюдаться при пробое полупроводников, у которых  $\Delta W$  не более 2 эВ. Наряду с этим он может обеспечить переход электронов с уровней захвата (из ловушек) в зону проводимости диэлектрика, которые затем могут принять участие в пробое.

### 3.2. Теория Фаулера. Пробой электродного происхождения

Возможность электрического пробоя электродного происхождения, в связи с туннелированием электронов из металла в диэлектрик, была рассмотрена Фаулером в 1936 г., а в дальнейшем дополнена Волькенштейном в 1939 г.

Эта теория основана на возможности туннелирования электронов из заполненной зоны металла-катода в зону проводимости диэлектрика. При температуре абсолютного нуля уровень Ферми  $W_F$  металла – катода находится в пределах запрещенной зоны диэлектрика (рис.3.2). Предполагая, что уровень Ферми располагается посередине запрещенной

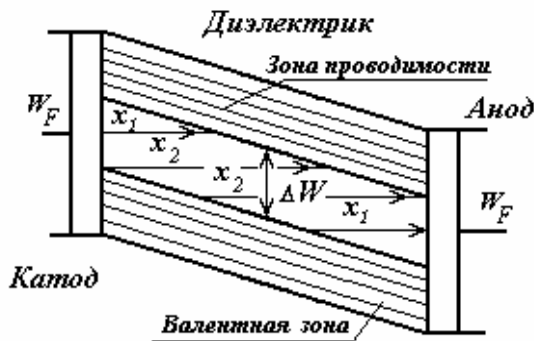


Рис. 3.2. Схема энергетических зон в металле и диэлектрике при наложении электрического поля

ной зоны диэлектрика, получаем: при энергии электрона  $W_e = W_F$ , высота барьера равна  $\frac{1}{2}\Delta W$ , а ширина барьера составляет  $x_1$ , а при энергии электрона  $W_e = W_F - \frac{1}{2}\Delta W$  высота барьера составляет  $\Delta W$ , а ширина потенциального барьера –  $x_2$ . Максимальная вероятность перехода будет равна:

$$p_{1_{max}} = e^{-\frac{\pi^2 m a \Delta W^2}{4 \hbar^2 e E}}, \quad (3.9)$$

а минимальная вероятность перехода равна:

$$p_{2_{max}} = e^{-\frac{\pi^2 m a \Delta W^2}{\hbar^2 e E}} = p_1^{1/4}. \quad (3.10)$$

В соответствии с этим могут быть определены верхний и нижний пределы для плотности тока, обусловленного рассматриваемым процессом. Если принять, что число электронов  $n$ , просачивающихся из металла в диэлектрик через  $1 \text{ см}^2$  поверхности в 1 с, равно  $n \approx \frac{e^2 E^2}{8 \pi \hbar \delta}$ ,

то

$$j_1 = 2 e n_1 p_1 \quad (\text{при } \delta = \Delta W), \quad (3.11)$$

$$j_2 = 2 e n_2 p_2 \quad (\text{при } \delta = 1/2 \Delta W). \quad (3.12)$$

Тогда максимальная плотность тока

$$j_1 = \frac{e^3 E^2}{2\pi\hbar\Delta W} \cdot e^{-\frac{\pi^2 m a \Delta W^2}{4\hbar^2 e E}}, \quad (3.13)$$

а минимальная плотность тока

$$j_2 = \frac{e^3 E^2}{2\pi\hbar\Delta W} \cdot e^{-\frac{\pi^2 m a \Delta W^2}{\hbar^2 e E}}. \quad (3.14)$$

Действительное значение плотности тока из катода в диэлектрик  $j$  будет находиться между этими крайними значениями, т.е.  $j_1 > j > j_2$ .

В данной теории отсутствует критерий пробоя. Советский теоретик Ф.Ф. Волькенштейн предложил определять величину пробивной напряженности электрического поля  $E_{np}$  из условия, что при сравнительно небольшом изменении напряженности поля от  $E_1$  до  $E_2$  плотность тока должна возрасти от малого значения ( $\sim 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>) до большого ( $10^2 \div 10^3$  А/см<sup>2</sup>). В этом случае величина  $E_{np}$  будет лежать в пределах  $E_1 < E_{np} < E_2$ . Этот интервал ( $E_2 - E_1$ ) будет наибольшим, если для  $E_1$  вести расчет по плотности тока  $j_1$ , а для  $E_2$  — по плотности тока  $j_2$ . Соответствующие данные приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

$U$ , эВ	$E_{np}$ , В/м
1	$6 \cdot 10^6 < E_{np} < 6 \cdot 10^7$
2	$2 \cdot 10^7 < E_{np} < 2 \cdot 10^8$
4	$1 \cdot 10^8 < E_{np} < 1 \cdot 10^9$
6	$2 \cdot 10^8 < E_{np} < 2 \cdot 10^9$

Для кристалла  $NaCl$  ( $\Delta W = 9,6$  эВ) значения  $E_{np}$  должны быть еще выше, т.е. значительно превосходить экспериментальные значения.

Решая уравнение Шредингера с учетом приложенного электрического поля, Ф.Ф. Волькенштейн обнаружил, что происходит не только наклон энергетических зон, но и их расширение. При этом запрещенная зона сужается. Этот эффект аналогичен штарк-эффекту — расщеплению энергетических уровней у одиночных атомов и молекул, находящихся в электрическом поле. Исходя из этого Ф.Ф. Волькенштейном формулируется иной критерий пробоя. Пробой произойдет тогда, когда сужение запрещенного участка  $\Delta W(E)$  станет равным его ширине  $\Delta W$ , т.е. при  $\Delta W(E) = \Delta W$ .

По первоначальным оценкам соответствующая величина  $E$  составила  $10^8 \div 5 \cdot 10^9$  В/м. Однако экспериментальные исследования длинноволновой границы ультрафиолетового поглощения в щелочногалогенидных кристаллах показали, что при поле  $E = 10^8$  В/м сужение запрещен-

ного участка незаметно. Кроме того, вычисления Ф.Ф. Волькенштейна показали, что в щелочногалоидных кристаллах при полях  $10^8$  В/м  $\Delta W = 0.01 \div 0.1$  эВ, тогда как  $\Delta W = 7 \div 10$  эВ. Следует отметить, что вычисления Ф.Ф. Волькенштейна носят ориентировочный характер, т.к. рассматриваются при температуре абсолютного нуля. Кроме того, необходимо учитывать, что на поверхности катода могут быть микроострия, на кончике которых напряженность поля может значительно превышать среднюю напряженность поля  $E_{cp}$ . Поэтому микроострия могут оказывать существенную роль в развитии пробоя.

Несмотря на указанные недостатки, механизм туннелирования электронов из катода в диэлектрик объясняет появление свободных электронов в диэлектрике, которые ускоряясь в электрическом поле, могут привести к пробую.

### 3.3. Теория Я.И. Френкеля. Теория термической ионизации

Известный советский теоретик Я.И. Френкель подверг критике теорию зонной структуры твердого тела и в особенности применимость ее к твердым диэлектрикам. Эти замечания Я.И. Френкеля достаточно подробно излагаются в книге Г.И. Сканава [1]. Основываясь на этих замечаниях, Я.И. Френкель считает возможным рассматривать твердое тело как сильно сжатый газ. Это дает основания считать, что

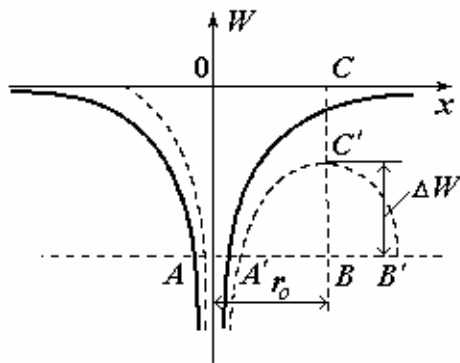


Рис. 3.3. Потенциальная энергия электрона в атоме. Сплошные и пунктирные линии — соответственно при отсутствии и при наличии электрического поля

энергетические состояния электронов в атоме твердого диэлектрика остаются такими же, как и в изолированном атоме (рис. 3.3).

Электрическое поле искажает потенциальную кривую электрона (пунктирные линии). В результате этого энергетический барьер уменьшается до величины  $\Delta W$  и приобретает конечную ширину  $r_0$ . Вследствие этого увеличивается вероятность просачивания электрона за пределы атома. Этот эффект приводит к электростатической ионизации, т.е. «туннельному»

пробую зинеровского типа.

Положение максимума потенциального барьера  $BC'$  определяется равенством  $\frac{e^2}{\epsilon_{\infty} r_0} \approx e E r_0$ . Отсюда величина  $r_0$  определяется

$r_o = \sqrt{\frac{q}{\varepsilon_\infty E}}$ , где  $\varepsilon_\infty$  – диэлектрическая проницаемость, обусловленная поляризацией электронного смещения.

Высота потенциального барьера зависит от длины отрезка  $CC'$ , равной  $\Delta W' = 2e\sqrt{\frac{eE}{\varepsilon_\infty}}$ . Тогда

$$\Delta W = W_i - \Delta W' = W_i - 2q\sqrt{\frac{eE}{\varepsilon_\infty}}. \quad (3.15)$$

По мнению Френкеля, электрон покидает атом за счет получения энергии в результате тепловых флуктуаций. Этот механизм освобождения электронов получил название термической ионизации, облегченной электрическим полем.

Вероятность такой ионизации в единицу времени при приложении электрического поля

$$p = \nu \exp \left[ -\frac{W_i - 2e\sqrt{\frac{eE}{\varepsilon_\infty}}}{KT} \right], \quad (3.16)$$

где  $\nu$  – частота колебаний электрона или число его попыток преодолеть потенциальный барьер в единицу времени, равная  $W_i / h \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$ .

Плотность электронного тока, обусловленного этой термической ионизацией,

$$j = nq\mu E = q\mu E \sqrt{\frac{N\nu}{A}} \exp \left[ -\frac{W_i - 2e\sqrt{\frac{eE}{\varepsilon_\infty}}}{2KT} \right], \quad (3.17)$$

где  $N$  – плотность атомов (ионов);

$A$  – коэффициент рекомбинации.

Например, расчеты, проведенные В.А. Чуенковым для кристалла  $NaCl$ , дают следующее. При  $T = 600 \text{ °K}$   $E = 10^8 \text{ В/м}$ ,  $N \cong 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_i = 9.6 \text{ эВ}$ ,  $\varepsilon_\infty = 2.5$ ,  $\mu = 10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ,  $A = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ , получается плотность тока  $j \cong 10^{-28} \text{ А/см}^2$ , т.е. далеко не достаточная для разрушения кристалла.

Строго говоря, следовало бы критерий пробоя сформулировать по-иному: пробой произойдет тогда, когда величина  $\Delta W - \Delta W(E)$  ста-

нет настолько малой, что плотность тока туннелирующих электронов достигнет разрушающей величины  $\sim 10 \text{ А/см}^2$ .

Однако механизм Френкеля, возможно, ответствен за ионизацию примесей, у которых  $W_i$  – небольшая величина, и, таким образом, обуславливает появление в диэлектрике первоначальных электронов.

Таким образом, рассмотренные в данном разделе механизмы появления свободных электронов неударным путем не могут явиться основной причиной пробоя диэлектрика, но объясняют появление первоначальных электронов, которые затем могут принять участие в пробое.

## **Глава 4. Теории пробоя твердых диэлектриков вследствие ударной ионизации электронами**

### **4.1. Теории Хиппеля и Фрелиха**

Одним из решающих факторов, обусловивших появление теорий пробоя вследствие ударной ионизации электронами, явилось открытие советскими учеными А.Ф. Вальтером и Л.Д. Инге неполного пробоя твердых диэлектриков, его кристаллографической ориентации. Их исследования также показали, что электрический разряд в твердом диэлектрике распространяется в виде узкого канала с большой скоростью. Несколько позднее немецкий ученый Хиппель также наблюдал каналы неполных пробоев в случае однородного поля в таких диэлектриках, как каменная соль, стекло, кварц, известковый шпат, барит. При этом ему удалось установить, что каналы неполных пробоев направляются от анода. Эти закономерности натолкнули Хиппеля на мысль о возможности развития пробоя твердых диэлектриков за счет ударной ионизации электронами.

Действительно, если опираться на квантово-механические представления, в сильных электрических полях в зоне проводимости диэлектриков могут существовать свободные электроны с определенной энергией, заносимые сюда под действием разных факторов (о чем говорилось ранее). Эти электроны при своем движении могут осуществлять ударную ионизацию, участвовать в неионизационных столкновениях, приводя к образованию возбужденных атомов и молекул (экситонов), рекомбинировать и испытывать рассеивание (торможение) на дефектах решетки и тепловых колебаниях атомов и ионов.

Если в газе ускоряемый электрон расходует свою энергию до ионизации на возбуждение газовых молекул или атомов, то в твердом диэлектрике вследствие большой плотности атомов (ионов) электрон расходует свою энергию в основном в результате взаимодействия с колебаниями кристаллической решетки. Кроме того, для ионных кристаллов потенциалы возбуждения и ионизации сближены, и поэтому вероятность возбуждения считается малой.

На рис. 4.1 показана зависимость потерь энергии электроном в 1 с на колебаниях решетки от его энергии. Как видно из рис. 4.1, энергия, теряемая электроном при взаимодействии с колебаниями решетки, зависит от энергии электрона  $\xi$  и изменяется по кривой с максимумом. При малой энергии электрона малы и потери энергии  $B$ .



При большой энергии электрона потери становятся малыми из-за малости времени взаимодействия электрона с колебаниями решетки. При некоторой энергии электрона  $\xi_{кр} = 0.1 \div 0.2$  эВ потери энергии получают максимальными. Как считает Хиппель, если электрическое поле достаточно для того, чтобы электроны достигли энергии  $\xi_{кр}$ , соответствующей максимуму потерь, то дальше электроны будут уско-

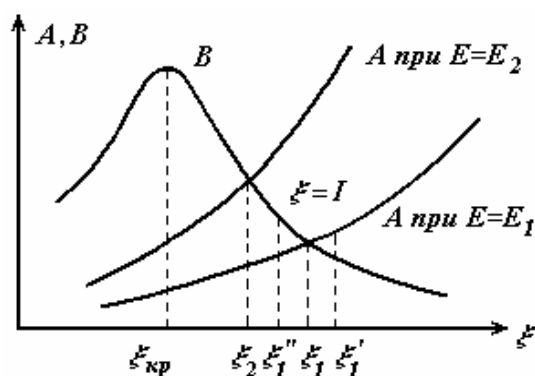


Рис. 4.1. Зависимость приобретаемой и теряемой энергии электрона от его энергии

ряться и достигнут энергии ионизации независимо от ее величины. Эту напряженность поля Хиппель отождествил с электрической прочностью  $E_{пр}$ . Таким образом, величина  $E_{пр}$  может быть определена из условия  $A = B$  при  $\xi = \xi_{кр}$ , где A — энергия, получаемая электроном от поля в 1 с.

Поскольку  $\xi_{кр}$  соответствует медленным электронам, то критерий

Хиппеля был назван низкоэнергетическим критерием, а сам пробой стал называться пробоем медленными электронами. Количественная разработка теории Хиппеля была дополнена Калленом. Поэтому она получила название теории Хиппеля–Каллена.

Иной критерий пробоя был выдвинут в 1937 г. Фрелихом. Опираясь на представления теории ударной ионизации Хиппеля, Фрелих считает, что в твердом диэлектрике вследствие тепловых флуктуаций возможно появление быстрых электронов, в том числе с энергией, равной энергии ионизации и большей. Исходя из этого Фрелих считает, что нарушение электрической прочности обусловлено ускорением именно тех электронов, которые при отсутствии поля обладали энергией, близкой к энергии ионизации, т.е. обусловлено быстрыми электронами. Фрелих показывает, что энергия, приобретаемая такими электронами пропорциональна квадрату напряженности поля и энергии электрона в степени  $3/2$ .

$$A = C_1 E^2 \xi^{3/2}. \quad (4.1)$$

Потери энергии быстрых электронов при взаимодействии с колебаниями решетки за 1 с определяются выражением

$$B = C_2 \xi^{-1/2}. \quad (4.2)$$

Точки пересечения кривых  $A = f(\xi)$  с кривой  $B = f(\xi)$  (рис. 4.1) соответствуют равенству  $A = B$  при разных напряженностях поля. При заданной напряженности поля  $E_1$  электроны с энергией  $\xi_1' > \xi_1$  будут ускоряться в электрическом поле, т.к. для них потери энергии меньше энергии, получаемой от поля. И наоборот, электроны с энергией  $\xi_1'' < \xi_1$  будут замедляться, т.к. для них  $B > A$ . С ростом напряженности поля кривая  $A = f(\xi)$  при  $E = E_2$  лежит выше и условие равновесия достигается при энергии электронов  $\xi_2$ . Фрелих рассматривает два случая: 1. когда  $\xi > I$ , 2. когда  $\xi < I$ .

В первом случае должны ускоряться электроны с энергией  $\xi > \xi_1 > I$ . Однако время существования электронов с энергией  $\xi > I$  весьма мало по сравнению со временем существования электронов с энергией  $\xi < I$ . Поэтому передаваемая ему энергия за столь короткое время также весьма мала и число ионизаций практически не изменяется, т.е. стационарный режим электропроводности не нарушается.

Во втором случае, т.е. при  $\xi < I$  должны ускоряться и те электроны, энергия которых лежит в интервале  $\xi_{кр} < \xi < I$ . Такие электроны будут ускоряться полем и вызывать ударную ионизацию. Число электронов будет возрастать, и стационарный режим электропроводности может нарушаться. Таким образом, критерием пробоя по Хиппелю является равенство  $A = B$  при  $\xi = 4\hbar\omega$ , а критерием пробоя по Фрелиху – равенство  $A = B$  при  $\xi = I$ .

В обоих случаях приобретаемая от поля энергия

$$A = \frac{e^2 E^2}{m} \tau, \quad (4.3)$$

где  $m$  – масса электрона;  $\tau$  – время между двумя столкновениями электрона (время релаксации).

Потери энергии электрона на колебаниях решетки в обеих теориях определяются следующим образом:

$$B = \hbar\omega \sum_L (\Phi_L^e - \Phi_L^a), \quad (4.4)$$

где  $\hbar\omega$  – колебательный квант решетки (фонон);  $\Phi_L^e, \Phi_L^a$  – вероятности испускания и поглощения электроном фонона с волновым числом колебаний решетки  $L$ .

При рассмотрении взаимодействия электрона с колебаниями решетки Фрелих использует динамическую теорию Борна–Кармана. Согласно этой теории волновой вектор колебаний узлов кристаллической решетки  $L$  зависит от длины волны  $\lambda$  и числа элементарных ячеек в

кристалле  $N$ . При этом каждому значению  $L$ , относящемуся к какому-либо одному узлу кристаллической решетки, соответствует 3 оптических колебания с высокой частотой и 3 акустических колебания с низкой частотой. В свою очередь, каждое из них состоит из продольного колебания, т.е. совпадающего с каким-либо заданным направлением, и двух поперечных колебаний. Фрелих принимает, что электрон при своем движении в кристаллической решетке взаимодействует лишь с оптическими колебаниями и, конкретно, с продольными оптическими колебаниями.

Зная  $B$  и  $\tau$ , можно найти значение пробивной напряженности поля  $E_{np}$ :

$$E_{np} = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{Bm}{\tau}}. \quad (4.5)$$

В соответствии с критериями пробоя по Хиппелю и Фрелиху  $B_{4\hbar\omega} \gg B_I$ , а  $\tau_I \gg \tau_{4\hbar\omega}$ . Из этого следует, что значения  $E_{np}$  по Хиппелю будут выше, чем  $E_{np}$  по теории Фрелиха. Этот вывод согласуется с физическими предпосылками обеих теорий. Следует отметить, что обе теории формулируют лишь условия возникновения ударной ионизации, но не рассматривают сам механизм ударной ионизации и формирование электронной лавины. Не рассматривают они, как уже отмечалось, и функцию распределения электронов по скоростям.

#### 4.2. Теории пробоя, основанные на решении кинетического уравнения. Теория Чуенкова

Попытки составления и решения кинетического уравнения для электронов проводимости в кристалле были предприняты в работах Франца (1939 г.), Геллера (1951 г.), Писаренко Н.Л. (1940 г.), Ахиезера, Лившица и др. В качестве предпосылки при составлении кинетического уравнения Францем принималось допущение, что электроны при взаимодействии с решеткой отдают ей всю свою энергию. Таким образом, он фактически рассматривал лишь медленные электроны (с энергией, которая меньше  $4\hbar\omega$ ), составляя для них функцию распределения по направлениям, учитывая действие поля и соударений. Такое грубое допущение делало невозможным дальнейшее развитие его теории, т.к. оно не позволяло рассматривать электроны с энергией, которая больше  $4\hbar\omega$ .

Учитывая это, в 1955 г. Францем был предложен другой метод для вычисления  $E_{np}$ , основанный на приближенном решении кинетического уравнения для электронов с учетом процессов ударной ионизации, рекомбинации и внутренней эмиссии (туннельного эффекта). Это по-

зволило найти зависимость концентрации электронов проводимости от времени. Сам электрический пробой трактуется как проплавление диэлектрика электронным током.

Более строго к составлению и решению кинетического уравнения для электронов подошел Чуенков, в работах которого рассматривается функция распределения электронов по энергиям и направлениям. Для стационарного состояния кинетическое уравнение для электронов в ионном кристалле имеет вид

$$eE \frac{\partial f(\xi\theta)}{\partial p_z} = \varphi_{\text{расс}} + \varphi_{\text{ион}} + \varphi_{\text{возб}} + \varphi_{\text{рек}}, \quad (4.6)$$

где  $f(\xi, \theta)$  – функция распределения электронов по энергиям и направлениям относительно оси  $z$ ;

$p_z$  – составляющая импульса электрона в направлении поля;

$\theta$  – угол между направлением напряженности поля и импульсом электрона;

$\varphi$  – изменение функции распределения, обусловленное рассеиванием электронов на колебаниях решетки, ионизацией, возбуждением ионов решетки и рекомбинацией электронов с ионами решетки.

В таком общем виде решение данного уравнения практически невозможно. Поэтому Чуенков для упрощения этого уравнения делает следующие допущения:

1. Поскольку в твердом теле потенциал возбуждения близок к потенциалу ионизации ионов, то вероятность возбуждения значительно меньше вероятности ионизации. Поэтому величиной  $\varphi_{\text{воз}}$  в правой части равенства можно пренебречь.

2. Вероятность рекомбинации в основном характерна только для очень медленных электронов с энергией  $\xi \ll \hbar\omega$ , поэтому величиной  $\varphi_{\text{рек}}$  в правой части равенства также можно пренебречь, чтобы учесть ее после решения кинетического уравнения.

В результате этих упрощений кинетическое уравнение принимает вид

$$eE \frac{\partial f(\xi\theta)}{\partial p_z} = \varphi_{\text{расс}} + \varphi_{\text{ион}}. \quad (4.7)$$

Если при увеличении напряженности поля эта функция распределения электронов сдвигается в сторону высоких энергий, то стационарный режим электропроводности становится невозможным, концентрация свободных электронов будет возрастать и наступит пробой диэлектрика. Однако и этот, относительно простой, критерий пробоя, не позволяет легко решить данное кинетическое уравнение, т.е. определить величину  $E_{\text{пр}}$ . В качестве приема, упрощающего решение этого

уравнения, Чуенков использует разбиение энергетического спектра электронов на три области (группы), для каждой из которых это уравнение может быть подвергнуто дальнейшему упрощению. Чуенков рассматривает следующие три области, удовлетворяющие следующим неравенствам:

$$1. \hbar\omega \leq \xi \leq \xi''; \quad (4.8)$$

$$2. \xi'' \leq \xi \leq I; \quad (4.9)$$

$$3. \xi \geq I. \quad (4.10)$$

Здесь  $\xi''$  – величина энергии электрона, обладая которой или при  $\xi > \xi''$  электрон при столкновении с колебаниями решетки уже не может изменить направление своего движения на обратное.

В связи с этим в первой области энергий ( $\hbar\omega \leq \xi \leq \xi''$ ) наблюдается в основном рассеивание электронов на колебаниях решетки. В эту же область энергий попадают и электроны, образованные при ударной ионизации (при ударной ионизации вместо одного быстрого электрона получаются два медленных). При этом Чуенков учитывает не только рассеивание на оптических колебаниях, но и на коротковолновых акустических колебаниях для случая появления быстрых электронов.

Вследствие малого времени релаксации электрическое поле в этой области практически не оказывает влияния на функцию распределения. Поэтому при решении кинетического уравнения можно ограничиться первыми двумя членами разложения.

Во второй области энергий ( $\xi'' \leq \xi \leq I$ ) преобладают электроныдвигающиеся под малыми углами к направлению поля. Поэтому электрическое поле не оказывает существенного влияния на изменение функции распределения электронов. С учетом этого функция распределения принимает вид

$$eE \frac{\partial f(\xi, \theta)}{\partial P_z} = 0. \quad (4.11)$$

В третьей области энергий ( $\xi \geq I$ ) рассеиванием электронов на колебаниях решетки можно пренебречь. Здесь учитывается только влияние напряженности электрического поля и ионизационные столкновения. В соответствии с этим кинетическое уравнение имеет вид

$$eE \frac{\partial(\xi, \theta)}{\partial P_z} = -\beta N \theta(\xi) \nu F(\xi, \theta). \quad (4.12)$$

Здесь  $N$  – число ионов в единице объема;  $\beta$  – число электронов, находящихся на внешней валентной оболочке ионизируемого иона;  $v$  – скорость электрона;  $\theta = S(\xi - I)$  – эффективное сечение ионизации.

Полученные таким образом три функции распределения электронов для трех областей сшиваются Чуенковым по методу Коши, т.е. с соблюдением условий непрерывности функции на границах областей. Сшитая функция распределения электронов содержит лишь две постоянных интегрирования, одна из которых нормировочная.

В случае стационарного состояния электропроводности число электронов, переходящих из первой области во вторую, равно числу электронов, переходящих из второй области в третью, и следовательно, равно числу ионизаций. Судьба вторичных электронов, образовавшихся в результате ударной ионизации, зависит от их энергии. Если их энергия меньше равновесной энергии  $\xi_p$ , при которой наблюдается равновесие между приобретаемой  $A$  и теряемой  $B$  энергией ( $A=B$ ) при данной напряженности поля, то такие электроны частично будут тормозиться решеткой и пополнять 1 и 2 области, а частично рекомбинировать. Если их энергия будет больше энергии  $\xi_p$ , то они будут ускоряться электрическим полем. Если после ионизации больше половины электронов обладают энергией  $\xi < \xi_p$ , то будет иметь место стационарная электропроводность. Если же будет иметь место обратное, т.е.  $\xi > \xi_p$ , то процесс умножения электронов будет нарастающим, что, в конце концов, приведет к пробоям. Учитывая это, Чуенков вводит понятие о дополнительной энергии  $\xi_{1/2}$ . Иными словами, половина электронов после ионизации обладает энергией выше  $\xi_{1/2}$ , а другая половина – меньше  $\xi_{1/2}$ . Естественно, что при условии  $\xi_{1/2} < \xi_p$  имеет место стационарное состояние, а при условии  $\xi_{1/2} > \xi_p$  стационарный режим электропроводности нарушается и наступает пробой диэлектрика. Таким образом, условием пробоя будет являться равенство

$$\xi_{1/2}(E_{np}) = \xi_p(E_{np}). \quad (4.13)$$

Исходя из этого критерия можно определить электрическую прочность

$$\xi_{1/2} = 0.589 \sqrt{\frac{eE}{\beta NS}}, \quad (4.14)$$

где  $N$  – плотность ионов;  $\beta$  – число электронов на внешней оболочке ионизируемого иона;  $S$  – параметр, определяемый через эффективное сечение ионизации.

Основной трудностью при определении  $\xi_{1/2}$  явилось отсутствие данных о сечении ионизации. Чуенков принимает, что, как и в случае ионизации газовых молекул, сечение ионизации пропорционально разности энергий электрона и энергии ионизации, т.е.  $Q = S(\xi - W_u)$ . Зная функцию распределения, можно также найти и величину  $\xi_p$ , которая связывает равенство  $A(E, \xi_p) = B(\xi_p)$ .

Так, если обе величины  $\xi_{1/2}$  и  $\xi_p$  являются функцией от напряженности поля  $E$ , то точка пересечения этих графиков дает возможность определить значение  $E_{np}$ .

Следует отметить, что теория Чуенкова не рассматривает следующие вопросы:

1. Он не вычисляет значение  $E_{np}$ , а, наоборот, по данным эксперимента определяет величины  $\xi_{1/2}$  и  $\xi_p$ .
2. Не рассматривается зависимость  $E_{np}$  от толщины диэлектрика.
3. Не учитывается влияние электронов, образовавшихся в результате эмиссии с катода, и, соответственно, самого материала катода.
4. При рассмотрении функции распределения электронов не учитывается торможение электронов на различных дефектах решетки, которые могут оказывать влияние на движение электронов.

#### 4.3. Некоторые замечания по теориям пробоя, основанных на рассмотрении механизма ударной ионизации электронами

Основным недостатком рассмотренных теорий, полагающих в основу механизм ударной ионизации электронами, следует считать то, что собственно механизм пробоя в этих теориях не рассматривается. Напряженность поля при этом отождествляется с напряженностью поля, при которой либо начинает осуществляться ударная ионизация (критерий Хиппеля, Фрелиха), либо число ионизации начинает превышать число рекомбинаций (теории, основанные на решении кинетического уравнения). Такое отождествление приемлемо для случая пробоя полупроводников, в которых образованные в результате ударной ионизации дырки имеют высокую подвижность и могут производить ударную ионизацию, вызывая тем самым раскачивание электронного тока. В твердых диэлектриках подвижность дырок значительно меньше подвижности электронов, и число ионизаций, производимых дырками, не учитывается. Поэтому в твердых диэлектриках, по всей вероятности, развиваются электронные лавины, которые, как будет показано ниже, могут вызвать зарождение стримеров. По указанным соображениям

вышеназванные теории нельзя признать теориями пробоя, и они скорее могут быть названы теориями ударной ионизации в твердых диэлектриках. Поэтому важнейшей задачей в развитии учения об электрическом пробое твердых диэлектриков следует считать разработку теории, рассматривающей развитие разряда в твердых диэлектриках в пространстве и во времени.

Все сказанное, безусловно, не означает, что рассмотренные выше теории не имеют никакой ценности. Очень важно, что эти теории могут установить зависимость коэффициента ударной ионизации электронами от напряженности поля  $\alpha = f(E)$  с учетом различных факторов (рассеяние, рекомбинация, ускорение, ионизация). Правильную зависимость  $\alpha = f(E)$ , естественно, могут дать теории, основанные на решении кинетического уравнения. Также следует отметить, что в существующих теориях различные дефекты структуры рассматриваются постольку, поскольку они влияют на захват электронов. Однако, дефекты структуры (примеси, вакансии, дислокации) могут не только вызывать рассеивание электронов, но и могут также облегчать их ускорение. Эти аспекты пока что отсутствуют в теориях.

В связи с соображением о том, что теории, основанные на решении кинетического уравнения, могут, в принципе, указать правильную зависимость  $\alpha = f(E)$ , следует считать, что эти теории могут предсказать правильную качественную зависимость  $E_{np}$  от тех факторов, которые влияют и на  $\alpha = f(E)$  (например, зависимость от температуры, кристаллографической направленности).

Однако эти теории не могут предсказывать зависимость  $E_{np}$  от таких факторов, как время воздействия напряжения и толщина диэлектрика, т.к. они не рассматривают развитие разряда в пространстве и времени.



## **Глава 5. Экспериментальные данные, укладываемые в представления о пробое твердых диэлектриков ударной ионизацией электронами**

В настоящее время накопилось достаточно экспериментальных фактов, укладываемых в представления об электрическом пробое твердых диэлектриков вследствие механизма ударной ионизации электронами. К таким фактам относятся наличие электронных токов в сильных электрических полях, высокая скорость развития разряда, его кристаллографическая направленность, особенности пробоя в однородном и неоднородном электрическом поле и др. Рассмотрим некоторые из этих данных, т.к. ограниченность объема данного пособия не позволяет рассмотреть их подробно.

### **5.1. Стадии пробоя твердых диэлектриков**

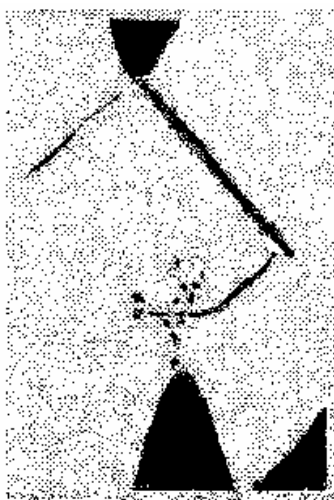
В 1932 г. Б.М. Вулом было сформулировано определение стадий пробоя твердых диэлектриков. Согласно этому определению следует различать стадию потери диэлектриком электрической прочности и стадию разрушения. Стадия разрушения автоматически следует за стадией потери электрической прочности. Такое разделение процесса электрического пробоя на две стадии было полезно в методологическом отношении, поскольку оно показывало, что основное внимание в первую очередь должно быть уделено изучению стадии потери электрической прочности. Рассмотренные выше теории ЭПТД относятся именно к стадии потери электрической прочности.

Последующие экспериментальные исследования позволили получить более полные представления о стадиях пробоя твердых диэлектриков, которые можно подразделить на стадию формирования разряда, стадию завершения разряда и послепробойную стадию. Каждая из этих стадий характеризуется специфическими электрическими, оптическими, тепловыми и механическими процессами.

Наблюдение каналов неполных разрядов, оптическая регистрация развивающегося разряда показывают, что в стадии формирования разряда имеет место продвижение светящихся разрядов с одного электрода к другому, или с двух электродов навстречу друг другу (в случае электродов острие-острие). Если напряжение, приложенное к образцу, прервать, то в щелочно-галоидном кристалле наблюдаются каналы неполных пробоев.

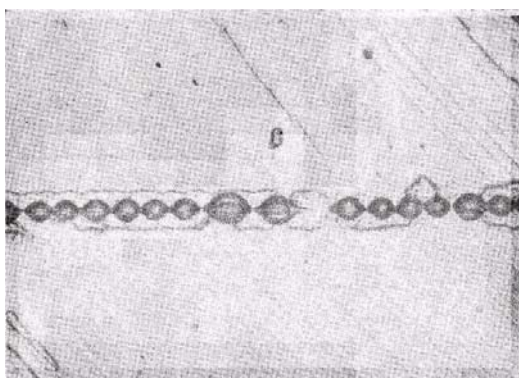
Экспериментаторы отмечают, что после переключения электродов развивающимся разрядом проходит еще 5 нс, прежде чем начинается спад напряжения на образце. В случае развития разряда с обоих электродов

тродов в месте встречи каналов разряда наблюдается наибольшее разрушение (рис. 5.1).



**Рис. 5.1.** Канал пробоя в каменной соли, электроды острие–острие

перпендикулярном к каналу разряда направлении (от канала разряда, развивающегося с отрицательного острия, к каналу разряда, развивающегося с положительного электрода-острия). По спектру это свечение примерно совпадает со свечением, которое наблюдается в тонких слоях (см. ниже). Поэтому можно считать, что в области диэлектрика, значительно превосходящей канал развивающегося разряда, имеется избыточный заряд того же знака, что и потенциал электрода, с которого развивается разряд.



**Рис. 5.2.** Канал неполного пробоя в каменной соли

Поскольку головка развивающегося разряда несет заряд того же знака, что и потенциал электрода, с которого развивается разряд, то при встрече двух разрядов должна происходить быстрая рекомбинация зарядов, сопровождающаяся бурным выделением энергии и разрушением диэлектрика.

Н.М. Торбин, впервые наблюдая свечение развивающегося разряда в каменной соли, отмечает, что область свечения совпадает с каналом неполного пробоя, но значительно его превосходит. Края светящейся области излучают интенсивное синее свечение. Эти данные позволяют предполагать, что происходит движение электронов в

На рис. 5.2 показан при большом увеличении канал неполного пробоя в каменной соли. Видно, что в пустотелом канале имеются бусинки эллипсовидной формы, которые, видимо, получаются в результате остывания расплавленного канала разряда. Стадия формирования разряда по существу совпадает со стадией потери диэлектриком электрической прочности, по определению Б.М. Вула.

Процессы в стадии завершения

разряда зависят от выделяющейся в канале разряда энергии, которая определяется пробивным напряжением, мощностью источника напряжения и сопротивлением, включенным последовательно с образцом. Внешнее проявление этой стадии пробоя – разрушение образца твердого диэлектрика. Поэтому и в данном случае можно говорить о совпадении со стадией разрушения диэлектрика, по определению Б.М. Вула.

## 5.2. Развитие разряда в однородном и неоднородном полях в твердых диэлектриках

Как уже указывалось, А.Ф. Вальтер и Л.Д. Инге в 30-х годах наблюдали развитие каналов неполного пробоя в каменной соли. Подавая несколько импульсов напряжения на один и тот же образец, они обнаружили прорастание канала неполного пробоя. По этим данным они оценили скорость разряда, которая составила  $10^7$  см/с (если принять межэлектродное расстояние  $d = 1$  см), а время разряда –  $10^{-7}$  с. В этих опытах не использовался электронный осциллограф, поэтому форма импульса была неизвестна.

В конце 50-х и начале 60-х годов были проведены исследования развития разряда в ЩГК ( $NaCl$  и  $KCl$ ) М.А. Мельниковым и М.Н. Лисецкой на импульсном напряжении прямоугольной формы наносекундной длительности, которое подавалось с импульсного генератора, разработанного Г.А. Воробьевым и Г.А. Месяцем. Для регистрации импульсов применялись высокоскоростные осциллографы. После подачи на образец импульса ограниченной длительности образец просматривался под микроскопом и измерялась длина канала неполного пробоя, которая принималась за длину разряда  $l_p$ . На основе этих опытов М.А. Мельников и М.Н. Лисецкая установили, что при толщине образцов 0.6 мм и электродах полусфера-плоскость после подачи импульса напряжения один из образцов пробивался, а во втором наблюдался канал неполного пробоя. В случае оловянных электродов разряд развивался с анода по направлениям  $[110]$  и  $[111]$ . Редкие разряды с катода развивались по направлению  $[100]$ . Аналогичные опыты проводились на кристаллах  $NaCl$  толщиной  $0.2 \div 0.25$  мм с графитовыми электродами. По зависимости  $l_p = f(t)$  ( $l_p$  – длина разряда,  $t$  – время воздействия напряжения) определялась скорость развития разряда с катода, которая составила  $5 \cdot 10^5$  см/с. Разряд с катода достигал некоторой максимальной длины  $l_p < d$ , после чего следовал пробой. Изредка удавалось зафиксировать встречные разряды с анода. Редкость наблюдения этих разрядов указывала на их большую скорость развития. И дей-

ствительно, скорость их развития составляла ориентировочно  $5 \cdot 10^6$  см/с при напряженности поля, равной  $1.3 \cdot 10^8$  В/м.

Позднее подобные опыты были проведены Ю.Н. Вершининым и его сотрудниками в г. Новосибирске при использовании электронно-оптического преобразователя (ЭОП), который позволял регистрировать разряд по свечению. При этом оказалось, что ЭОП отмечает не непрерывную световую линию разряда, а чередование видимых и невидимых участков. Видимые участки характеризуются яркими вспышками с диаметром, в несколько раз превышающим диаметр канала неполного пробоя (разряда). Они предположили, что видимые участки канала – это расплавленные участки, образующиеся в результате выделения большой энергии, а невидимые участки – это те, в которых происходит ускорение электронов.

В случае неоднородного поля разряд начинается с электрода-острия. Средние скорости развития разряда с отрицательного острия имели порядок  $10^5$  см/с, а с положительного острия – около  $10^6$  см/с. В системе электродов острие–острие, разряд с положительного острия более длинный, что согласуется с соотношением скоростей развития разряда с катода и анода.

Такой характер развития разряда можно объяснить тем, что развивающийся с электрода-острия разряд, природа которого зависит от полярности электрода-острия, доходит до точки диэлектрика, где напряженность поля недостаточна для дальнейшего развития разряда, и разряд обрывается. На окончании разряда остается заряд того же знака, что и полярность электрода-острия. Последующие разряды, идущие по пути первого, ведут к накоплению заряда и усилению поля, создаваемого этим зарядом. При критическом значении напряженности этого поля происходит разряд по всем направлениям и получается световая вспышка. Накопление заряда с последующими разрядами наблюдается не только в данном случае. Например, облучение твердых диэлектриков интенсивными пучками быстрых электронов также приводит в конечном итоге к электрическим разрядам.

Высокая скорость разряда, развивающегося с положительного электрода-острия или плоскости, а также наблюдение свечения в очень сильных электрических полях дает основание считать, что разряд с анода в твердых диэлектриках является аналогом положительного стримера в газах. Применительно к щелочно-галогидным кристаллам, которые наиболее изучены из всех твердых диэлектриков, развитие положительного стримера в однородном поле представляется следующим. Движение электронной лавины сопровождается ударной ионизацией, излучением света. В ионном кристалле в первую очередь ионизируются анионы (например, в кристалле *NaCl* ионизируются ионы

хлора), а окружающие катионы создают избыточный положительный заряд. В ионном кристалле имеется значительная концентрация электронных ловушек. В частности, электронными ловушками являются анионные вакансии, которые, захватив электрон, превращаются в  $F$ -центры. Поэтому часть медленных электронов, например появившихся после акта ударной ионизации, захватываются ловушками. Излучение электронной лавины вызывает освобождение электронов из ловушек, и такие электроны, как и в случае пробоя газов, могут быть названы фотоэлектронами. Излучение лавины, достигшей анода, вызывает появление фотоэлектронов, которые начинают развитие положительного стримера. Если это принять, то напряженность поля положительного объемного заряда, оставшегося у анода после ухода лавины, может быть определена:

$$E_1 = kE_{cp} = \frac{qe^{d/\lambda_u}}{4\pi\epsilon\lambda_u^2}, \quad (5.1)$$

где  $\lambda_u = 1/\alpha$  – ионизационная длина;

$\alpha$  – коэффициент ударной ионизации электронами;

$e^{d/\lambda_u}$  – число электронов в лавине, достигшей анода;

$\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость (для  $NaCl$   $\epsilon = 5.6$ ).

### 5.3. Эффект полярности при пробое в неоднородном электрическом поле

Многочисленные исследования показали, что при пробое твердых диэлектриков в системе электродов острие – плоскость, если устранено влияние краевых разрядов, получается более высокое пробивное напряжение при отрицательной полярности электрода-острия. Подобный же эффект полярности наблюдается при пробое газов и объясняется влиянием положительного объемного заряда, образующегося около электрода-острия в результате ударной ионизации электронами. Этот объемный заряд при отрицательной полярности электрода-острия ослабляет электрическое поле по направлению ко второму электроду и затрудняет развитие разряда. При положительной полярности острия, образующийся положительный объемный заряд напротив усиливает поле у острия и способствует прорастанию разряда. Таким образом, наблюдаемый эффект полярности при пробое твердых диэлектриков также указывает, что электрический пробой твердых диэлектриков связан с ударной ионизацией электронами.

#### 5.4. Влияние материала электродов на пробой твердых диэлектриков

С точки зрения развития ударной ионизации электронами влияние материала электродов на электрическую прочность твердых диэлектриков имеет большое значение, поэтому изучалось с начала 30-х годов многими исследователями. Было установлено, что электрическая прочность твердых диэлектриков практически не зависит от материала электродов, в качестве которого использовались различные металлы, графит, электронный и ионный заряды.

Однако впоследствии для щелочно-галогенидных кристаллов удалось показать, что при электролитовых электродах электрическая прочность значительно выше, чем при металлических электродах. Для сравнительно толстых слоев ( $d \approx 100$  мкм) электрическая прочность определяется материалом катода и не зависит от материала анода, что иллюстрируют данные, табл. 5.1 (каменная соль,  $d = 100$  мкм).

Таблица 5.1

Материал электродов		$E_{пр}$ , МВ/см
катод	анод	
Электролит	Электролит,	2.13
	графит	2.2
Графит	Электролит,	1.63
	графит	1.66

И.С. Пикаловой с помощью электронно-микроскопических исследований было показано, что после растворения поверхности каменной соли электролитом на ней обнаруживаются углубления до  $800\text{\AA}$  прямоугольной или треугольной формы. При нанесении на поверхность электрода из металла или графита эти углубления являются микровыступами, на отдельных частях которых, обладающих большой кривизной, т.е. на микроостриях, может быть значительное усиление поля по сравнению со средним. В случае катода с этих микровыступов имеет место усиленная эмиссия электронов, облегчающая формирование разряда.

При помещении на поверхность кристалла электролита можно предполагать образование промежуточного слоя между электролитом и кристаллом. Этот слой сглаживает неровности на поверхности кристалла, и поэтому не создаются на поверхности катода локальные поля с большой напряженностью. При толщине слоя в несколько микрон уже влияет и материал анода. При металлическом или графитовом аноде  $E_{пр}$  ниже, чем при электролитовом.

В отношении механизма пробоя щелочно-галогидных кристаллов с металлическим или графитовым катодом можно также сказать, что если экстраполировать зависимость  $\alpha = f(E)$  к значению  $E=1.5 \cdot 10^8$  В/м, которое характеризует электрическую прочность каменной соли с графитовым (металлическим) катодом толщиной  $d=0.1$  мм, то получается значение  $\alpha d = 1.47$ , тогда как при лавинно-стримерном пробое при этой толщине  $\alpha d = 20$ . Отсюда ясно, что пробой с графитового (металлического) катода не развивается в виде одиночной лавины, поскольку размножение электронов за счет ударной ионизации невелико.

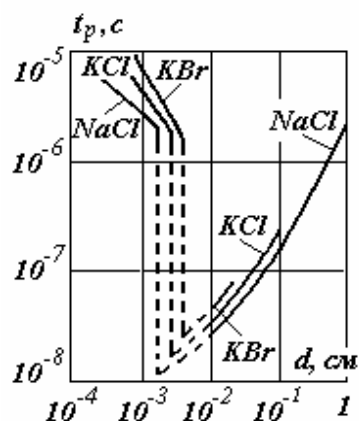
Поэтому необходимо учесть значительное усиление электрического поля у края выступа (микроострия), находящегося на поверхности катода. В этом месте одновременно разыгрываются несколько процессов: эмиссия электронов, их размножение за счет ударной ионизации; образование отрицательного объемного заряда за счет захвата электронов, что снижает напряженность поля около микроострия и, следовательно, плотность тока эмиссии с него; разогрев диэлектрика протекающим током и др.

При достаточно большой плотности тока часть кристалла, прилегающая к микроострию, плавится и ее электропроводность резко возрастает. Поэтому расплавленная часть кристалла является как бы продолжением выступа, и с нее развиваются те же процессы, которые до этого развивались с микроострия, расположенного на катоде. Далее этот процесс продолжается, и канал разряда продвигается к аноду. Описанный механизм формирования разряда может быть назван *электронно-термическим*. Аналогичный механизм разряда имеет место при пробое диэлектрических пленок, который будет более подробно обсуждаться ниже.

### **5.5. Зависимость времени разряда от толщины диэлектрика. Формирование многолавино-стримерного механизма разряда**

Исследование времени разряда в некоторых твердых диэлектриках (щелочно-галогидные кристаллы, органическое стекло) в условиях однородного поля показало интересную зависимость  $t_p$  от толщины диэлектрика  $d$ , которую иллюстрирует рис. 5.3. В области малых толщин порядка  $\sim 10^{-3}$  см и менее  $t_p$  составляет несколько мкс и уменьшается с увеличением  $d$ . При некотором значении  $d=d_{кр}$  величина  $t_p$  уменьшается на 2÷3 порядка, после чего возрастает с увеличением  $d$ . Величина  $d_{кр}$  зависит от диэлектрика и перенапряжения, уменьшаясь с возрастанием последнего. Для каменной соли при перенапряжении  $\beta = 1.05 \div 1.07$   $d_{кр} = 30 \div 35$  мкм.

Вопрос о зависимости  $t_p$  от толщины диэлектрика обсуждал известный теоретик Зейтц еще в 1949 г. Согласно его теории, при  $d=1$  см число электронов в лавине достигает величины  $n_p = 2^{ad} = 2^{40}$ , если принять, что каждый электрон в лавине передает иону кристалла энергию 10 эВ. С уменьшением  $d$  число электронов в лавине уменьшается, и уже не первая, а вторая, третья и т.д. вызывает разрушение диэлектрика. Таким образом, время разряда, которое все более является статистическим, должно плавно возрастать с уменьшением  $d$ , что не соответствует рис. 5.3.



**Рис. 5.3.** Зависимость времени разряда в кристаллах  $NaCl$ ,  $KCl$ ,  $KBr$  от толщины

Из теории Зейтца также следовало, что чем больше площадь электродов, тем больше вероятность создания в диэлектрике разрушающей электронной лавины, тем меньше должно быть время разряда, т.е. время разряда также должно плавно расти с уменьшением  $s$ . Это также противоречит данным эксперимента. Так, при испытании двух партий образцов толщиной 10 мкм при диаметре электродов 0.45 мм и 1.2 мм время разряда в первом случае составило 5.5 мкс, а во втором — 5 мкс, т.е. практически не изменилось. Поэтому было дано другое объяснение, отличное от теории Зейтца.

По приближенным оценкам с учетом зависимости  $E_{np} = f(d)$  величина  $\varepsilon_{\infty}$  уменьшается с уменьшением  $d$ . Поэтому с уменьшением  $d$ , чтобы у анода могли создаться условия для зарождения стримера, необходима не одна, а две, три, т.е. несколько электронных лавин. Такой разряд получил название многолавино-стримерного. Образцы, пробиваемые по закономерности однолавино-стримерного разряда, были названы «толстыми», а образцы, пробиваемые по закономерностям многолавино-стримерного разряда, были названы «тонкими». С увеличением перенапряжения возрастает напряженность приложенного поля и как бы возрастает число «толстых» образцов и уменьшается число «тонких» образцов. Такая классификация слоев, имеющая ясный физический смысл, является условной. Один и тот же образец при малом перенапряжении пробивается как «тонкий», а при большом перенапряжении, когда одна электронная лавина оказывается достаточной для зарождения стримера, пробивается как «толстый».



В случае многолавино-стримерного механизма формирования разряда с учетом ранее сделанных замечаний можно записать:

$$E_1 = kE_{cp} = \frac{qn_{\Sigma}}{4\pi\epsilon\lambda_u^2}, \quad (5.2)$$

где  $n_{\Sigma}$  – суммарный (от нескольких лавин) объемный положительный заряд, необходимый для зарождения стримера.

Величина  $n_{\Sigma}$  определяется из равенства приходящих электронов (столько же ионизированных ионов) с лавинами на площадку  $\Delta S$ , где зарождается положительный стример, и убылью заряженных частиц вследствие рекомбинации. В работах А.А. Воробьева и Г.А. Воробьева было показано, что площадка на аноде  $\Delta S$ , где зарождается стример, оказалась примерно равной  $\lambda_u^2$ .

Прибыль электронов на площадку  $\Delta S$  за время  $dt$ :

$$dn_1 = \lambda_u^2 \nu_o e^{d/\lambda_u} dt, \quad (5.3)$$

где  $\nu_o$  – число электронов, выходящих с 1 см<sup>2</sup> катода в 1 с.

Убыль числа ионизированных частиц вблизи анода в объеме с площадью  $\Delta S$

$$dn_2 = \gamma n^2 dt, \quad (5.4)$$

где  $n$  – число ионизированных частиц;

$\gamma$  – коэффициент рекомбинации.

Общая прибыль ионизированных частиц

$$dn = dn_1 - dn_2 = (a - \gamma n^2) dt, \quad (5.5)$$

где  $a = \lambda_u^2 \nu_o e^{d/\lambda_u}$ .

После разделения переменных имеем

$$dt = \frac{dn}{a - \gamma n^2}. \quad (5.6)$$

После интегрирования получается

$$t = \frac{1}{e^{\alpha\gamma}} \ln \frac{\alpha + n}{\alpha - n}, \quad (5.7)$$

где  $\alpha = \sqrt{\frac{a}{\gamma}}$ .

Подставляя последнее выражение в уравнение 5.2, получаем

$$E_1 = kE_{cp} = \frac{q \sqrt{\frac{\nu_o}{\gamma}} e^{d/\lambda_u}}{4\pi\epsilon\lambda_u^2} \cdot \frac{\exp 2\alpha\gamma t - 1}{\exp 2\alpha\gamma t + 1}. \quad (5.8)$$

В случае статического пробоя, т.е. при  $t = \infty$ ,

$$E_{cm} = \frac{q \sqrt{\frac{\nu_o}{\gamma}} \cdot e^{d/\lambda_u}}{4\pi k \varepsilon \lambda_u^2}. \quad (5.9)$$

Импульсный пробой происходит при некотором перенапряжении  $\beta = E_{np} / E_{cm}$ , тогда время разряда

$$t_p = \frac{e^{-d/\lambda_u}}{4\pi \lambda_u \sqrt{\nu_o \gamma}} \ln \frac{b e^{d/2\lambda_u} + k\beta E_{cm}}{b e^{d/2\lambda_u} - k\beta E_{cm}}, \quad (5.10)$$

$$\text{где } b = \frac{q}{4\pi \varepsilon \lambda_u} \sqrt{\frac{\nu_o}{\gamma}}.$$

Близкой к теории многолавино-стримерного разряда оказалась теория О`Двайера (1980 г.), который критикует теорию Зейтца за то, что в лавине может быть  $2^{40}$  электронов. Действительно, при отделении электронного заряда от положительного заряда ионизованных центров создавалось бы поле порядка  $10^{13}$  В/м, что невозможно. По теории О`Двайера ионизированные частицы движутся к катоду и усиливают поле у него. Когда напряженность поля между катодом и положительным объемным зарядом достигает значения  $E_{np}$ , происходит пробой диэлектрика.

Время разряда, по теории О`Двайера, определяется:

$$t_p = \frac{d}{\mu_+ \cdot E_{np}}, \quad (5.11)$$

где  $\mu_+$  – подвижность ионизированных частиц, принимаемая равной  $10^{-8}$  см<sup>2</sup>/В·с.

Типичной зависимостью для многолавино-стримерного механизма формирования разряда является зависимость  $E_{np}$  от величины  $\nu_o$ . Чем больше выход электронов с катода, тем меньше может быть размер электронной лавины  $e^{d/\lambda_u}$ , чтобы накопился положительный объемный заряд у анода, необходимый для зарождения стримера. Уменьшение  $E_{np}$  с возрастанием  $\nu_o$  было подтверждено рядом экспериментов.

## Глава 6. Процессы, наблюдаемые в диэлектриках в области сверхсильных электрических полей

### 6.1. Электрическое упрочнение

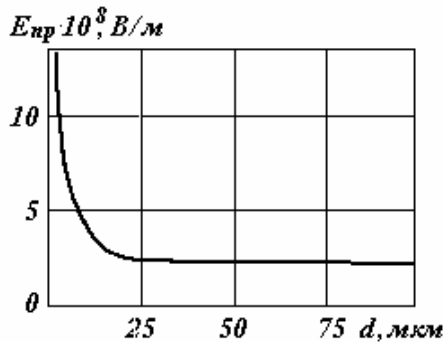


Рис. 6.1. Зависимость электрической прочности каменной соли от толщины

в таких неоднородных образцах пробой происходит по слабым местам в диэлектрике, что не позволяло обнаружить электрическое упрочнение.

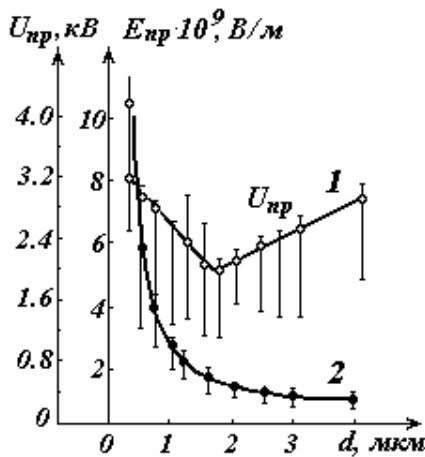


Рис. 6.2. Зависимость пробивного напряжения (1) и электрической прочности (2) каменной соли от толщины

Электрическое упрочнение, как уже указывалось, является необходимым следствием механизма пробоя вследствие ударной ионизации электронами. Предсказанное А.Ф. Иоффе электрическое упрочнение твердых диэлектриков не было в свое время экспериментально подтверждено, что было связано с трудностями получения образцов диэлектрика малой толщины, не имеющих слабых мест. Еще Александров и Золотарева [3] указывали, что в

В Томске под руководством Г.А. Воробьева были разработаны способы получения монокристаллических слоев щелочно-галогидных кристаллов толщиной до десятых долей микрона. Исследование пробоя таких слоев позволило обнаружить наличие электрического упрочнения. Позднее электрическое упрочнение было обнаружено в органическом стекле, целлулоиде, полиэтилене, полистироле и других ТД. В качестве примера на рис. 6.1 и рис. 6.2 приведена зависимость  $E_{пр} = f(d)$  для каменной соли. При  $d=0.3$  мкм  $E_{пр}=10^{10}$  В/м, т.е. почти в 50 раз выше, чем при толщине 100 мкм.

Аналогичные данные были получены для кристаллов  $KCl$ ,  $KBr$ ,  $KJ$  [4].

Исследования пробоя тонких монокристаллических слоев  $NaCl$ ,  $KCl$ ,  $LiF$  также показали наличие минимума пробивного напряжения, что показано на рис. 6.2, в зависимости пробивного напряжения ка-

менной соли от толщины. Наличие минимума пробивного напряжения можно объяснить только с позиций механизма пробоя вследствие ударной ионизации электронами по аналогии с газами.

## 6.2. Электронные токи в микронных слоях ЩГК в сильных электрических полях

Исследование токов, протекающих в тонких слоях ЩГК в сильных и сверхсильных электрических полях, позволяет судить о наличии ударной ионизации в диэлектрике в процессе пробоя. Без решения этой основной проблемы (реализуются в ЩГК процессы ударной ионизации или нет) невозможно понимание физической картины электрического пробоя в ЩГК. Имеются теоретические и экспериментальные работы, в которых показано, что вплоть до пробоя размножения электронов не происходит и электрический пробой якобы проходит без участия процессов ударной ионизации. Эти работы поставили под сомнение само существование ударной ионизации в щелочно-галогенидных кристаллах. Однако анализ экспериментов и теоретических моделей показал, что при исследовании предпробойных токов принципиально не могло быть обнаружено ударное размножение электронов, так как исследовались

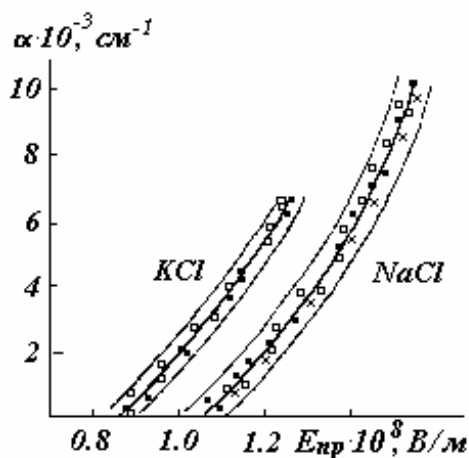


Рис. 6.3. Зависимость коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического поля для  $KCl$  и  $NaCl$

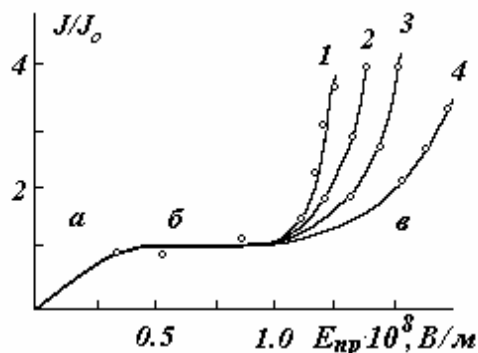


Рис. 6.4. Зависимости отношения тока через слой  $J$  к току насыщения  $J_0$  от напряженности электрического поля  $E$ , полученные в условиях принудительной инжекции электронов в слой диэлектрика для слоев  $NaCl$  различной толщины  $d$ , мкм: 1 – 6.5; 2 – 4.5; 3 – 3.2; 4 – 1.6

толстые образцы, в которых первая же лавина электронов приводит образец к пробоя. Что касается теоретических расчетов строения энергетических зон ЩГК, то они были проведены для случая слабых электрических полей и содержали ряд допущений, состоятельность которых требовала тщательных экспериментальных исследований.

Советскому исследователю В.И. Пружининой-Грановской еще в 1938 г. впервые удалось наблюдать электронные токи в слюде в поле  $1 \cdot 10^8$  В/м, т.е. близком к пробивному. Затем А.В. Баранов и Г.А. Воробьев в 60-х годах в Томске наблюдали электронные токи в тонких слоях монокристаллов *KCl* и *KBr*. В настоящее время имеются данные исследований токов в тонкопленочных диэлектриках, которые также интерпретируются как электронные. При этом напряженность поля в таких диэлектриках имеет тот же порядок  $10^8$  В/м. В работах А.В. Баранова измерялись токи в микронных слоях ШГК на импульсном напряжении с использованием мостовой схемы, позволяющей компенсировать емкостной ток. Эти токи в кристаллах *KCl* и *KBr* оказались очень малыми (на уровне чувствительности схемы). В кристаллах *KCl* и *KBr* обнаружены импульсные токи, которые зависели от термической обработки кристалла. В отожженных кристаллах токи были на три порядка меньше, чем в закаленных. В импульсном режиме ток также уменьшается от импульса к импульсу.

С.Г. Еханин использовал другую методику измерения токов. На катодную поверхность напылялся полупрозрачный слой металла, анодный электрод был электролитовый. С помощью электронной пушки электроны с энергией порядка 1 кэВ эмитировались через полупрозрачный электрод в диэлектрик. Путем ступенчатого повышения напряжения были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ), представленные на рис. 6.4. Эти ВАХ напоминали характеристики разряда в газах. Участок *a* напоминает участок, где реализуется закон Ома, участок *б* – насыщение тока, *в* – возрастание тока за счет ударной ионизации. На это указывает и зависимость тока от толщины диэлектрика *d*. С ростом *d* возрастает и ток. На основании третьего участка получена зависимость коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического поля в кристаллах *NaCl* и *KCl* (рис. 6.3).

Следует отметить, что коэффициент ударной ионизации в ШГК на два-три порядка выше, чем в газах. При полях, близких к пробивным, значение  $\alpha \approx 10^4$  см<sup>-1</sup>. Если в диэлектрике имеются горячие электроны, способные к ударной ионизации, то можно ожидать эмиссию электронов из диэлектрика в вакуум. Проведенные С.Г. Еханиным эксперименты показали, что действительно при создании в тонком слое ШГК сверхсильного электрического поля наблюдается эмиссия электронов через полупрозрачный анодный металлический электрод, нанесенный на слой диэлектрика напылением. Импульсы тока, протекающего через диэлектрик, и эмитированного тока в вакуум через анод были пропорциональны. Интенсивность и длительность импульса эмитированного тока определяются величиной и длительностью приложенного к слою напряжения. Послеэмиссия отсутствует. Средняя энергия эмитирован-

ных электронов составляет  $5\div 6$  эВ, а хвост энергетического распределения уходит в область энергий, значения которых больше 10 эВ. Следует отметить, что коэффициент пропорциональности между эмиссионным и сквозным токами увеличивается при уменьшении толщины диэлектрического слоя, что доказывает связь эмиссионного тока с процессами в объеме диэлектрика, а не на анодном электроде.

Таким образом, экспериментальные факты показывают, что в вакуум эмитируются через анодную поверхность электроны, разогретые в зоне проводимости ЩГК сверхсильным электрическим полем, и позволяют заключить, что в ЩГК электроны могут ускоряться полем до энергий, достаточных для ударной ионизации.

### 6.3. Свечение в микронных слоях ЩГК

А. Воробьев и И.С. Пикалова впервые наблюдали свечение в слое каменной соли на постоянном напряжении, что было редким явлением, а И.С. Пикалова и Н.С. Несмелов наблюдали регулярно возникающее свечение в микронных слоях ЩГК при воздействии переменного напряжения частотой от сотен герц до нескольких килогерц в кристаллах *NaCl*, *KCl*, *KBr*, *NaBr* и *LiF*. На рис. 6.5 показана микрофотография свечения тонкого слоя каменной соли (светлая вертикальная полоса между темными лунками, заполненными электролитом).



Рис. 6.5. Микрофотография свечения монокристаллического слоя *NaCl* с электролитовыми электродами



Рис. 6.6. Микрофотография свечения монокристаллического слоя *NaCl* с плазменными электродами

С.Г. Еханиным и Н.С. Несмеловым предложено устройство, когда к образцу присоединялись изолирующие трубки. В трубки вводились металлические электроды в виде иглы, не касавшиеся электродной поверхности. При приложении напряжения к металлическим электродам в трубках и лунках образца зажигался тлеющий разряд, и напряжение прикладывалось к тонкому слою диэлектрика, который при этом также светился, но спектр свечения слоя отличался от спектра свечения разряда в газе и соответствовал спектру свечения кристалла.

На рис. 6.6. показана микрофотография свечения, когда в качестве электродов использовался тлеющий разряд в воздухе. На рисунке видно свечение тлеющего разряда в лунках, а в центре микрофотографии – свечение диэлектрического слоя (поперечная светящаяся полоса). Исследование спектров свечения в кристаллах  $NaCl$ ,  $KCl$ ,  $KBr$  и  $NaBr$  показало их малое расхождение, причем при одинаковом галоиде спектры свечения почти не различаются, имеют голубоватый цвет и уходят в область ближнего ультрафиолета (рис. 6.7).

Оказалось, что интенсивность свечения возрастает с увеличением протекающего тока и начало свечения совпадает с началом протекания электронного тока в образце. То, что спектр излучения не зависит от

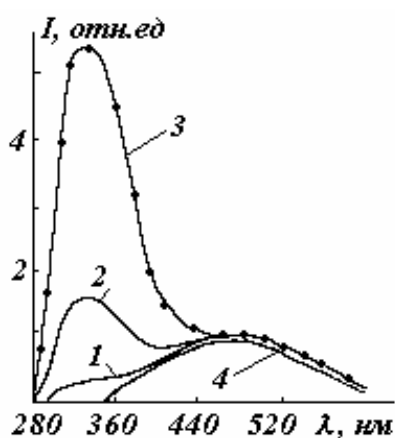


Рис. 6.7. Спектр свечения электролюминесценции  $KBr - Tl$  при различной концентрации примеси, моль %:  
 1 –  $4.3 \cdot 10^{-4}$ ; 2 –  $5.8 \cdot 10^{-3}$ ;  
 3 –  $1.6 \cdot 10^{-2}$ ;  
 4 – чистый кристалл  $KBr$

плотности электронного тока, указывает на люминесцентный характер излучения. Сравнение полученных спектров излучения со спектрами фотолюминесценции позволяет связывать наблюдаемое свечение аннигиляцией возбужденного состояния анионов с вакансией.

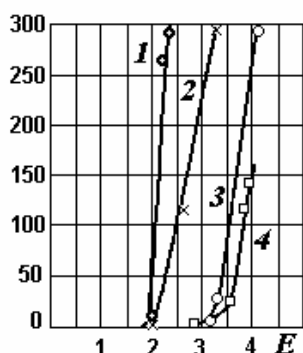
Рекомбинационные процессы в слое ЩГК, находящемся в сверхсильном электрическом поле, маловероятны. Однако, как было показано, электрическое поле в светящемся слое ЩГК распределено неравномерно. Наибольшую напряженность электрическое поле имеет вблизи катода, где происходит эмиссия электронов. Положительный

объемный заряд, обусловленный процессами ударной ионизации электронами кристаллической решетки, расположен в прианодной области слоя, там, где напряженность электрического поля наименьшая. По-видимому, в прианодной области вероятность рекомбинационных процессов выше, чем в остальной части слоя. Спектр свечения активированных ЩГК имеет 2 полосы: одну, совпадающую с излучением неактивированных кристаллов, и другую – в области ультрафиолета, совпадающую со спектром примесного излучения при фотолюминесценции.

Это указывает на то, что разогретые полем электроны возбуждают активаторные центры свечения, что позволяет судить об энергии быстрых электронов. Например, в кристаллофосфоре  $NaCl-Ag$ , возбуждение активаторных центров свечения наблюдается при энергии фотонов (при фотолюминесценции) или «горячих» электронов при электролю-

минесценции в 6 эВ. Если есть такие электроны, то они могут ускориться полем и дальше и произвести ударную ионизацию, что и подтверждается энергетическими спектрами электронов, эмитированных через полупрозрачный металлический анодный электрод в вакуум. Было показано, что яркость свечения с увеличением концентрации активатора изменяется по нарастающей кривой с максимумом. Снижение квантового выхода свечения при росте концентрации активатора объясняется уменьшением энергии электронов за счет дополнительного рассеяния на активаторных центрах. Все эти экспериментальные факты также подтверждают наличие «горячих» электронов в ЩГК в сверхсильных электрических полях и протекание процессов ударного возбуждения и ионизации электронами.

#### 6.4. Дислокации и трещины в ЩГК перед пробоем



**Рис. 6.8.** Зависимость плотности возникающих дислокаций от напряженности поля при различной длительности импульса:

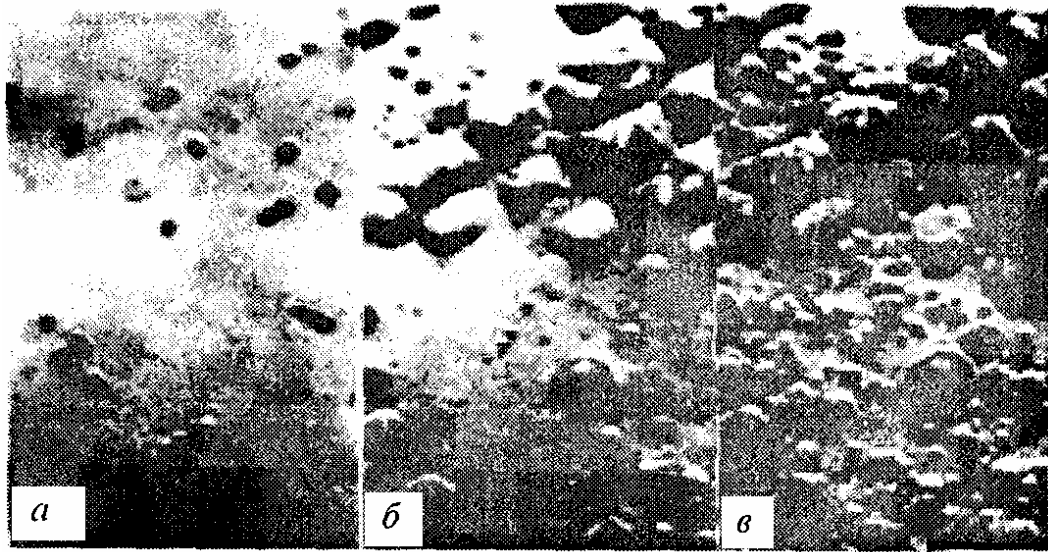
1 –  $\tau = 1000$  мкс, 2 –  $\tau = 500$  мкс,  
3 –  $\tau = 100$  мкс, 4 –  $\tau = 10$  мкс

При воздействии электрического поля в диэлектрике возникают механические напряжения. Некоторые ученые пытались определить появление дислокаций перед пробоем. Однако определенных результатов первоначально получено не было. Только с появлением технологии приготовления микронных слоев диэлектрика в ЩГК перед пробоем было обнаружено появление дислокаций. На рис. 6.9, б показаны микрофотографии ямок травления поверхности слоя *NaCl*. Видно, что после воздействия электрического поля появляются дополнительные дислокации.

Исследования изменения плотности дислокаций под действием электрического поля показали (рис. 6.8), что на изменение плотности дислокаций влияет не только время нахождения образца в электрическом поле, но и изменение направления поля. При периодическом изменении направления электрического поля (переполюсовка) интенсивность дефектообразования меньше, чем в измерениях с одной полярностью напряжения. Кроме того, было установлено, что с понижением температуры начало интенсивной генерации дислокаций смещается в область более сильных полей.



Анализ полученных результатов (смещение начала интенсивной генерации дислокаций в область более сильных полей с уменьшением времени воздействия поля и снижением температуры, а также при подаче на образец поочередно импульсов напряжения прямой и обратной полярности) позволяет сделать вывод, что генерация дислокаций в сильном электрическом поле обусловлена их движением под действием кулоновских сил (полевой механизм), т.е. под действием пондермоторной силы



**Рис. 6.9. Микрофотография поверхности тонкого слоя  $NaCl$  после травления:** *а* – до приложения электрического поля к слою; *б* – при напряженности электрического поля  $E = 3.2 \cdot 10^8$  В/м; *в* – при напряженности поля  $E = 3.6 \cdot 10^8$  В/м.

Длительность воздействия электрического поля  $\tau = 100$  мкс. Новым дислокациям соответствуют маленькие ямки травления

$$F = \frac{\varepsilon E^2}{2}. \quad (6.1)$$

С.Г. Еханин проанализировал более подробно механизм образования дислокаций в сверхсильном электрическом поле и показал, что образуются не только краевые, но и винтовые дислокации. Если исходить из представления о том, что любые дислокации вызывают разрыхление кристалла в каком-то направлении, то происходило бы расширение пробивного канала. Однако это не наблюдалось. Вместе с тем в кристаллах в сверхсильных полях было обнаружено развитие трещин, что, по-видимому, связано со слиянием дислокаций.

## Глава 7. Другие теории пробоя твердых диэлектриков

### 7.1. Связь электрической прочности щелочно-галогидных кристаллов с их характеристиками

В 1940 г. А.А. Воробьев обнаружил интересную закономерность: электрическая прочность щелочно-галогидных кристаллов прямо пропорциональна с небольшими отступлениями энергии кристаллической решетки, что показано на рис. 7.1.

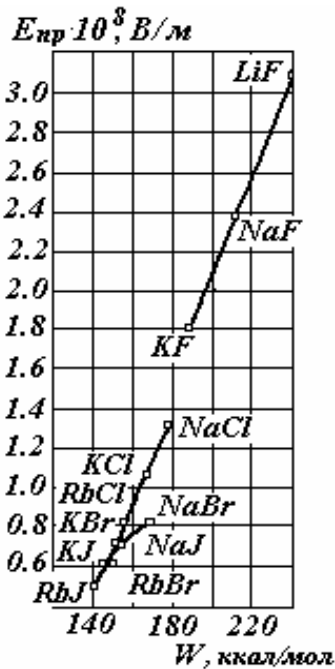


Рис. 7.1. Зависимость между электрической прочностью щелочно-галогидных кристаллов и их энергией решетки

Для вычисления энергии кристаллической решетки, приходящейся на пару ионов, используется формула

$$W_p = -\frac{\alpha_m z^2 q^2}{r_o} - \frac{C}{r_o^6} + B(r_o) + \frac{9}{4} h \nu_{осм}, \quad (7.1)$$

где  $W_1 = \frac{\alpha_m z^2 q^2}{r_o}$  – энергия электростатического притяжения ионов;

$W_2 = \frac{C}{r_o^6}$  – энергия дисперсионного взаимодействия;

$W_3 = B(r_o)$  – энергия отталкивания электронных оболочек ионов;

$W_4 = \frac{9}{4} h \nu_{осм}$  – энергия колебательного

движения при температуре 0 К;

$z$  – наименьшая валентность ионов;

$r_o$  – расстояние между ионами;

$\alpha_m$  – коэффициент Моделунга;

$\nu_{осм}$  – частота остаточных лучей.

Позднее А.А. Воробьев и Е.К. Завадовская в своих работах [14] проводили сопоставление электрической прочности щелочно-галогидных кристаллов с рядом их других характеристик. Оказалось, что имеется определенная корреляция между  $E_{пр}$  и составляющими энергии решетки. Например,  $E_{пр}$  пропорциональна величинам  $W_1$  и  $W_3$ . Оказалось также, что  $E_{пр}$  возрастает с уменьшением постоянной решетки, с повышением давления  $P$ , которое испытывает кристалл перед пробоем, с увеличением теплоты образования соединения в газообразном и твердом состояниях, с увеличением теплоты сублимации и изменением других характеристик кристаллов.

Исходя из пропорциональности между  $E_{np}$  и  $W_p$ , А.А. Воробьев и Е.К. Завадовская сделали попытку развить теорию пробоя, которая бы связывала эти величины.

Энергия, получаемая в 1 с электроном от поля,  $W_э = qE v_{др}$ .

Так как скорость дрейфа

$$v_{др} = a_{др} \tau = \frac{qE}{m} \tau \cdot qE, \quad (7.2)$$

$$\text{то } W'_э = \frac{q^2 E^2}{m} \tau, \quad (7.3)$$

где  $m$  – масса электрона;  $\tau$  – время свободного пробега электрона (от столкновения до столкновения).

Энергия, набираемая электроном на длине свободного пробега:

$$W = W'_э \tau = \frac{q^2 E^2}{m} \tau^2. \quad (7.4)$$

Авторы теории считают, что энергия  $W_э$  передается частицам кристаллической решетки и затрачивается на разрушение связи между ними, и поэтому  $W_э$  должна быть пропорциональна энергии решетки  $W_p$ . Поскольку  $E_{np}$  прямо пропорциональна  $W_p$ , то авторы заключают, что  $\tau \sim E_{np}^{-1/2}$ .

В связи с приведенной теорией и данными по корреляции между  $E_{np}$  и другими характеристиками кристаллов, можно сделать следующие замечания.

Во-первых, как указывалось выше, электрический пробой твердых диэлектриков в однородном поле, когда на катоде отсутствуют микро-острия, обусловлен ударной ионизацией электронами. Поэтому приведенная теория может объяснять не механизм пробоя твердого диэлектрика, а его разрушение электронным током, т.е. вторую стадию пробоя.

Во-вторых, теории электрического пробоя твердых диэлектриков и даже теории ударной ионизации не настолько развиты, чтобы понять вышеприведенные корреляции  $E_{np}$  с характеристиками щелочно-галогенидных кристаллов. А если исходить только из указанных корреляций, то можно предложить различные произвольные толкования пробоя, которые однако не будут соответствовать установленным фактам.

В-третьих, корреляция между  $E_{np}$  и другими характеристиками твердого диэлектрика безусловно имеет большое значение. Хотя эти корреляции не дают оснований судить о механизме пробоя, но они позволяют делать предсказания о величине  $E_{np}$  ранее неиспытанных на

пробой диэлектриков, если известна какая-либо их характеристика, по которой ведется коррелирование.

## 7.2. Энергетический анализ электрической прочности твердых диэлектриков по теории Ю.Н. Вершинина

Как было показано в работах А.А. Воробьева и Е.К. Завадовской [14], для щелочно-галоидных кристаллов имеется пропорциональность между их электрической прочностью и энергией кристаллической решетки. Это послужило толчком для энергетического анализа электрической прочности других диэлектриков. Поиски метода расчета электрической прочности таких диэлектриков привели Ю.Н. Вершинина к феноменологическому подходу, что в известной мере является шагом назад, как отмечает и сам автор. Однако меньшая строгость и эмпиричность положений феноменологической теории позволили Ю.Н. Вершинину предложить методику расчета электрической прочности для широкого круга электроизоляционных материалов, имеющих большое практическое применение.

Анализируя существующие эмпирические и полуэмпирические уравнения, описывающие электрическую прочность твердых диэлектриков, их можно разделить на два типа. Первые из них представляют собой аналитические выражения вольт-секундной характеристики, где переменной величиной является время воздействия напряжения.

К ним относится, например, формула А.В. Астафурова [9]

$$U_{np} = A \cdot \kappa \cdot \sqrt[4]{v_{0.5U} \cdot d^n}, \quad (7.5)$$

где  $U_{np}$  – пробивное напряжение;  $A$  – постоянная, зависящая от вероятности пробоя для данного материала;  $\kappa$  – коэффициент, учитывающий конфигурацию поля и полярность импульса;  $v_{0.5U}$  – скорость подъема напряжения в точке  $0.5U$ ;  $n$  – постоянный коэффициент.

Полуэмпирические уравнения второго типа позволяют вычислять электрическую прочность диэлектриков в зависимости от его структуры, энергетических и др. характеристик. Эти формулы справедливы чаще всего для какого-нибудь гомологического ряда. Так, например, для расчетов щелочно-галоидных соединений применяется формула Франца

$$E_{np} = 2.8 \cdot a_o^{-3} \text{ [МВ/см]}, \quad (7.6)$$

где  $a_o$  – межатомное расстояние.

Или формула А.А. Воробьева и Е.К. Завадовской [9, 14]:

$$E_{np} = 0.028 \cdot W - 3.9 \text{ [МВ/см]}. \quad (7.7)$$

Здесь  $W$  – энергия кристаллической решетки.

Как в том, так и в другом случае для расчета  $E_{np}$  необходимо экспериментальное определение коэффициентов, входящих в данные уравнения. Кроме того, нет уверенности, что приведенные формулы могут быть распространены на другие виды диэлектриков с иным гомологическим рядом.

В качестве энергетической характеристики, позволяющей связать электрическую прочность диэлектриков с их свойствами, Ю.Н. Вершинин предлагает использовать энергию каналаобразования  $A_c^o$ . При этом он исходил из предположения, что механизм прорастания разряда в твердом диэлектрике заключается в перерождении вещества диэлектрика в состояние, аналогичное по составу и свойствам плотной газовой плазме. Им было показано, что это перерождение вещества происходит в условиях, когда рассматриваемая система может быть отнесена к адиабатическому типу. Опираясь на эти представления, им была рассмотрена степень участия в процессе разряда различных типов носителей тока (электронов и дырок). Эти представления позволили в конечном итоге термодинамически определить величину работы, совершаемую этими носителями тока на каналаобразование, и сформулировать критерий пробоя

$$\xi_c^o = A_c^o, \quad (7.8)$$

где:  $A_c^o$  – удельная работа (ее тепловой эквивалент), совершаемая носителями тока в процессе образования первичного канала пробоя;

$\xi_c^o$  – удельная энергия, приобретаемая носителями тока в электрическом поле.

Это условие внешне тождественно условию пробоя в теориях Хиппеля и Фрелиха  $A = B$ , где  $A$  – энергия, приобретаемая носителями тока, а  $B$  – энергия, теряемая носителями тока на тепловых колебаниях атомов.

На основе данного критерия им были получены уравнения электрической прочности при положительной и отрицательной полярности импульса.

При положительной полярности импульса

$$E_{np} = C_1 \frac{dT}{n_o} \cdot e^{-\alpha \cdot d} \cdot A_c^o, \text{ кВ/см.} \quad (7.9)$$

При отрицательной полярности импульса

$$E_{np}^2 = C_2 \cdot \frac{dT}{p_o} \cdot e^{-\beta \cdot d} \cdot A_c^o, \text{ кВ/см.} \quad (7.10)$$

Здесь  $\alpha, \beta$  – коэффициенты ударной ионизации электронами и дырками;  $C_1$  и  $C_2$  – постоянные интегрирования;  $n_o, p_o$  – концентрация электронов и дырок;  $T$  – температура.

Ю.Н. Вершининым также получено уравнение

$$N_{мин} = 1.8 \cdot 10^{13} \cdot T \cdot A_c^o \cdot \frac{\alpha \cdot d^2}{E_{np}}, \quad (7.11)$$

которое позволяет оценить минимальное число носителей тока, участвующих в процессе формирования разряда.

Статистическая обработка данных по импульсной электрической прочности твердых диэлектриков показала, что экспериментальные значения  $E_{np}$  могут быть аппроксимированы эмпирическим уравнением вида

$$E_{np} = K K_B (A_c^o)^{1.1} \exp\left(\frac{a}{b + \lg d} + \frac{m}{n + \lg \tau}\right), \quad (7.12)$$

где  $E_{np}$  – электрическая прочность диэлектрика;

$K$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от толщины диэлектрика ( $K=5.3$  кВ·см<sup>2</sup>/кал);

$d$  – толщина диэлектрика;

$\tau$  – время воздействия напряжения;

$K_B$  – вероятность пробоя;

$A_c^o$  – энергия каналообразования (ккал/см<sup>3</sup>);

$a, b, n, m$  – некоторые постоянные ( $a = 31, b = 5.32, n = 2.13, m = 1.5$ ).

Полученная формула достаточна универсальна и может применяться для расчетов различных электроизоляционных материалов толщиной от 0.01 до 4 см при  $\tau_{имп} = 0.1 \div 10$  мкс. В упрощенном виде она может быть записана так:

$$E_{np} = 80 \cdot K_B (A_c^o)^{1.1}, \text{ МВ/см.} \quad (7.13)$$

Здесь

$$A_c^o = A_c \cdot \frac{\gamma}{M} = 1.08 \cdot W_c \cdot \frac{\gamma}{M}, \text{ где } A_c = W_c + B_c = 1.08 \cdot W_c, \quad (7.14)$$

$$a \quad W_c = \sum_{i=1}^n n_i \cdot D_i + m \cdot J. \quad (7.15)$$

Здесь  $\gamma$  – плотность, г/см<sup>3</sup>;

$M$  – молекулярный вес;

$n_i \cdot D_i$  – энергия диссоциации связей;

$m \cdot J$  – энергия ионизации ионов.

Наиболее важным следствием данной теории является метод количественного энергетического анализа электрической прочности

сложных диэлектриков органического и неорганического происхождения.

В табл. 7.1 и 7.2 приведены значения  $E_{np}$  для ряда твердых диэлектриков, полученные экспериментально и вычисленные по формулам (7.11÷7.15). Табл. 7.1 относится к толщинам  $d = 0.01$  см, а табл. 7.2 относится к  $d = 0.1$  см и больше.

Таблица 7.1

Диэлектрик	$E_{np}, 10^8 \text{ В/м}$		Диэлектрик	$E_{np} \cdot 10^8, \text{ В/м}$	
	экспер.	вычисл.		экспер.	вычисл.
Полиэтилен	6.75÷7.0	6.2	Кварц кристал.	6.7	6.7
Полистирол	5.5÷7.3	4.3	Кварц плавлен.	5.4	5.5
Фторопласт-4	3.5	4.0	Кальцит	2.5	3.6
Полиметилметакрилат	11.5÷13.5	5.5	Слюда-мусковит	8÷11	8.8
Полихлорвинил	1.7	3.0	Слюда-флогопит	4.0	6.0
Поливиниловый спирт	4.5÷15.0	5.8	Тальк	3.2	3.7

Из приведенных табл. 7.1–7.2 видно, что за редкими исключениями (полиметилметакрилат, поливиниловый спирт и др.) в основном имеется удовлетворительное количественное совпадение данных эксперимента и расчета. Важно, что расчет дает правильную зависимость  $E_{np}$  от  $d$  и  $\tau$ .

Таблица 7.2

Диэлектрик		$d, \text{ см}$	$\tau, \text{ мкс}$	$E_{np} \cdot 10^5, \text{ В/м}$	
				экспер.	вычисл.
Кварцит	$\psi=50\%$	1.0	0.5	208	215.1
		1.0	1.0	195	192
Фторопласт-4	$\psi=90\%$	0.1	0.5	800	811
		0.1	1.0	870	710
		0.1	10.0	650	659
Фторопласт-4	$\psi=50\%$	0.5	0.5	220	223
		1.0	0.5	133	155.8
		1.0	1.0	120	140
		1.0	10.0	105	111.3
Полистирол	$\psi=50\%$	1	0.462	150	172.8
		2	0.45	125	126.1
		2.5	0.48	112	113.4
Органическое стекло	$\psi=90\%$	0.1	0.5	1080	1124
		0.1	1.0	1050	971
		0.1	10.0	1040	779
Органическое стекло	$\psi=50\%$	1.0	1.0	197	192
		1.0	10.0	167	153
		2.0	10.0	110	112

Следует отметить, что образование проводящего канала в твердом диэлектрике в основном относится ко второй стадии пробоя. Поэтому степень разрушения диэлектрика будет зависеть от выделяющейся энергии, которая, в свою очередь, зависит от мощности источника питания и импеданса в разрядной цепи. Притом когда имеется умеренное разрушение (диэлектрик не трескается и не разламывается на куски), по-видимому, газовая плазма в канале разряда не образуется. В случае пробоя других диэлектриков проводящий канал может быть образован за счет выделения проводящих компонентов, и в частности углерода – в случае бумажной изоляции и некоторых других видов органической изоляции. Кроме того, диаметр проводящего канала, и следовательно, объем разрушенного диэлектрика будут зависеть от вида диэлектрика. Однако, вследствие взаимосвязанности различных свойств диэлектриков, энергия каналаобразования, определяемая по методу Ю.Н. Вершинина, и энергия каналаобразования, которая должна определяться с учетом сделанных замечаний, оказываются пропорциональными, и поэтому качественная зависимость между  $E_{np}$  или  $U_{np}$  и  $A_{C уд}$  в основном оказывается справедливой.

Следует также отметить, что часто во временной зависимости  $E_{np}$  или  $U_{np}$  некоторых твердых диэлектриков наблюдается минимум, который формулой (7.13) не предусматривается, поэтому эта формула справедлива при  $\tau \sim 10$  мкс. В тонких слоях (менее 0.01 см) наблюдается электрическое упрочнение и даже минимум пробивного напряжения, что также не предусматривается формулой (7.13), поэтому эта формула справедлива при  $d \sim 0.005 \div 0.015$  см, когда  $E_{np}$  слабо зависит от  $d$ .

### **7.3. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков согласно теории Ю.Н. Вершинина**

Развивая представления о пробое твердых диэлектриков, Ю.Н. Вершинин в своих последующих работах исходит из того, что за счет малой ширины зоны проводимости в ШГК  $2 \div 5$  эВ невозможно разогнать электроны в электрическом поле до энергий  $10 \div 14$  эВ и обеспечить процессы ударной ионизации. При этом он предлагает принципиально другой подход к рассмотрению электрического пробоя твердых диэлектриков, основанный на представлениях о электронно-тепловых и детонационных процессах.

Анализируя электронные процессы в приэлектродных областях твердого диэлектрика он пришел к представлениям о первичном кана-



ле пробоя, механизм формирования которого связан с развитием двух видов неустойчивости в системе электронов проводимости. Распространение первичных каналов разряда неразрывно связано с возникновением и перемещением в твердом диэлектрике фазовых переходов 1-го рода. При разряде с катода это переход «твердое тело – расплав», а при разряде с анода – «твердое тело – плотная плазма».

Ю.Н. Вершининым установлено, что дозвуковые скорости катодного разряда являются следствием специфики свойств реализуемого при этом контакта твердого диэлектрика со своим расплавом. Также показано, что электрический разряд с анода обладает всеми признаками, характерными для явления электронной детонации.

На первой предпробивной стадии – до возникновения канала разряда – электронные процессы протекают в пределах твердого состояния вещества диэлектрика – в его зоне проводимости. Носители заряда в этой зоне по происхождению можно подразделить на две группы – собственные и несобственные электроны. В сильных электрических полях первые проникают в зону проводимости путем электростатической и ударной ионизации примесных уровней, а вторые – за счет инжекции из электрода.

Далее, если электронная проводимость в приэлектродной области диэлектрика возникает преимущественно за счет опустошения примесных уровней, то полярность электрода при этом не имеет принципиального значения. Более того, представляется возможным управлять процессом формирования канала разряда методом направленного объемного легирования диэлектрика донорными или акцепторными примесями.

Из всех видов неустойчивостей рассматриваются неустойчивость функции распределения электронов по скоростям и пространственная перегревная неустойчивость, которые возникают в полупроводниках и твердых диэлектриках при воздействии сильных электрических полей. Именно эти виды неустойчивостей определяют физическую природу процесса возникновения первичного канала пробоя твердых диэлектриков.

Первый вид неустойчивости в явной или неявной форме лежит в основе теорий ударной ионизации, которые сформировались в начале 30-х годов нашего столетия. Исторический обзор основополагающих работ, в которых были развиты эти представления, приведен в книгах В. Франца и Г.И. Сканава [1,2]. Для реализации механизма ударной ионизации кинетическая энергия электронов должна возрасти на два порядка вплоть до  $W = 7 \div 14$  эВ, что Ю.Н. Вершинин считает невозможным.

Предполагается лишь, что во всем интервале энергий электроны – квазисвободны и их энергия является квадратичной функцией от волнового вектора (рис. 7.2).

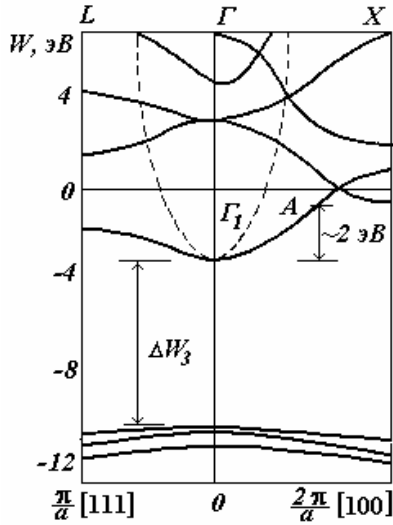


Рис. 7.2. Структура энергетических зон в *NaCl*.

Штриховая линия – вид зоны проводимости в теориях ударной ионизации

$$W = \frac{h}{2m^*} k^2.$$

Как подчеркивалось в монографии Г.И. Сканави [1], невыполнение этого условия ставит под сомнение обоснованность теорий ударной ионизации. Позднее было установлено, что все диэлектрические кристаллы, в том числе и ЩГК, обладают достаточно узкими проводящими и валентными зонами. Например, в кристаллах *NaCl* (рис. 7.2) электроны проводимости в направлении [100] могут приобретать максимальную энергию  $W_A \cong 2$  эВ.

Эти соображения ставят под сомнение идею ударной ионизации валентной зоны в твердых диэлектриках. При этом, естественно, не исключается возможность ударной ионизации примесных уровней.

Оставался однако открытым вопрос, какой физический смысл имеет тогда практическое совпадение пробивных напряженностей поля ЩГК с расчетными значениями  $E_m$ . Ответ на него дает исследование «перегревной электрической неустойчивости» в кристаллических диэлектриках.

В сильных электрических полях происходит разогрев «холодных» первичных электронов, появившихся в зоне проводимости. По существу, все кинетические явления в твердых диэлектриках, в том числе и рассмотренные выше, связаны разогревом носителей заряда.

Однако термин «перегревная электрическая неустойчивость» (ПЭН) в физике полупроводников относят обычно к процессам, приводящим к неоднородному пространственному распределению поля и тока в образце. Условием, необходимым для возникновения ПЭН, является наличие отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП)  $\sigma_d$  в образце.

В этих условиях любая флуктуация объемного заряда, вызванная каким-либо внешним воздействием, зависит от вида вольт-амперной характеристики (ВАХ). При ВАХ *N*-типа продольная флуктуация поля  $E_o$  и заряда  $q$  перемещается со скоростью  $\mu(E) \cdot E$ , образуя домен элект-

трического поля. Если же ВАХ  $S$ -типа, то продольные флуктуации затухают, а поперечные нарастают. Результирующее состояние имеет вид шнура тока. Внутри шнура степень разогрева электронов и плотность тока существенно отличаются от остальной части образца.

Из многих механизмов ПЭН рассмотрен частный случай перегретой неустойчивости, когда энергия и импульс рассеиваются на полярных оптических (ПО) колебаниях. Исходными в обоих случаях являются:

1) уравнение баланса мощности, приобретаемой электроном во внешнем электрическом поле и отдаваемой решетке при рассеянии носителей на полярных оптических колебаниях;

2) пренебрежение разогревом решетки.

Для решения вопроса о возможности ПЭН необходимо исследовать поведение дифференциального сопротивления образца во внешнем поле, что будет наиболее близко к теориям основанным на решении кинетического уравнения.

Решение соответствующих уравнений, с учетом указанных выше исходных положений, привело к выводу, что в пределах электронных температур  $T_e$ , т.е.  $T_k < T_e < T_l$ , выполняется условие на ВАХ  $S$ -типа, свидетельствующее о тенденции к образованию шнура тока. Индексы  $k$  и  $l$  ограничивают область существования перегретой неустойчивости этого типа, а параметры –  $T_e^k, T_e^l, E_k, E_l$  могут определяться как критерии ПЭН.

Сопоставление этих критериев показало, что соответствующие значения критических напряженностей поля ( $E_k, E_l, E_m$ ) практически совпадают, а электронная температура  $T$  находится в пределах реализации ПЭН  $T_k < T_m < T_l$ .

Результаты расчетов приведены для гомологического ряда ЩГК в табл. 7.3. В табл. 7.3 значения  $T_e^i$  и  $E_i$  определены при  $m^*/m_o = 1$ , а также приведено сопоставление с данными величин эффективных масс  $m^*/m_o$ , обеспечивающих равенство  $E_m = E_{эксп}$ .

Таблица 7.3

Тип ЩГК	$T_e$			$E$ , МВ/см			$E_{эксп}$ , МВ/см (по Г.И. Сканави)	$m^*/m$	
	$T_e^k$	$T_e^m$	$T_e^l$	$E_k$	$E_m$	$E_l$		$E_m = E_{эксп}$	[2]
<i>LiF</i>	1800	2780	6660	2.96	3.09	2.78	3.3	1.07	–
<i>NaF</i>	1320	1940	4680	2.08	2.18	1.00	2.4	1.10	–
<i>KF</i>	1080	1560	3650	1.51	1.57	1.39	1.9	1.21	–
<i>NaCl</i>	900	1300	3020	0.856	0.895	0.795	1.5	1.68	2.78
<i>KCl</i>	820	1180	2700	0.693	0.720	0.643	1.0	1.39	1.89
<i>KBr</i>	730	1040	2340	0.500	0.517	0.460	0.7	1.35	1.87

В рамках изотропной модели в интервале температур решетки  $30 < T < 300$  К исследовано влияние четырех возможных механизмов упругого полярно-оптического (ПО) и деформационно-акустического (ДА) рассеяния импульса и энергии. Численные расчеты выполнены на примере кристаллов хлорида натрия.

В реальных условиях пробоя вероятность возникновения в приэлектродной области диэлектрика неустойчивости  $S$ -типа предпочтительна. Конечная теплоемкость диэлектрика и ударная ионизация примесных центров приводят к увеличению числа носителей заряда, шнурованию тока и подавляет образование доменов сильного поля. В органических диэлектриках, в силу особенностей их молекулярной структуры, тенденция к шнурованию тока становится еще более очевидной.

Как указывалось выше, критерии перегревной неустойчивости  $S$ -типа указывают на интервал электрических полей и электронных температур, в пределах которых электроны проводимости проявляют тенденцию к шнурованию тока. Известно также, что последнее сопровождается возрастанием плотности тока, электропроводности в локальной области диэлектрика, что может быть следствием увеличения как плотности носителей  $n$ -типа, так и их подвижности.

Если же процессы электростатической и ударной ионизации возникают в пределах домена сильного поля при неустойчивости  $N$ -типа, то это или ограничивает величину поля, или даже вызывает разрушение домена. Вместе с тем необходимо подчеркнуть существенные недостатки и ограничения рассмотренного выше подхода к теоретическому исследованию перегревной неустойчивости. Основной из них – положение о бесконечной теплоемкости фононной подсистемы  $C_f = C_o$ . Физический смысл этого допущения состоит в том, что разогрев электронов и рассеяние их энергии и импульса на колебаниях решетки не приводит к изменению ее температуры.

Правомерность такого допущения в качестве первого приближения можно относить лишь к начальному моменту возникновения неустойчивости при малой плотности электронов проводимости  $n_e$ . В процессе ее эволюции, сопровождающейся возрастанием плотности электронов  $n_e$  и их подвижности  $\mu_e$ , электрон-фононные взаимодействия в реальных условиях вызывают разогрев фононной подсистемы и появление так называемых «горячих» фононов.

Теоретические оценки закономерностей перегревной неустойчивости при  $C_f \neq 0$  приводят к ее предпочтительному развитию по  $S$ -типу. Следствием разогрева решетки является фазовый переход твердого вещества диэлектрика в иное фазовое состояние и образование канала разряда.

### ***Первичный канал импульсного пробоя в твердых диэлектриках***

При экспериментальном исследовании пространственно-временных закономерностей импульсного пробоя не существовало подразделения канала пробоя на его начальный участок, образующийся в приэлектродной области, и последующую его часть, распространяющуюся в разрядном промежутке. Полагалось, что возникновение каналов пробоя и их развитие до пересечения разрядного промежутка определяются физическими процессами, неизменными в течение всего периода.

При рассмотрении условий появления и эволюции неустойчивости в приэлектродной области диэлектрика полярность электродов не учитывалась. Ю.Н. Вершинин считает, что это возможно, если первичная электронная проводимость в этой области возникает за счет электростатической и ударной ионизации неглубоких примесных уровней.

Микроскопические исследования каналов незавершенного пробоя твердых диэлектриков выявили ряд особенностей первичных каналов разряда. В частности, их строение, а в кристаллических диэлектриках и направление, не зависели от полярности электрода. В приэлектродной области как у катода, так и анода они имели все характерные признаки каналов катодного разряда.

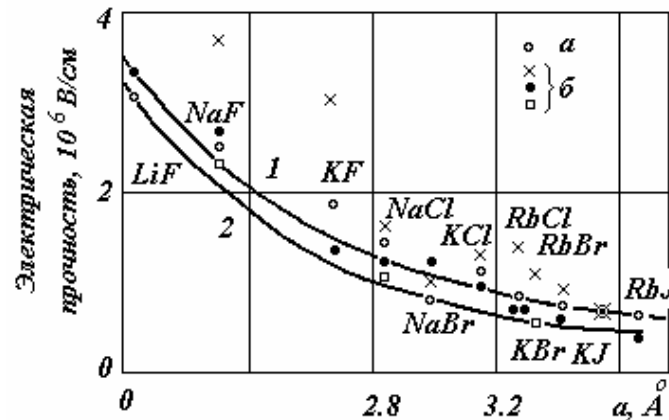
В диэлектриках с различными кристаллографическими направлениями канала анодного и катодного разряда в приэлектродной области диэлектрика первичный канал разряда формировался по «катодному» направлению независимо от полярности острейшего электрода. Протяженность этого участка в кристаллах ЩГК колебалась в пределах  $5 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-4}$  м.

Расплавленное состояние вещества диэлектрика в пределах первичного канала является промежуточным этапом в его эволюции. Протекание тока в процессе дальнейшего развития пробоя должно приводить к дальнейшему нагреву расплава, доведению его до состояния кипения и возникновению газовой фазы. Ионизационные процессы в ней сопровождаются, как известно, собственным свечением, существенно превышающим интенсивность свечения расплава. Не исключено, что в основе механизма перехода первичного прианодного канала разряда в основной канал лежит пространственная неустойчивость фазовой поверхности «твердое тело – расплав».

После возникновения первичного канала импульсного разряда начинается этап формирования и распространения в диэлектрике собственно канала разряда с катода. При этом меняется преимущественный механизм инжекции носителей заряда в зону проводимости.

Их источником становится головная часть сначала первичного, а затем и основного канала разряда, которые становятся точечными инжектирующими контактами омического типа.

В реальных условиях импульсного пробоя, когда точечным инжектирующим контактом является головная часть канала разряда, достижение потоком носителей заряда критической плотности мощности принципиально возможно за счет двух механизмов. Первый из них является непосредственным следствием инжекции носителей заряда из точечного катода. Второй механизм связан с развитием неустойчивости в области объёмного заряда, который может быть сформирован как несобственными электронами, инжектированными из точечного катода, так и собственными электронами проводимости.



**Рис. 7.3.** Сопоставление с экспериментом (а) критериев ударной ионизации и перегревной неустойчивости: б — критерии ударной ионизации в теориях Хиппеля, Франца, Фрëлиха-Паранжейпа и их графическая аппроксимация (1); 2 — верхняя граница перегревной неустойчивости при  $m^*/m_e = 1$

Очевидно, что в изложенном виде механизм импульсного пробоя с катода больших разрядных промежутков является, по определению, типичным электротепловым механизмом. При импульсном пробое с катода явление переноса не играет решающей роли, и в пределе этот процесс является адиабатическим. Источником тепла, вызывающим последовательные фазовые превращения в канале разряда при выполнении условия  $q > q_{кр}$  являются джоулевы потери при электронной ( $\Phi_1$ ) и ионной ( $\Phi_2$ ) проводимости.

В связи с определяющей ролью условий возникновения фазовой поверхности  $\Phi$  данный механизм может быть электронно-тепловым. Необходимо при этом подчеркнуть, что возможность реализации такого механизма при электронной форме пробоя была впервые четко сформулирована Францем на основе уравнения баланса энергии при

джоулевым разогреве за время  $t$ . Позднее Г.А. Воробьевым и его сотрудниками электронно-тепловой механизм был распространен на процесс пробоя диэлектриков в однородном поле с металлическим и графитовым электродами.

***Электронная детонация в твердых диэлектриках.  
Импульсный разряд с анода***

Термин «детонация» введен в 80-е годы XVIII века в связи с открытием специфического процесса взрывного превращения, распространяющегося во взрывчатых веществах (ВВ).

Позднее, во второй половине XIX века, было установлено, что гидродинамическая теория детонации ВВ имеет более общее значение и может быть распространена на другие процессы. Детонационный процесс характеризуется как «возникновение и существование стационарного комплекса ударная волна + зона энерговыведения». Н.Н. Семеновым была установлена цепная реакция взрыва ВВ.

С этой точки зрения общим признаком детонации является сверхзвуковое с постоянной скоростью распространение в веществе ударной волны, поддерживаемой энергией, выделяющейся за ее фронтом. Ю.Н. Вершинин показывает, что процесс распространения импульсного разряда с анода обладает всеми признаками, характерными для явления детонации. Все процессы в зоне энерговыведения являются следствием интенсивной инжекции валентных электронов из области ударного сжатия, что послужило основанием для того, чтобы назвать механизм распространения в твердых диэлектриках канала разряда с анода электронной детонацией.

В свою очередь, это позволило использовать для количественного описания закономерностей и свойств импульсного разряда в твердых диэлектриках экспериментальные и расчетно-теоретические методы, хорошо зарекомендовавшие себя при аналогичных исследованиях других разновидностей явления детонации. Именно это обстоятельство предоставило возможность впервые установить взаимозависимости электрических, термодинамических и пространственно-временных характеристик и параметров процесса возникновения и распространения канала импульсного разряда.

На основании этого Ю.Н. Вершинин предложил физические модели электронной детонации, которые, по его мнению, позволят объяснить многие процессы электрического пробоя твердых диэлектриков в больших разрядных промежутках, а также могут послужить основой для разработки универсальных методов расчета высоковольтных ха-

рактических разрядных промежутков с твердой изоляцией при электрической форме пробоя и способов управления этим процессом.

Следует отметить:

1. Существуют экспериментальные и теоретические работы (У. Онедора, Ди Стефано, В. Спикер), в которых показано, что разрешенные зоны в ЩГК перекрываются, т.е. имеются условия для осуществления механизма ударной ионизации, что отвергается Ю.Н. Вершинным.

2. Еще в 1932 г. Б.М. Вул предложил подразделять электрический пробой на две стадии: стадию потери электрической прочности и стадию разрушения. Последующие эксперименты показали, что и в первой стадии протекают тепловые процессы вплоть до плавления, имеют также место некоторые виды дислокаций и волны механических напряжений. Они в какой-то мере оказывают влияние на развитие электронных лавин, но в основном определяющими факторами являются все же ударная ионизация и автоэлектронная эмиссия.

3. Представленные выше экспериментальные данные (электрическое упрочнение, токи ударной ионизации, активаторное свечение, совпадающее с фотолюминесценцией) указывают на возможность ударной ионизации при электрическом пробое твердых диэлектриков.

#### **7.4. Термофлуктуационная теория разрушения твердых диэлектриков электрическим полем В.С. Дмитриевского**

В данной теории в качестве механизма разрушения твердого диэлектрика предлагается рассматривать разрыв химических связей за счет энергии теплового колебательного движения, который облегчается искажением энергетических зон под действием электрического поля. В определенной мере эти представления согласуются с теорией Роговского и экспериментальными данными А.А. Воробьева и Е.К. Завадовской, в которых указывалась связь электрической прочности диэлектрика с энергией его кристаллической решетки. В отличие от этих работ, В.С. Дмитриевский рассматривает разрыв химической связи не под действием электрического поля, а за счет энергии теплового колебательного движения атомов и молекул с учетом искажения энергетических зон.

Потенциальная энергия взаимодействия между атомами в молекуле описывается функцией Морзе:

$$U(r) = D \left( e^{-2\frac{r-R}{a}} - 2e^{-\frac{r-R}{a}} \right), \quad (7.16)$$

где  $D$  – энергия диссоциации (разрыва) химической связи;  
 $r$  – расстояние между атомами;



$R$  – равновесное расстояние между атомами, соответствующее минимуму потенциальной энергии;

$a$  – постоянная.

Если на связь действует растягивающая сила  $f$ , то энергия взаимодействия между атомами будет равна:

$$v(r) = U(r) - (r - R)f = D(e^{-2\frac{r-R}{a}} - 2e^{-\frac{r-R}{a}}) - (r - R)f. \quad (7.17)$$

Данная функция имеет две экстремальные точки при расстояниях  $r_1$  и  $r_2$ , соответствующих минимуму и максимуму потенциальной кривой. Чтобы произошел разрыв химической связи, необходимо преодолеть потенциальный барьер

$$\Delta v = v(r_2) - v(r_1). \quad (7.18)$$

Решая данные уравнения относительно значений  $r_1$  и  $r_2$ , приравняв  $\frac{dv(r)}{dr} = 0$ , после преобразований получаем

$$\Delta v = D \cdot \varphi(x), \quad (7.19)$$

$$\text{где } \varphi(x) = \sqrt{1-2x} - x \ln\left(\frac{1}{x} + \frac{1}{x}\sqrt{1-2x} - 1\right), \text{ а } x = \frac{af}{D}.$$

Здесь величина  $x$  является относительной нагрузкой, действующей на связь, а  $\varphi(x)$  – функцией, показывающей относительное снижение барьера при относительной нагрузке  $x$ .

Сила  $f$  может быть вычислена из условия равенства силы электрического поля, действующей на атомы и силы упругости их связи:

$$f = E_m \frac{M}{N_A \rho R} \sqrt{g_M \varepsilon_o (\varepsilon - 1)}, \quad (7.20)$$

где  $E_m$  – напряженность электрического поля, действующая на связь;  $N_A$  – число Авогадро;  $\varepsilon_o$  – диэлектрическая постоянная;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $\rho$  – плотность материала;  $g_M$  – модуль упругости;  $M$  – молекулярный вес.

Действующая на связь напряженность электрического поля отличается от средней напряженности за счет неоднородности структуры диэлектрика, что можно учесть коэффициентом  $\beta$ , и неоднородности поля, создаваемой электродной системой, что учитывается коэффициентом  $\eta$ , т.е. можно записать:

$$E_m = \beta \eta E. \quad (7.21)$$

Атомы и молекулы в диэлектрике находятся в постоянном тепловом колебательном движении, энергия которых на одну степень свободы составляет  $1/2 KT$  (здесь  $K$  – постоянная Больцмана). Учитывая, что

связь в молекуле образуется между двумя атомами, вероятность разрыва связи в единицу времени за счет тепловых колебаний (флуктуаций) атомов можно определить:

$$q = \frac{1}{\tau_o} e^{-\frac{\Delta v}{2KT}} = \frac{1}{\tau_o} e^{-\frac{D\phi(x)}{2KT}}, \quad (7.22)$$

где  $\frac{1}{\tau_o}$  – частота колебаний атомов, или число их попыток разо-

рвать связь в единицу времени.

Принимая, что разрыв химической связи является достоверным событием, вероятность которого равна 1, а также предполагая, что вероятность разрыва связи с течением времени не меняется и не зависит от промежутка времени, тогда

$$q\tau = 1, \quad (7.23)$$

где  $\tau$  – время до разрыва связи.

В данной теории считается, что за разрывом одной связи последуют разрывы других связей, пока не произойдет разрушение диэлектрика. Сам механизм формирования разряда, т.е. развития пробоя диэлектрика в теории не рассматривается. Как считает автор, разрыв химической связи приводит к образованию зарядов, которые будут взаимодействовать с нейтральными атомами, передавая им часть своей энергии, и тем самым будут способствовать увеличению вероятности разрыва последующих связей.

Принимая уравнение (7.23) за условие пробоя, можно записать:

$$E_{np} = \frac{DN_A \rho R}{\beta \eta a M \sqrt{g_M \varepsilon_o (\varepsilon - 1)}} \frac{\sqrt{1-2x} - \frac{2KT}{D} \ln \frac{\tau_{np}}{\tau_o}}{\ln \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{x} \sqrt{1-2x} - 1 \right)}. \quad (7.24)$$

Здесь  $\tau_{np}$  – время до пробоя при приложенной напряженности электрического поля.

Из приведенного уравнения следует, что электрическая прочность возрастает с увеличением энергии диссоциации химической связи, плотности материала диэлектрика и уменьшается с увеличением температуры и времени приложения напряжения, что не противоречит экспериментальным данным по пробоям диэлектриков.

Следует, однако, отметить, что данное уравнение не позволяет производить конкретные расчеты, т.к. параметр  $x$ , входящий в это уравнение, практически трудно определить. Кроме того, он наверно должен учитывать различный характер воздействия нагрузки на химическую связь в ионных диэлектриках и полимерах. Нужно отметить, о

чем говорит и сам автор, данная теория не рассматривает механизм развития разряда и процесс образования канала пробоя. Разрыв химических связей еще не означает образования высокопроводящего канала пробоя, тем более в теории не говорится о том, сколько должно быть разорвано таких связей. Такой критерий отсутствует. Если при разрыве химической связи образуются ионы, то они, как уже было показано ранее, из-за малой подвижности не могут обеспечить малое время развития разряда. Следует также отметить, что заряды, образующиеся при разрыве химической связи, могут вступать во взаимодействие друг с другом, приводя к образованию новой химической связи, или рекомбинировать. Это также не учитывается в данной теории.

### 7.5. Особенности пробоя полимерных диэлектриков. Теория электрического пробоя Артбауэра

Артбауэр, так же как и Ю.Н. Вершинин, в своей работе [38] отмечает трудности расчета электрической прочности сложных полимерных диэлектриков на основе существующих квантово-механических теорий. Рассматривая структуру полимеров с современных позиций их строения, Артбауэр высказывает предположение о важной роли в электрическом пробое так называемых «свободных» объемов, т.е. участков в объеме полимера, образующихся в результате неплотности упаковки макромолекулярных цепей.

Он отмечает, что при наличии таких объемов ударная ионизация электронами прежде всего начнется именно здесь, т.к. в этом случае будут наименьшие потери энергии электрона. Действительно, исходя из теории Хиппеля и теории Фрелиха электрический пробой наступает при напряженности поля, при которой энергия свободного электрона, приобретаемая в электрическом поле, достигает критического значения, равного энергии ионизации. В этих условиях увеличение энергии электронов будет превышать ее потери при соударениях электронов с окружающими атомами, колеблющимися с определенной частотой  $\nu$ . Следовательно, критерием пробоя, как и в теориях Хиппеля и Фрелиха, будет являться условие равенства

$$A = B, \quad (7.25)$$

где  $A$  – энергия, приобретаемая электроном в электрическом поле;

$B$  – энергия, теряемая электроном при рассеянии на колебаниях атомов.

Как уже отмечалось, в полимерах могут быть «свободные» объемы, где длина свободного пробега электронов будет намного больше средней длины их свободного пробега в плотных участках полимера. Как показывает Артбауэр, распределение таких «свободных» объемов в общем объеме полимера носит случайный характер. Поэтому могут

встречаться области (участки), в которых концентрация «свободных» объемов превышает среднюю концентрацию. В такой области электрон теряет энергию меньше, чем в обычной структуре, и пробой может начаться при меньшей напряженности поля. Если часть молекул движется (т.к. они обладают определенной кинетической энергией), то изменяют свое положение и «свободные» объемы, а также может изменяться и их концентрация.

Таким образом, из-за молекулярного движения изменяется распределение «пустых» мест, растет вероятность того, что среди многих мест возникает одно, в котором условия для наступления пробоя будут более благоприятными. С увеличением времени число перемещений «свободных» объемов также возрастает. Число таких перемещений определяется соотношением  $t/\tau$ , где  $\tau$  – время релаксации макромолекулярных цепей. Величина «свободного» объема и время релаксации зависят от структуры и строения полимера и температуры. Соответственно, с изменением температуры будет изменяться и электрическая прочность.

Исходя из общепринятого критерия пробоя, можно записать

$$E_{np} = \frac{W(l) - W_o}{e \cdot l_x}, \quad (7.26)$$

где  $e$  – заряд электрона;

$l_x$  – вероятностная длина свободного пробега в «свободном» объеме;

$W(l)$  – энергия, теряемая электроном на длине  $l_x$ ;

$W_o$  – начальная энергия электрона.

Согласно Артбауэру, вероятностная длина свободного пробега электрона в «свободном» объеме может быть оценена

$$l_x = 0.5 \left\{ 1 + \frac{\lg \left( a \cdot p^2 \cdot \frac{t}{\tau} \right)}{\lg [1 - (1 - p)^6]^{-1}} \right\} d. \quad (7.27)$$

Здесь  $d$  – толщина диэлектрика;

$t$  – время, в течение которого учитывается случай возникновения  $l_x$  с вероятностью 0.5;

$p$  – удельный свободный объем;

$\tau$  – время релаксации.

Определить соотношение между величиной электрической прочности, «свободным» объемом и временем релаксации очень сложно, тем более что нам неизвестны значения начальной энергии электрона и энергии, теряемой им на длине свободного пробега. Если учесть, что

величина электрической прочности обратно пропорциональна вероятностной длине свободного пробега, то можно записать

$$E_{np} = E_o \cdot \frac{1 + \frac{\lg\left(a \cdot p_o^2 \cdot \frac{t}{\tau_o}\right)}{\lg[1 - (1 - p_o)^6 J^{-1}]}}{1 + \frac{\lg\left(a \cdot p^2 \cdot \frac{t}{\tau}\right)}{\lg[1 - (1 - p)^6 J^{-1}]}}. \quad (7.28)$$

Здесь  $E_o, p_o, \tau_o$  и  $E_{np}, p, \tau$  – значения пробивной напряженности поля, удельного «свободного» объема и времени релаксации при начальной и выбранной температурах. При условии, когда  $\tau \gg t$ , это уравнение принимает вид

$$E_{np} = E_o \cdot \frac{1 + \frac{\lg\left(a \cdot p_o^2 \cdot \frac{t}{\tau_o}\right)}{\lg[1 - (1 - p_o)^6 J^{-1}]}}{1 + \frac{\lg(a \cdot p)}{\lg[1 - (1 - p)^6 J^{-1}]}}. \quad (7.29)$$

Из приведенного выражения видно, что при низких температурах, когда движение макромолекул затруднено и время их релаксации велико, «свободный» объем минимален, а электрическая прочность имеет наибольшее значение. С увеличением температуры уменьшается время релаксации, увеличивается «свободный» объем и одновременно возрастает вероятностная длина свободного пробега, что приводит к уменьшению электрической прочности. Этот процесс наиболее ярко выражен при переходе полимера из стеклообразного в высокоэластическое состояние, т.е. когда резко изменяется плотность полимера. Такая качественная картина изменения электрической прочности полимеров хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 7.4).

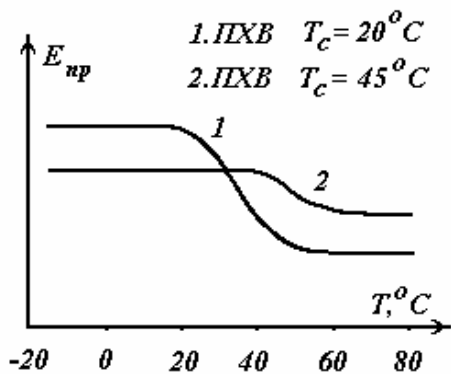


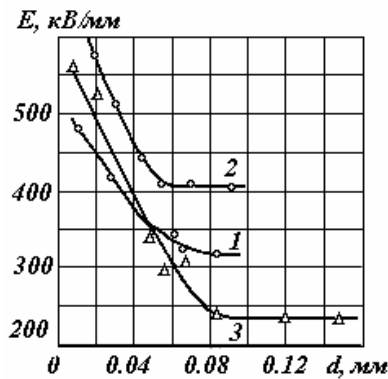
Рис. 7.4. Зависимость электрической прочности ПХВ:

- 1 – с пластификатором;
- 2 – без пластификатора

Как уже отмечалось, величина «свободного» объема должна зависеть от степени кристалличности полимера, его структуры и молекулярной массы. Артбауэром [36] на примере полиэтилентерефталата показано, что образцы с низкой степенью кристалличности имеют и более низкие значения электрической

прочности.

Однако зависимость электрической прочности от степени кристалличности осложняется влиянием на  $E_{np}$  размеров сферолитов, как структурных образований. В работах С.Н. Колесова [19] показано, что с увеличением диаметра сферолитов электрическая прочность уменьшается (рис. 7.5). Создание мелкосферолитной структуры путем введения в полимеры специальных добавок или с помощью термообработки способствует увеличению электрической прочности. Можно



**Рис. 7.5. Зависимость электрической прочности от диаметра сферолитов:**

1 — полиэтилен;

2, 3 — полипропилен

предположить, что в образцах со сферолитным строением пробой полимеров преимущественно происходит по границам сферолитов, т.е. в местах, где наблюдается увеличение локальной напряженности электрического поля.

Определенное влияние на  $E_{np}$  оказывает ориентационная вытяжка полимеров, в результате которой происходит ориентация макромолекулярных цепей. В работах А.М. Лобанова [38] установлено, что в случае одноосной вытяжки при увеличении степени ориентации электрическая прочность возрастает на 30÷50 %.

При дальнейшем увеличении степени ориентации  $E_{np}$  практически не изменяется или даже может уменьшаться. Было также установлено, что пробивное напряжение возрастает, когда электрическое поле приложено перпендикулярно направлению ориентации и уменьшается, когда электрическое поле совпадает по направлению с осью вытяжки. Все это согласуется с теоретическими представлениями Артбауэра.

Следует отметить, что в рассуждениях Артбауэра есть ряд спорных моментов. Во-первых, вряд ли правильно рассматривать электрон как классическую частицу, движущуюся строго по направлению поля. Во-вторых, рассматривая условие ударной ионизации электронами, необходимо учитывать, что для развития пробоя и образования электронной лавины требуется огромное количество «свободных» объемов, имеющих необходимую длину свободного пробега для электрона. В-третьих, учитывая неоднородность структуры полимеров необходимо учитывать и неравномерность распределения электрического поля в их объеме, т.е. наличие участков с высокой локальной напряженностью поля, что будет оказывать влияние на развитие ударной ионизации электронами.

### 7.6. Теория электромеханического пробоя Старка и Гартон

Не отрицая возможности развития пробоя твердых диэлектриков за счет развития ударной ионизации электронами, Старк и Гартон [37] обратили внимание в своих работах на факт подобия температурной зависимости электрической и механической прочности полимеров. Исходя из этого они выдвинули предположение, что пробой полимеров вызывается электростатическими силами сжатия, под действием которых податливый полимерный диэлектрик сдавливается под электродом силой

$$F = \frac{\varepsilon \cdot U^2}{8\pi \cdot d^2}. \quad (7.30)$$

За счет этого его толщина уменьшается настолько, что произойдет чисто электрический пробой при уменьшенной толщине, когда будет достигнута критическая напряженность поля. В соответствие с законом Гука для больших напряжений критерием разрушения будет являться условие

$$\frac{\varepsilon}{8\pi} \cdot \left(\frac{u}{d}\right)^2 = Y \cdot \ln \frac{d_o}{d_1}, \quad (7.31)$$

где  $d_o$  – начальная толщина диэлектрика;

$d_1$  – уменьшенная (равновесная) толщина;

$Y$  – модуль Юнга.

Решая данное уравнение относительно  $d_1$ , найдем условие, когда произведение  $d_1^2 \ln \frac{d_o}{d_1}$  имеет максимальное значение. Это соответствует условию

$$\frac{d_1}{d_o} = \exp(-0.5) \Rightarrow 0.6. \quad (7.32)$$

Таким образом, при значении  $d_1 < 0.6 \cdot d_o$  толщина образца уже не может быть стабильной и наступает разрушение материала из-за механической деформации, т.е. продавливания. При этом в месте продавливания напряженность поля резко возрастает и происходит развитие разряда за счет ударной ионизации. Напряженность поля, отвечающая данному условию равна:

$$E_B = 3 \cdot 10^4 \left( \frac{4\pi Y}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ В/м.} \quad (7.33)$$

Кажущаяся напряженность поля без учета деформации получается ниже, т.е.

$$E_A = \frac{U}{d_o} = E_B \cdot \exp(-0.5). \quad (7.34)$$

На рис. 7.6 представлена зависимость от температуры электрической прочности и модуля Юнга для облученного и необлученного полиэтилена.

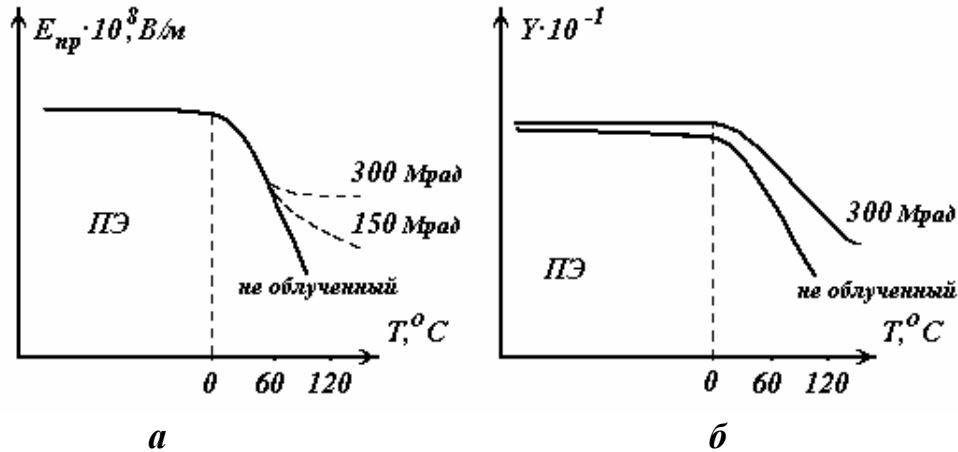


Рис. 7.6. Зависимость электрической прочности (а) и модуля Юнга (б) от температуры для облученного и необлученного полиэтилена

Из рис. 7.6 видно, что характер этих зависимостей подобен. При облучении полиэтилена происходит сшивка макромолекул, за счет чего происходит «ужесточение» структуры и тем самым снижается возможность его деформации силами электрического поля. Это приводит к увеличению электрической прочности. При этом возрастает и модуль Юнга.

Отмечая малую вероятность деформации полимера по всему объему под электродом, в работах Л. Гранда сделана попытка развить эту теорию.

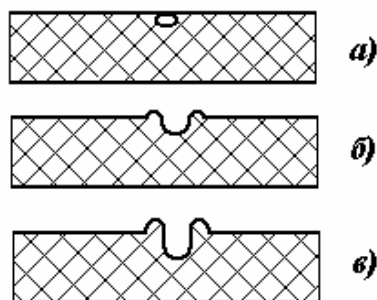


Рис. 7.7. Схема развития электромеханической деформации по Л. Гранду

Он считает, что такая электромеханическая деформация имеет локальный характер и развивается там, где имеется высокая локальная напряженность поля. Такая высокая локальная напряженность поля будет иметь место в участках расположения неоднородности структуры полимера. Именно в месте расположения неоднородности происходит продавливание полимера с образованием углубления (кратера), как показано на рис. 7.7. В дальнейшем развитие пробоя происходит по тому же механизму, как показано в работах Старка и Гартона.



## **Глава 8. Некоторые особенности и закономерности электрического пробоя твердых диэлектриков**

Для получения достоверных результатов испытания твердых диэлектриков на пробой необходимо соблюдать определенные требования, которые позволяли бы разным авторам получать одинаковые данные. К таким требованиям можно отнести условия создания электрического поля заданной конфигурации. Чтобы электрическое поле было контролируемым, необходимо исключать влияние различных побочных факторов, к которым можно отнести: развитие краевых разрядов, искажающих поле в образце, образование внутренних механических напряжений при изготовлении образцов, неплотность прилегания электродов к поверхности образца и др.

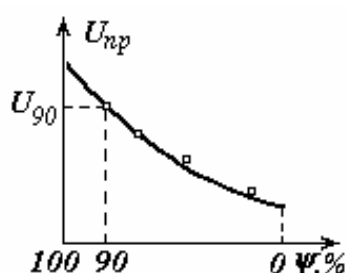
Кроме того, при проведении испытаний на пробой необходимо учитывать статистический характер пробоя, влияние на  $E_{пр}$  влажности окружающей среды, температуры, длительности приложения напряжения (скорости его подъема) и др. факторов. Рассмотрим некоторые из этих факторов.

### **8.1. Статистический характер пробоя твердых диэлектриков**

При испытании на пробой одинаковых образцов одного и того же твердого диэлектрика пробивные напряжения могут значительно отличаться (в 2 раза и более). В связи с этим возникает необходимость испытания на пробой большого количества одинаковых образцов, а с другой стороны, из полученных значений пробивного напряжения необходимо выбрать такое значение, которое наилучшим образом характеризовало бы твердый диэлектрик. Причинами разброса в пробивных напряжениях отдельных образцов могут быть различия в состоянии поверхности электродов и в основном катода и различия в объемных свойствах отдельных образцов (плотность вакансий, дислокации, микротрещины, примеси).

Некоторые авторы учитывают то, что при воздействии на образец твердого диэлектрика электрического поля в нем появляются механические напряжения, что может сопровождаться увеличением плотности дислокации. Исходя из этого они предлагают учитывать минимальные пробивные напряжения, так как в этом случае возникает меньше дополнительных дислокаций. Однако эта точка зрения вряд ли приемлема, так как низкой электрической прочностью будут обладать образцы, содержащие грубые нарушения структуры.

Другие авторы предлагают учитывать лишь максимальные значения пробивных напряжений, которые, по их мнению, соответствуют наиболее совершенным образцам. Эта точка зрения, видимо, в наибольшей степени соответствует истине, так как большинство нарушений в образце ведет к снижению электрической прочности. Большинство исследователей придерживаются именно этой точки зрения, но считают, что максимальные значения пробивного напряжения иногда могут носить случайный характер, связанный с какими-либо ошибками при измерениях. Поэтому предлагается строить зависимость пробивного напряжения от вероятности пробоя (рис. 8.1) и брать значения, близкие к максимальным, например при вероятности пробоя  $\psi = 90\%$ .



**Рис. 8.1.** Зависимость пробивного напряжения от вероятности пробоя

Значение  $U_{пр.мак}$  соответствует вероятности пробоя  $\psi = 100\%$ , так как при этом напряжении и более высоком пробиваются все образцы. Вероятность пробоя  $m$ -го образца (считая от образца с  $U_{пр.мак}$ ) определяется

$$\psi_m = \frac{n - m}{n} \cdot 100\%,$$

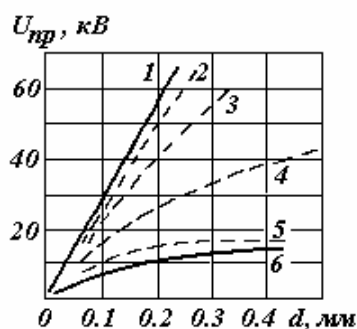
где  $n$  – общее число образцов.

Следует отметить, что вышесказанное относится к случаю пробоя образцов в поле, которое считается однородным. В случае неоднородного поля, например при электродах острие–плоскость, разброс пробивных напряжений может быть также обусловлен тем, что электроды-острия у различных образцов отличаются по величине радиуса закругления. Тогда образец с большим радиусом при вершине электрода-острия может иметь более высокое пробивное напряжение. Если радиусы закругления электродов у отдельных образцов не отличаются, то можно, по-видимому, определять характерное значение  $U_{пр}$  при вероятности  $\psi = 90\%$ .

В случае исследования на пробой практической изоляции очень важно знать минимальные значения  $U_{пр}$ , так как по этим значениям может быть установлено рабочее напряжение аппарата, в котором применяется эта изоляция. Однако во всех случаях на графиках зависимости  $U_{пр}$  от какого-либо фактора следует показывать величину разброса  $U_{пр}$ .

## 8.2. Минимальное пробивное напряжение

Систематическое изучение электрического пробоя макроскопически однородных диэлектриков (стекло, сера, фарфор) при изменении степени неоднородности электрического поля было проведено в работах А.Ф. Вальтера и Л.Д. Инге. В случае стекла и серы использовались образцы в виде пробирок с плоским дном. Параллельно плоскости дна в стекло впаивалась платиновая проволока различного диаметра  $D$  и на различном расстоянии от дна, которая служила одним из электродов. Вторым электродом являлась ртуть, налитая в пробирку. Таким образом, получались электроды плоскость – цилиндр, электрическое поле между которыми может быть рассчитано по известным формулам. Степень неоднородности поля регулировалась изменением диаметра проволоки и ее расстояния от плоскости дна. На рис. 8.2 изображена зависимость пробивного напряжения стекла от его толщины при различной степени неоднородности электрического поля.



**Рис. 8.2. Зависимость пробивного напряжения стекла от толщины:**

- 1 – однородное поле;
- 2 –  $D=1.0$  мм; 3 –  $D=0.3$  мм;
- 4 –  $D=0.1$  мм; 5 –  $D=0.03$  мм;
- 6 – минимальные значения

Здесь кривая 1 соответствует максимальным пробивным напряжениям, полученным для случая однородного электрического поля. По мере увеличения степени неоднородности электрического поля путем уменьшения диаметра  $D$  проволочного электрода, когда толщина образца остается неизменной, пробивное напряжение снижается (кривые 2, 3, 4, 5).

Кривая 6 соответствует минимальным пробивным напряжениям для данного типа диэлектрика, которые остаются неизменными, как бы ни увеличивалась степень неоднородности поля. Таким образом, полученные результаты показывают, что пробой в стекле при неоднородном поле наступает только тогда, когда напряженность поля в некотором объеме диэлектрика достигает предельного (пробивного) значения, т.е. электрической прочности. В данном случае область наибольшей напряженности поля сосредоточена вблизи проволочного электрода. Аналогичные закономерности были также получены при пробое серы и фарфора. Однако для этих материалов расхождения между пробивными напряжениями в однородном поле и минимальными пробивными напряжениями в неоднородном поле менее значительны. При этом оказалось, что экспериментальные значения пробивного напряжения лежат выше расчетной кривой, соот-

ветствующей минимальным пробивным напряжениям при заданной неоднородности поля.

Факт наличия минимального пробивного напряжения показывает, что недостаточно наличия критической напряженности поля только на поверхности электрода. Здесь можно провести аналогию с коронным разрядом в газе. Вероятно, что-то подобное имеет место и в твердом диэлектрике. Наличие разрядов около электрода с большой кривизной приводит к появлению неполных пробоев. При развитии разряда часть напряжения падает на уже развившемся канале разряда, и если поле в окружающем пространстве слабое, то напряженность поля на головке разряда оказывается недостаточной для ионизационных процессов. При этом развитие разряда приостанавливается – получается неполный пробой. Поэтому пробой на всю толщину диэлектрика может развиваться при напряжении не менее минимального пробивного напряжения.

### 8.3. Неполный пробой и последовательный пробой

В случае резконеоднородного поля или при очень малой длительности воздействующего напряжения в твердых диэлектриках возникают каналы неполных пробоев, как следствие протекающего тока разряда.

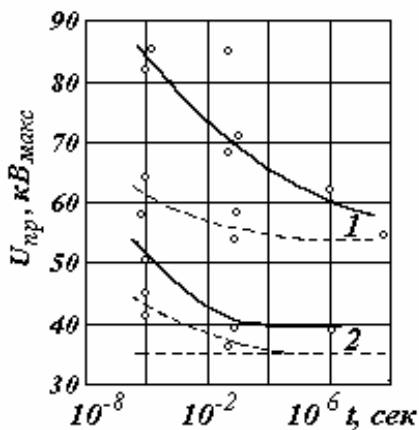


Рис. 8.3. Зависимость пробивного напряжения, а также напряжения неполного пробоя стекла разной толщины от длительности импульса при краевом пробое:

1.  $\delta=4$  мм, пунктирная кривая – напряжение неполного пробоя;
2.  $\delta=2$  мм, пунктирная кривая – напряжение неполного пробоя;
3. уровень пробивного напряжения при частоте 50 Гц

Чаще всего такие явления наблюдаются при наличии краевых разрядов, как следствие неоднородности поля на краю электродов.

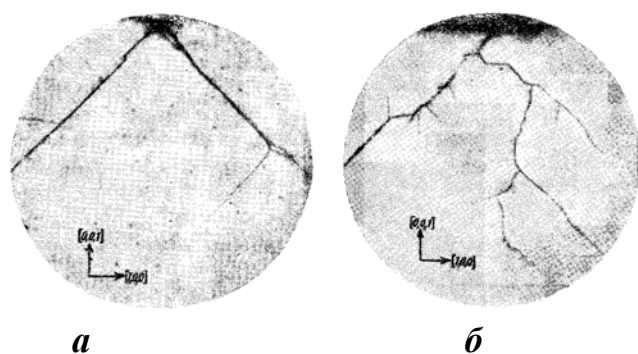
На рис. 8.3 представлены графики зависимости  $U_{пр} = f(\tau)$ , где  $\tau$  – длительность импульса. Видно, что при большей толщине образца заметный рост  $U_{пр}$  с уменьшением  $\tau$  имеет место уже при  $\tau \leq 10^{-6}$  с.

Если образец подвергнуть воздействию кратковременного импульса напряжения с амплитудой, равной амплитуде пробивного напряжения при частоте 50 Гц, то полный пробой не успеет произойти. Однако если несколько повысить амплитуду импульса, так чтобы она превышала минимальное пробивное напряжение в неоднородном поле, то наблюдается развитие каналов неполного пробоя в виде светящихся каналов разряда.

С повышением амплитуды импульса длина каналов разряда возрастает и при некотором, достаточно высоком напряжении эти каналы прорастают сквозь толщу диэлектрика. Разряды оставляют тонкие нитевидные следы в диэлектрике. Существенно, что прорастание канала разрядов сквозь толщу диэлектрика еще не означает его полного пробоя. Для того чтобы пробить диэлектрик, т.е. перевести его в стадию разрушения, необходимо повысить амплитуду импульса выше той, при которой начали развиваться разряды. Пробой диэлектрика, таким образом, будет заключаться, во-первых, в прорастании разряда через толщу диэлектрика, а во-вторых, в образовании канала повышенной проводимости, который требует, чтобы на пути разряда выделилось достаточно большое количество энергии.

Интересно, что при повторении импульсов канал неполного пробоя возникает каждый раз в новом месте, т.е. последующие разряды не идут по пути предыдущих. Возможно, это связано с тем, что в ранее образованных каналах неполного пробоя за счет их повышенной проводимости напряженность электрического поля оказывается недостаточной для дальнейшего развития разряда и разряд пойдет по новому пути, где эта напряженность поля будет больше.

Явление неполного пробоя, по-видимому, присуще всем твердым диэлектрикам, хотя характер роста разрядов и зависимость их длины от длительности и амплитуды импульса и крутизны фронта различны для разных диэлектриков. В том случае, когда неполный пробой вызывает такие изменения в диэлектрике, которые полностью или частично сохраняются, последовательный ряд неполных пробоев должен вызвать полный его пробой. Этот вид пробоя при многократно повторяющихся импульсах был назван Вулом последовательным пробоем. Развитие такого последовательного пробоя при определенных условиях сопровождается



**Рис. 8.4. Фотография неполного пробоя каменной соли в системе электродов игла – плоскость:** *а* – импульс положительной полярности; *б* – импульс отрицательной полярности

образованием дендритов, показанных на рис. 8.4. По-видимому, образование и рост дендритов является частным своеобразным случаем неполного пробоя, при котором распространение дендрита обусловлено высокой напряженностью поля в конце проводящей нити. На это указывает такой факт, что если развитие

дендрита выражается в образовании шаровидной формы, где напряженность поля меньше, то дальнейшее прорастание дендрита не наблюдается.

#### 8.4. Кристаллографические эффекты при пробое кристаллов

Еще в 1887 г. было обнаружено, что в кристаллах  $NaCl$  искровые разряды зачастую следуют не по направлению поля, а по другим кристаллографическим направлениям. Так, в каменной соли при комнатной температуре разряд с положительного острия ориентируется по кристаллографическому направлению  $[111]$  или  $[110]$ , а с отрицательного острия – по  $[100]$ .

А.Ф. Вальтер и Л.Д. Инге, а также Хиппель предположили, что в кристалле имеются определенные предпочтительные направления, по которым ускорение электрона облегчено. Оффенбахер и Каллен теоретически рассчитали предпочтительные направления для ряда кристаллов исходя из критерия пробоя Хиппеля.

Другой стороной наличия в кристалле предпочтительных направлений является зависимость электрической прочности  $E_{np}$  от кристаллографического направления поля. Если имеется предпочтительное направление для ускорения электронов, то обязательно электрическая прочность по этому направлению должна быть ниже.

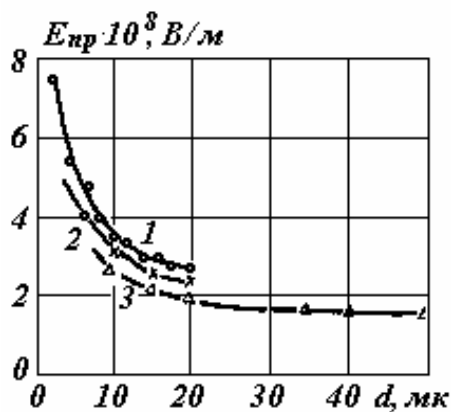


Рис. 8.5. Зависимости электрической прочности каменной соли от толщины и кристаллографического направления поля:

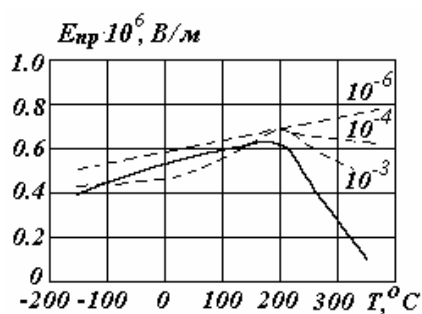
1 –  $[100]$ ; 2 –  $[110]$ ; 3 –  $[111]$

кристаллографических направлений. Электрическая прочность убывает в порядке  $[100]$ ,  $[110]$ ,  $[111]$ , что соответствует теоретическим представлениям Хиппеля.

Зависимость электрической прочности от кристаллографического направления неоднократно проверялась экспериментально. Однако в опытах с кристаллами, когда использовались металлические электроды, разницы в значениях  $E_{np}$  по различным кристаллографическим направлениям найдено не было. Тем не менее опыты, проведенные с электролитовыми электродами, позволили обнаружить анизотропию электрической прочности в кристаллах  $NaCl$ ,  $KCl$ ,  $KBr$ ,  $KI$ . На рис. 8.5 представлены зависимости  $E_{np}=f(d)$  для каменной соли для различных

## 8.5. Зависимость электрической прочности от температуры

Температурная зависимость электрической прочности твердых диэлектриков изучалась многими исследователями, и в настоящее время нет согласия как в экспериментальных данных, полученных различными исследователями, так и в их объяснении. Температурная зависимость электрической прочности твердых диэлектриков может дать дополнительную информацию о механизме пробоя, а также в ряде случаев представляет не только практический интерес, но и должна учитываться при проведении испытаний на пробой. На рис. 8.6 приведены зависимости  $E_{np} = f(T)$  для кристаллов  $KBr$  по данным Хиппеля и Олджера при воздействии различного вида приложенного напряжения. Как видно из приведенного рисунка, на постоянном напряжении в зависимости  $E_{np} = f(T)$  наблюдается максимум. Максимум также наблюдается и при воздействии импульсного напряжения с длительностью импульса  $10^{-3} \div 10^{-4}$  с. При воздействии коротких импульсов с длительностью  $10^{-6}$  с наблюдается непрерывное возрастание  $E_{np}$  с температурой.



**Рис. 8.6. Зависимости электрической прочности  $KBr$  от температуры:**

сплошная кривая — постоянное напряжение; пунктирные линии — импульсы различной длительности

По мнению Хиппеля, изменение  $E_{np}$  с температурой связано с образованием объемных зарядов. При воздействии электрического поля на кристалл в нем может образоваться как отрицательный заряд за счет захвата электронов ловушками, так и ионный объемный заряд за счет передвижения ионов. Каждый из этих зарядов искажает поле в кристалле, что, по мнению Хиппеля, должно вести к снижению  $E_{np}$ . Образующиеся

отрицательный (электронный) и положительный (ионный) объемные заряды могут компенсировать друг друга, в этом случае электрическая прочность получается выше, чем при наличии одного из них. При низких температурах присутствуют оба вида объемных зарядов. В этом случае возрастание электрической прочности с увеличением температуры происходит за счет усиления рассеивания электронов на тепловых колебаниях решетки. При температуре, близкой к критической, начинает рассасываться положительный объемный заряд, и тем силь-

нее, чем выше температура. Поэтому электрическая прочность снижается с ростом температуры.

При воздействии достаточно коротких импульсов напряжения положительный объемный заряд не успевает образоваться и поэтому не оказывает влияния на температурную зависимость  $E_{np}$ , которая в этом случае определяется лишь рассеянием электронов на колебаниях решетки, т.е. будет непрерывно расти.

Несколько иное объяснение температурной зависимости  $E_{np}$  дал Фрелих, который в 1947 году создал теорию для температурной зависимости  $E_{np}$  с максимумом, названную «высокотемпературной» теорией, которая относится к кристаллам с примесями и к аморфным телам.

В кристаллах с примесями электроны проводимости взаимодействуют как с колебаниями решетки (фононами), так и с электронами, находящимися на примесных уровнях. При большой концентрации электронов проводимости электрон – электронное взаимодействие может превалировать над электрон-фононным взаимодействием. При этом возникают специфические условия получения энергии электронами от поля и передачи ее кристаллической решетке.

Если создается высокая концентрация электронов (электронов проводимости и примесных электронов), то электроны проводимости больше взаимодействуют друг с другом и примесными электронами, чем с колебаниями решетки, и образуют как бы электронный газ. Вследствие того что электроны получают энергию от поля, их температура  $T$ , определяемая их кинетической энергией, становится выше температуры  $T_o$  кристаллической решетки. Приобретаемая электронным газом от поля энергия будет являться функцией напряженности поля  $E$  и температур  $T$  и  $T_o$ , т.е.  $A=f(E, T, T_o)$ . Передаваемая решетке от электронного газа энергия  $B=f(T, T_o)$ .

Из равенства  $A=B$  получается

$$E_{np} \sim \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} = \sqrt{R \cdot \exp\left(\frac{\Delta W}{KT_o}\right)}, \quad (8.2)$$

где  $n_1$  – концентрация электронов проводимости;

$n_2$  – концентрация примесных электронов;

$R$  – отношение числа энергетических уровней в зоне проводимости к числу примесных уровней.

Из этого выражения следует, что электрическая прочность убывает с ростом температуры. С ростом температуры растет  $n_1$  и, соответственно, растет  $A$ , но падает  $n_2$  и, следовательно, уменьшается  $B$ . Поэто-



му равенство  $A=B$  соблюдается при меньшей напряженности поля. Таким образом, в этой теории важная роль отводится примесям.

В свете уже рассмотренного материала о механизме ЭПТД можно сделать следующие замечания.

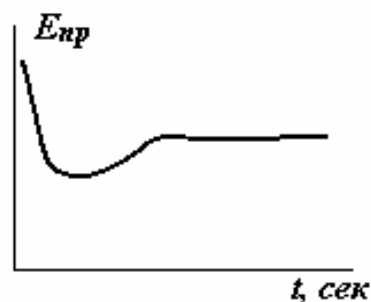
1. Рост  $E_{np}$  с возрастанием температуры наиболее правдоподобно можно объяснить усилением рассеяния электронов на колебаниях решетки. Последнее ведет к уменьшению коэффициента ударной ионизации, и поэтому необходимо увеличить напряженность поля, чтобы число электронов в лавине было достаточным для зарождения стримера.

2. Наиболее эффективными в смысле образования электронной лавины являются электроны проводимости, возникшие вблизи катодной поверхности, так число электронов в лавине  $n = e^{\alpha x}$ , где  $x$  – расстояние от места возникновения первичного электрона до анода. Поэтому следует учитывать в основном электроны, появившиеся вблизи катодной поверхности, которые образуют отрицательный объемный заряд (ООЗ).

3. Снижение электрической прочности  $E_{np}$  с ростом температуры может быть объяснено с позиций многолавино-стримерного или электронно-термического (катод из металла или графита) механизмов пробоя. В обоих случаях существенную роль в пробое играет эмиссия электронов с катода. Вышедшие из катода электроны могут быть захвачены ловушками и образовать прикатодный отрицательный объемный заряд (ООЗ). На это указывают исследования импульсных токов в тонких слоях щелочно-галоидных кристаллов. ООЗ уменьшает напряженность поля на поверхности катода и тем самым эмиссию электронов с катода. Однако при высоких температурах вследствие эффекта Френкеля ООЗ должен разрушаться, что должно привести к увеличению тока эмиссии с катода и, следовательно, снижению электрической прочности.

#### **8.6. Зависимость электрической прочности от времени воздействия напряжения**

Многими исследователями было установлено, что при экспозиции напряжения  $10^{-7}$  с и менее пробивное напряжение возрастает. Это связывалось с запаздыванием разряда. Действительно, если принять толщину образца в несколько десятых долей мм, а скорость распространения разряда с катода равна  $10^5$  см/с, умноженной в несколько раз, то время разряда будет иметь порядок  $10^{-7}$  с. Такая величина указывается для щелочно-галоидных кристаллов, фарфора, бакелизированной бумаги и других. Для таких материалов, как слюда, органическое стекло,



**Рис. 8.7. Временная зависимость электрической прочности ЩГК**

полистирол и др., экспозиция была значительно меньше и соответствовала скорости разряда  $10^6$  см/с и выше.

Кроме этого, во временной зависимости электрической прочности щелочно-галоидных кристаллов наблюдается интересная закономерность (рис. 8.7), которая проявляется в наличии минимума  $E_{пр}$  при экспозиции  $10^{-5} \div 10^{-4}$  с. Оказалось, что для отожденных кристаллов минимум соответствует экспозиции напряжения  $10^{-4}$  с, а для неотожденных —  $10^{-5}$  с.

Хиппель и Алджер объяснили такую временную зависимость электрической прочности, исходя из того, что в кристалле может образоваться отрицательный объемный заряд за счет захвата электронов и положительный объемный заряд за счет движения ионов. Влияние этих зарядов считается таким же, как и при объяснении температурной зависимости  $E_{пр}$ . При экспозиции менее  $10^{-6}$  с возрастание  $E_{пр}$  объясняется тем, что не успевает образоваться ООЗ. Возрастание  $E_{пр}$  при экспозиции  $10^{-5}$  с и более объясняется тем, что уже успевает образоваться положительный объемный заряд, компенсирующий действие отрицательного заряда.

В настоящее время, учитывая электронно-термический механизм ЭПТД (использовались металлические электроды), можно дать объяснение наличию минимума во временной зависимости, исходя из наличия ООЗ. При экспозиции  $10^{-5}$  с и более успевает образоваться ООЗ, препятствующий эмиссии электронов из катода. Чтобы начал формироваться электронно-термический пробой, необходимо повысить напряжение, приложенное к образцу. Повышение  $E_{пр}$  при экспозиции менее  $10^{-6}$  с, как указано в начале параграфа, связано с запаздыванием разряда.

### **8.7. Пробой диэлектрических пленок**

Пробой диэлектрических пленок, в основном щелочно-галоидных соединений, изучается с 50-х годов XX века с сугубо научной целью. Но в 60-х годах появились интегральные схемы, в которых стали использоваться диэлектрические пленки толщиной порядка 0.1 мкм. Поэтому актуальность вопроса о пробое диэлектрических пленок возросла. В настоящее время диэлектрические пленки толщиной в несколько микрон и менее находят широкое применение во многих устройствах

микроэлектроники. В качестве изолирующих слоев они применяются в тонкопленочных системах металл–диэлектрик–металл (МДМ) и металл–диэлектрик–полупроводник (МДП). Явление пробоя диэлектрической пленки в этих системах интересно не только с точки зрения более глубокого понимания пробоя твердых диэлектриков, но и с практической стороны, поскольку пробой диэлектрической пленки определяет надежность работы таких систем. Широкое применение нашли окисные пленки  $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$ ,  $Ta_2O_5$ ,  $Si_3N_4$ , а также окислы редкоземельных металлов.

Диэлектрическая пленка на их основе характеризуется наличием определенной концентрации микро- и макродефектов. Если пленка поликристаллическая, то наиболее существенными дефектами являются межкристаллитные прослойки, являющиеся хорошими путями для диффузии примесей, влаги из атмосферы. Поэтому поликристаллические диэлектрические пленки не находят практического применения, а в основном применяются аморфные пленки. Аморфные пленки содержат микродефекты с концентрацией  $10^{18}$ - $10^{21}$  см<sup>-3</sup> в виде примесей, обрывов валентных связей, избытка одного из компонентов и др. Многие микродефекты являются электронными ловушками. В диэлектрической пленке содержатся также открытые и закрытые поры. Наличие закрытых пор экспериментально доказано, но о размерах пор и их концентрации данные отсутствуют. Количество открытых пор зависит от вида пленки, технологии ее изготовления и толщины. О количестве таких пор в различных пленках толщиной порядка десятых долей мкм дает представление табл. 8.1.

Таблица 8.1

Пленка	Алюмосиликатное стекло	$SiO$	$SiO_2$	$Al_2O_3$
Количество пор, мм <sup>-2</sup>	0.2-0.5	3-150	0.4-10	0.15

Электродные поверхности также не являются идеально гладкими и содержат различные неровности (углубления, бугорки), которые искажают электрическое поле в диэлектрике. Степень шероховатости нижнего электрода зависит от вида материала. Если это полупроводник, то степень шероховатости зависит от класса обработки. Если нижний электрод – металлическая пленка, то шероховатость зависит от металла и режима нанесения металлической пленки.

На рис. 8.8, *а* представлена микрофотография поверхности алюминиевой пленки, осажденной термическим испарением в вакууме при температуре подложки  $\sim 60^\circ\text{C}$ . Микрофотография получена в электронном микроскопе с реплики, оттененной платиной под малым углом. По длине оттенения (светлая полоса) судят о высоте микроострия. Проведенные измерения показали, что высота микроострия колеблется в пределах  $1000\text{\AA}$ . Соответствующие данные представлены на рис. 8.9.

Шероховатости на поверхности верхнего электрода определяются состоянием верхней поверхности диэлектрической пленки. На поверхности диэлектрической пленки также могут возникнуть трещины за счет механических напряжений. На рис. 8.8, *б* показана микрофотогра-

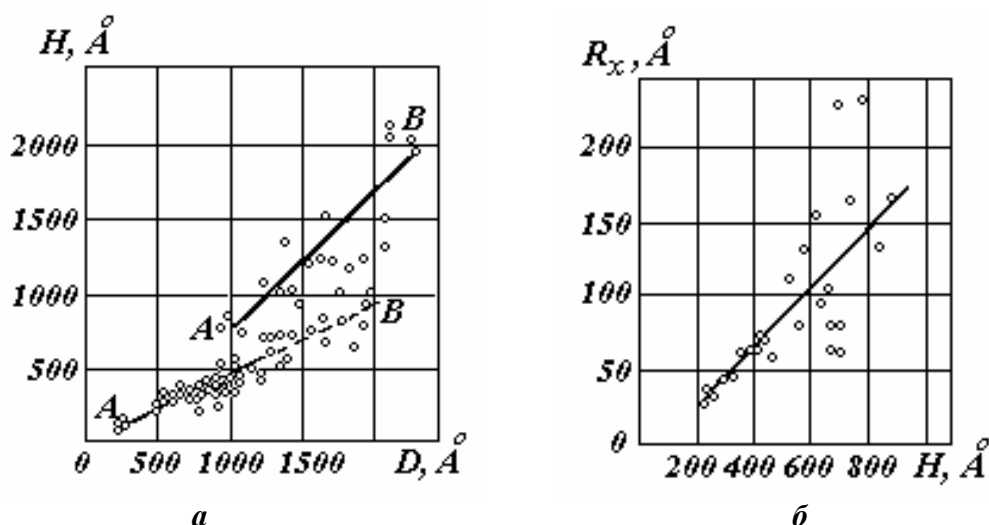


Рис. 8.9. Параметры микроострий, расположенных на пленке алюминия при  $d = 2000 \text{\AA}$ :

- a*) зависимость высоты микроострия от основания;
- б*) зависимость радиуса закругления при вершине от высоты

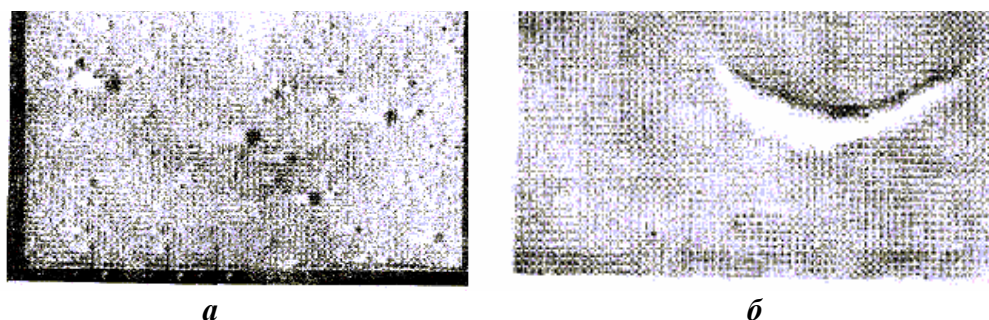


Рис. 8.8 Микрофотографии поверхности тонких пленок, полученные путем оттенения реплики: *a*) пленка алюминия, толщина  $d = 2000 \text{\AA} \times 10000$ ; *б*) пленка  $\text{SiO}_2$ ,  $d = 5000 \text{\AA} \times 10000$

фия трещины в пленке  $\text{SiO}_2$ . В процессе осаждения верхнего металлического электрода могут возникнуть локальные разогревы, приводящие также к появлению трещин в диэлектрической пленке. Эти трещины

заполняются металлом и будут образовывать микроострия, свисающие внутрь диэлектрической пленки.

Следует сказать, что количественная теория пробоя диэлектрических пленок отсутствует. Однако качественные представления о механизме пробоя диэлектрической пленки имеются, и картина пробоя в первом приближении ясна. При этом учитываются следующие особен-

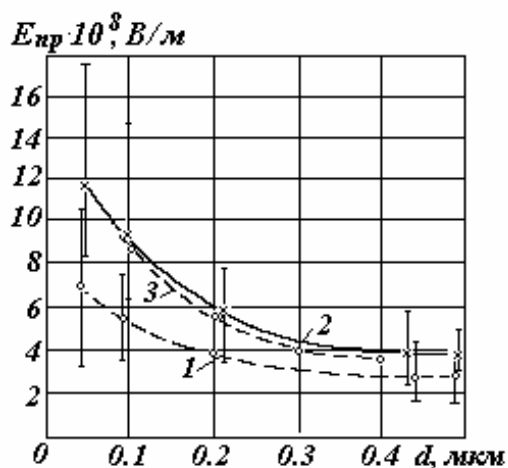


Рис. 8.10. Зависимость электрической прочности пленки  $SiO$  от толщины:

1. (—) на верхнем электроде;
2. (+) на верхнем электроде;
3. расчетная кривая

ности структуры тонкопленочной системы: наличие микроострий на катоде, из которых происходит эмиссия электронов в диэлектрик; наличие потенциального барьера на границе электрод–диэлектрик; наличие электронных ловушек в диэлектрической пленке, которые захватывают электроны, и при этом образуется отрицательный объемный заряд (ООЗ). Исследования показали, что ООЗ сосредоточен в прикатодном слое толщиной не более  $10^{-5}$  см. Это связано с тем, что эмитированные из катода электроны обла-

дают малой энергией и легко захватываются ловушками.

Необходимо отметить, что электрическая прочность диэлектрической пленки является несколько условной характеристикой, так как электрическое поле за счет микроострий, расположенных на электродах, может значительно отличаться от однородного. На рис. 8.10 представлены зависимости электрической прочности пленки  $SiO$  в системе  $Al-SiO-Al$  от ее толщины.

Из рис. 8.10 можно отметить две интересные закономерности. Во-первых, это эффект полярности, заключающийся в том, что электрическая прочность ниже, когда верхний электрод имеет отрицательную полярность. Для других пленок эффект полярности не наблюдался. Во-вторых, при пробое диэлектрических пленок наблюдается эффект электрического упрочнения. Иногда из наличия электрического упрочнения делают вывод о том, что пробой диэлектрических пленок обусловлен ударной ионизацией. Однако, как показывают расчеты, величина  $\alpha d$  получается значительно меньше единицы. Это говорит о том, что ударная ионизация не является определяющим механизмом пробоя диэлектрических пленок.

Наиболее вероятным механизмом пробоя является разрушение диэлектрика током электронной эмиссии с микроострия. Поэтому при объяснении эффекта полярности нужно знать форму микроострий, расположенных на обоих электродах. Из рис. 8.9, *a* вытекает, что отношение высоты микроострия к его основанию составляет в среднем  $0.4 \div 0.5$ ; для трещины, расположенной на поверхности пленки  $SiO_2$ , подобное отношение близко к единице. Таким образом, можно считать, что на верхнем электроде расположены более «острые» микроострия, которые обеспечивают большую плотность тока электронной эмиссии, что требует для пробоя более низкого напряжения.

Рассматривая наличие открытых пор в диэлектрических пленках, Бенет Х.И. и Бенет Дж. предположили, что пора растет с анода в виде конусообразной формы. По стенкам поры диффундирует металл. Основанием для такого предположения послужил тот факт, что коэффициент диффузии по поверхности диэлектрической пленки на 5–6 порядков больше, чем по объему. Однако это предположение не выдерживает критики, т.к. открытые поры могут быть закорочены при нанесении металлического электрода.

Более предпочтительно второе предположение о влиянии на электрическую прочность размера и количества пор, которые зависят от технологии получения пленок. Так при ионно-реактивном способе (пленки  $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$ ,  $Ta_2O_5$ ,  $Si_3N_4$  и др.)  $E_{np}$  составляет  $(1 \div 2)10^8$  В/м. Пленки, полученные термическим испарением в вакууме, имеют  $E_{np}$   $(3 \div 4)10^8$  В/м. Качественные пленки, т.е. с малой пористостью, полученные плазмохимическим осаждением ( $SiO_2$ ), анодированием ( $Al_2O_3$ ,  $Ta_2O_5$ ), окислением поверхности кремния в сухом кислороде при температуре  $400 \div 600$  °C ( $SiO_2$ ), при толщине порядка  $0.03 \div 0.05$  мкм имеют  $E_{np}$  около  $10^9$  В/м.

На значительное влияние таких пор на электрическую прочность пленок указывает и факт многократности их пробоя (восстановления электрической прочности), обнаруженный рядом авторов. После пробоя пленки происходит изолирование канала пробоя за счет разрушения электродов протекающим током. При повторном приложении напряжения происходит пробой пленки уже в другом месте. При этом значение пробивного напряжения возрастает, т.е. пленка сначала пробивается в местах расположения грубых дефектов, обладающих меньшей электрической прочностью, а затем в более прочных местах. За счет этого электрическая прочность таких пленок имеет более низкие пробивные напряженности поля по сравнению с однородными пленками.

На основании изложенного процесс пробоя диэлектрических пленок представляется следующим. Наличие микроострий на электродах способствует созданию высоких локальных напряженностей поля, в частности, у катода. За счет этого возникает эмиссия электронов с катода. Электроны, двигаясь в направлении анода, встречают на своем пути дефекты (ловушки) и оседают на них. При этом вблизи катода создается отрицательный объемный заряд ООЗ, который выравнивает поле и затрудняет эмиссию электронов с катода. При дальнейшем повышении напряжения захваченные электроны могут срывать с ловушек электрическим полем. За счет этого плотность ООЗ будет уменьшаться, а напряженность поля у катода будет вновь возрастать. Это приведет к дополнительной эмиссии электронов с катода. Сорванные электроны с ловушек, двигаясь в направлении анода, могут ускоряться и вызывать ударную ионизацию. Этому способствует пористость пленок (наличие закрытых пор), т.к. здесь электроны обладают большей длиной свободного пробега. При достижении электронной лавины анода развитие стримера маловероятно, т.к. при такой малой толщине из-за наличия пористости напряженность поля в области объемного заряда относительно мала. Вероятнее всего, наиболее важным процессом в создании проводящего пути в диэлектрической пленке и развитии пробоя является диссоциация молекул диэлектрика, при которой могут выделяться атомы металла. Коагуляция этих атомов образует на поверхности канала почти сплошную проводящую пленку, т.е. создает проводящий путь, по которому пойдет развитие разряда.

## 8.8. Формованные системы металл–диэлектрик–металл (МДМ)

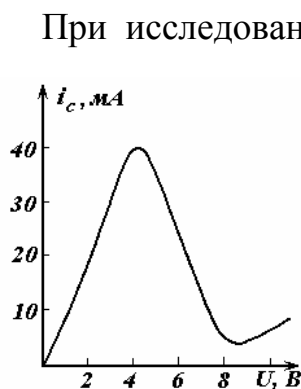


Рис. 8.11. Зависимость тока от напряжения в МДМ-системах

При исследовании поведения систем металл–диэлектрик–металл (МДМ) в сильном электрическом поле было обнаружено новое явление, названное формовкой. Впервые на возможность формовки МДМ-систем указал в 1961 г. американский ученый *Mead*. Он предположил, что в системах МДМ, находящихся в вакууме, при воздействии электрического поля электроны эмитируются с катода и попадают в диэлектрик, где они ускоряются электрическим полем и переходят в металлический анод. Попадая на анод, эти электроны частично рассеиваются, а часть из них, не претерпев столкновений с атомами, выходит на поверхность металла, и если их энергия превосходит работу выхода из металла  $W_6$ , то они могут выходить в вакуум. Первоначально прове-

денные исследования с плотными диэлектрическими пленками не подтвердили наличие такой инжекции электронов в вакуум.

Однако несколькими годами позже Г.С. Крейнина обнаружила, что в пленках щелочно-галоидных кристаллов толщиной порядка  $100\text{\AA}$  вольт-амперная характеристика (ВАХ) для сквозного тока имеет  $N$ -образный характер, а поверхность МДМ-системы светилась. Аналогичные явления обнаружил и исследовал в аморфных пленках Х. Мотт за рубежом.

В 1971 г. в Томске П.Е. Троян и А.В. Сутягин обнаружили те же эффекты на пленках оксинитрида кремния, получаемых бомбардировкой кремниевой мишени ионами азота (рис. 8.11). При этом было обнаружено, что свечение МДМ-системы происходит в отдельных точках, которые, как было показано позже, являются местами эмиссии электронов в вакуум (рис.8.12). Позднее эти точки были названы формованными каналами. Диаметр этих каналов значительно меньше диаметра канала пробоя и составляет порядка  $0.01\text{ мкм}$ .

Анализируя явления, происходящие в МДМ-системах, можно отметить следующее:

1. При воздействии напряжения (постоянного, переменного и импульсного) наблюдается возрастание электропроводности на  $6\div 8$  порядков. Время получения значительного сквозного тока через диэлектрик –  $i_c$  (рис.8.11), называемое временем формовки, изменяется от долей секунд до нескольких минут.

2. При наличии формовки вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет  $N$ -образный характер. Максимум тока соответствует напряжению  $3.8\div 4\text{ В}$  и не зависит практически от толщины диэлектрика. Минимум

тока соответствует напряжению  $8\div 9\text{ В}$ . Вид ВАХ сохраняется в пределах давления  $10^{-7} \div 10^{-2}\text{ мм рт.ст.}$ . Отношение  $i_{\text{макс}}/i_{\text{мин}} = 5 \div 10$ .

3. В формованной МДМ-системе наблюдается электролюминесценция с длиной волны  $480\text{ нм}$ . Оказалось, что точки свечения и эмиссии электронов совпадают. Можно считать, что эти точки являются окончаниями формованного канала, проходящего

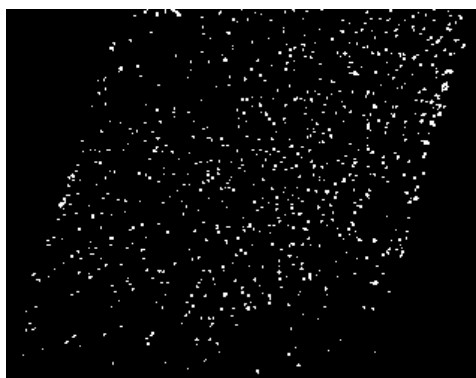


Рис. 8.12. Электролюминесценция формованной МДМ-системы

через диэлектрик.



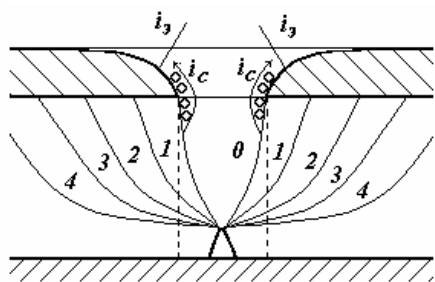
4. Параметры формованной МДМ-системы чувствительны к составу газа в вакуумной системе. Так, кислород уменьшает величину  $i_c$  и в зависимости от его содержания происходит искажение ВАХ. Пары воды увеличивают  $i_c$ . При отсутствии паров воды  $i_c$  уменьшается и исчезает  $N$ -образность ВАХ. Такие газы, как азот и аргон не влияют на характеристики формованной МДМ-системы.

5. Скорость формовки возрастает с увеличением температуры. Но формовка возможна в пределах изменения температуры 200÷750 К. Температура на поверхности формованного канала может достигать 1000 К.

6. Формованная МДМ-система обладает памятью к давлению и температуре. В формованной системе возможны эффекты переключения из состояния высокого сопротивления в состояние низкого сопротивления, что создает возможность создания элементов памяти на их основе.

При проведении исследований обнаружено, что процесс формовки и пробоя взаимосвязаны. Так вероятность пробоя увеличивается, а вероятность формовки уменьшается с увеличением толщины диэлектрика и верхнего электрода, а также величины приложенного напряжения. Так же как и при пробое, важную роль при формовке играет эмиссия электронов с катода и их ускорение в электрическом поле. При этом характерно, что если толщина верхнего электрода (анода) мала, то за счет электронной лавины происходит разрушение этого электрода и формовка не наблюдается. Схематическое изображение образования формованного канала показано на рис. 8.13.

В местах расположения микроострий, которые имеются на электродах, напряженность электрического поля более чем в 10 раз превышает среднюю напряженность поля. Именно здесь при приложении



**Рис. 8.13. Схема образования формованного канала**

Рис. 8.13. Схема образования формованного канала

Выделяющаяся в диэлектрике энергия будет равна  $W = U^2 \frac{\gamma \cdot S}{d}$ , где значения  $\gamma$  и  $S$  зависят от величины приложенного напряжения. Следует, вероятно, ввести понятие критической энергии  $W_{крит}$ . Если  $W > W_{крит}$ , то произойдет пробой, сопровождающийся выбросом в вакуум части верхнего электрода, части диэлектрика и нижнего электрода. Если  $W < W_{крит}$ , то процесс будет протекать постепенно. Образующие за счет диссоциации проводящие мостики приводят к росту тока  $i_c$ . За счет протекающего тока большая часть электронов уходит на верхний электрод, но часть электронов отразится от его поверхности и будет обуславливать ток эмиссии  $i_e$  (рис. 8.13). Важную роль в электропроводности могут играть молекулы воды, когда они оседают и заполняют пространство между коагулированными островками.

При прохождении тока  $i_c$  выделяется тепловая энергия, за счет которой часть молекул воды испаряется с поверхности формованного канала и ток  $i_c$  уменьшается (см. рис. 8.11). После достижения минимума тока количество выделяющейся энергии в канале резко уменьшается и часть молекул воды как бы возвращается, что вызывает дальнейшее возрастание тока  $i_c$ . В случае распаянной колбы при остаточном давлении порядка  $10^{-7}$  мм рт.ст., когда воды практически нет, величина тока  $i_c$  и  $i_e$  значительно уменьшается, а  $N$ -образность ВАХ исчезает. При повышении температуры или в результате разогрева верхнего электрода и диэлектрика протекающим током может происходить дополнительная формовка в новых точках МДМ-системы. В результате этого ток  $i_c$  возрастает, происходит испарение верхнего электрода, что вызывает уменьшение эмиссии электронов в вакуум и теряется  $N$ -образность ВАХ. За счет этого срок службы формованных МДМ-систем резко сокращается, что затрудняет использование МДМ-систем для создания электронных переключателей и элементов памяти.

## 8.9. Заключение по механизму электрического пробоя твердых диэлектриков

Обобщая рассмотренные выше теоретические представления о механизме пробоя твердых диэлектриков, можно сказать, что в настоящее время сложилось два научных направления.

С одной стороны, это теоретические и экспериментальные работы А. Хиппеля, Г. Фрелиха, В. Франца, Г.А. Воробьева и многих др., в которых рассматривается электрический пробой твердых диэлектриков с позиций механизма ударной ионизации электронами.

С другой стороны, это работы Ю.Н. Вершинина и его сотрудников, в которых отвергается механизм ударной ионизации электронами и развивается принципиально иной подход к электрическому пробоя твердых диэлектриков с позиций перегретой тепловой неустойчивости и процессов электронной детонации под действием сильного электрического поля.

К неударному механизму электрического пробоя твердых диэлектриков можно отнести также теоретические работы Зинера, Волькенштейна и Френкеля, работы Роговского, Горовица, Старка и Гартона и др., которые не получили дальнейшего развития.

Научный спор относительно механизма электрического пробоя начался еще с работ Иоффе, в которых впервые была выдвинута идея об ударной ионизации ионами, которая впоследствии была отвергнута.

Из механизма ударной ионизации электронами следовала необходимость электрического упрочнения, т.е. увеличения электрической прочности диэлектрика с уменьшением его толщины, что долго не удавалось обнаружить. Работы Аустена и Уайтхеда, в которых было обнаружено электрическое упрочнение в тонких слоях слюды в десятки доли микрон, остались как-то незамеченными. Впоследствии эффект электрического упрочнения был подтвержден в работах Г.А. Воробьева при исследовании электрической прочности ШГК в тонких слоях с использованием электролитовых электродов. При толщинах порядка 50 мкм  $E_{np}$  практически не изменялось с изменением толщины, однако при меньших толщинах наблюдалось возрастание  $E_{np}$  с уменьшением толщины. Кроме того, в малых толщинах были обнаружены новые явления: токи ударной ионизации, возникновение дислокаций, собственное и активаторное свечение, которые составили новую область физики сверхсильных электрических полей. При использовании электролитовых электродов было установлено также различие электрической прочности по различным кристаллографическим направлениям, согласующееся с теоретическими воззрениями А. Хиппеля. Все эти данные согласуются с представлениями об ударной ионизации электронами.

При переходе от электролитовых электродов к электродам из графита или металла наблюдается снижение электрической прочности. Развитие пробоя в этом случае не связано непосредственно с процессом ударной ионизации, а обусловлено наличием на электродах шероховатостей в виде микроострий, в области которых создаются высокие локальные напряженности электрического поля. За счет этого резко возрастает эмиссия электронов с катода, что приводит к резкому увеличению плотности тока, выделению джоулева тепла и расплавлению участков кристалла, которые как бы служат продолжением электрода.

Далее этот процесс непрерывно повторяется и приводит к образованию сквозного канала пробоя.

При проведении испытаний на пробой в неоднородном электрическом поле (электроды острие–плоскость) было обнаружено, что электрическая прочность для большинства твердых диэлектриков при толщинах более 1 см имеет более низкие значения при положительной полярности электрода-острия. Такое положение характерно и для пробоя газов, что также подтверждает механизм ударной ионизации электронами.

При пробое твердых диэлектриков в неоднородном электрическом поле в системе электродов острие–острие обнаружен различный характер развития разряда с анода и катода. Разряд с анода развивается по кристаллографическим направлениям [110] или [111] и с гораздо большей скоростью, чем разряд с катода. С позиций механизма ударной ионизации электронами разряд с анода имеет лавинно-стримерный характер, что обуславливает его большую скорость. По теории Ю.Н. Вершинина этот разряд имеет характер электронной детонации и развивается в виде взрыва со сверхзвуковой скоростью. Развитие разряда с катода объясняется примерно одинаково и связано с переходом кристалла в расплавленное состояние в результате перегревной неустойчивости по теории Ю.Н. Вершинина, или, как считает Г.А. Воробьев, обусловлено расплавлением кристалла за счет большой плотности эмиссионного тока.

Развитие тепловой (перегревной) неустойчивости еще не является доказательством невозможности механизма ударной ионизации электронами. Так Райзер [3], рассматривая неустойчивости газового разряда, отмечает, что перегревная неустойчивость приводит к локальному разогреву и, соответственно, к росту электронной температуры, т.е. к усилению ионизации. Кроме того, в зоне локального нагрева увеличивается количество метастабильных атомов и к ионизации из основного состояния присоединяется ионизация возбужденных частиц, которая протекает легче, ибо энергия связи электронов в них меньше.

## Глава 9. Электрохимический пробой

При длительном воздействии электрического напряжения на диэлектрик в нем происходят различные электрохимические процессы, которые приводят к снижению его пробивного напряжения. При этом снижение пробивного напряжения или электрической прочности будет

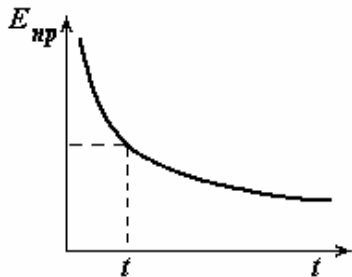


Рис. 9.1. Кривая жизни изоляции

тем больше, чем больше время воздействия приложенного напряжения. Такая зависимость  $E_{пр} = f(t)$  получила в литературе название «кривой жизни» (см. рис. 9.1), а само явление получило название электрохимического пробоя или электрического старения.

Сущность процесса электрического старения заключается в возникновении и развитии в диэлектрике различных физико-химических процессов, вызванных воздействием электрического поля и приводящих к ухудшению его диэлектрических свойств.

В результате электрохимических процессов, происшедших в диэлектрике под воздействием электрического поля (от нескольких минут до нескольких лет), возрастает его проводимость, увеличиваются диэлектрические потери, снижается кратковременная электрическая прочность. Это разрушение диэлектрика можно рассматривать как самостоятельную форму пробоя, которая в завершающей стадии, как правило, имеет тепловой характер, т.е. завершается развитием теплового пробоя.

Установлено, что скорость электрического старения, механизм электрохимических процессов зависят как от условий испытания, так и от вида материала диэлектрика.

### 9.1. Электрическое старение органической изоляции

Экспериментально показано, что основной причиной старения органической изоляции в сильном электрическом поле являются частичные разряды, происходящие в газовых порах, имеющихся в изоляции, и в окружающем изоляцию газе. Доказательством этого являются следующие факты:

1. Резкое возрастание времени жизни изоляции при проведении ее испытаний в вакууме, где развитие частичных разрядов затруднено.
2. Резкое возрастание времени жизни изоляции при напряженностях поля, меньшей напряженности возникновения частичных разрядов.

3. Резкое уменьшение времени жизни изоляции при увеличении частоты приложенного электрического поля за счет роста интенсивности частичных разрядов.

Возникновение частичных разрядов, как правило, связано с наличием в органических диэлектриках воздушных включений, которые образуются при их изготовлении, за счет усадки в процессе полимеризации и многих других причин. Под действием частичных разрядов (ЧР) могут происходить следующие процессы:

1. Образование газообразных продуктов ионизации – озона, окислов углерода, окислов азота, паров воды и др.

2. Химическое разрушение диэлектрика под действием продуктов ионизации, сопровождаемое разрывом химических связей, образованием свободных радикалов, появлением поперечных связей (сшиванием) между макромолекулами, образованием новых групп (карбоксильные, эфирные) в составе макромолекул полимера, а также углерода и др. Эти изменения прослеживаются с помощью ИК-спектроскопии.

3. Непосредственное воздействие на диэлектрик бомбардировки ионами и электронами, действие излучения, образуемыми при ЧР.

5. Повышение локальной напряженности электрического поля и температуры, возникающие в зоне ЧР.

6. Эрозия диэлектрика, ведущая к уменьшению его веса и толщины.

Механизм электрохимических процессов, приводящих к электрическому старению, многообразен и зависит от материала диэлектрика, однако можно указать следующие основные закономерности:

а) образование химически активных продуктов при ионной проводимости (взаимодействие ионов с металлом электродов, развитие дендритов);

б) процессы электролиза и электролитического разложения продуктов загрязнения, воды, пропиточной массы (взаимодействие их с материалом электродов и диэлектрика);

в) разрыв химических связей, образование свободных радикалов и их последующее взаимодействие с основным диэлектриком;

г) образование поперечных химических связей, повышение молекулярного веса.

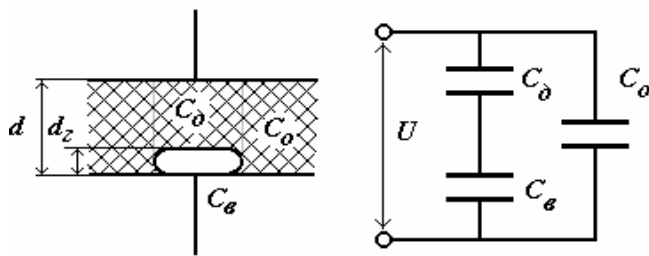
Указанные факторы вызывают изменение свойств диэлектрика, определяют механизм его старения и приводят к снижению мгновенного пробивного напряжения. Роль тех или иных факторов может быть

различной в каждом конкретном случае в зависимости от вида диэлектрика и условий испытания.

Если представить воздушное включение в виде полости, вытянутой вдоль слоев (рис. 9.2), то можно рассмотреть процесс ЧР из следующей эквивалентной схемы.

При приложении к диэлектрику с воздушным включением напряжения за счет различия диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и электропроводности  $\gamma$  самого диэлектрика и воздушного включения происходит перераспределение электрического поля.

На переменном напряжении это перераспределение определяется



**Рис. 9.2.** Эквивалентная схема замещения диэлектрика с воздушным включением:  $C_d$  – емкость диэлектрика;  $C_e$  – емкость воздушного включения;  $C_o$  – емкость диэлектрика без поры

соотношением их диэлектрических проницаемостей, т.к.  $\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2$ , а на постоянном напряжении – соотношением их проводимостей, т.е.  $\gamma_1 E_1 = \gamma_2 E_2$ . Из этого

следует, что наибольшая напряженность поля будет всегда иметь место в воздушном включении.

При достижении напряжения  $U = U_{ни}$ , падение

напряжения на поре достигает  $U_{пр.г.}(U_{вз})$ , т.е. происходит пробой емкости поры (ЧР). В соответствии с эквивалентной схемой можно найти:

$$U_{н.и} = U_{пр.г.} \left( 1 + \frac{d - d_z}{\varepsilon_o \cdot d_z} \right) = E_{пр.г.} \left[ d_z + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_o} (d - d_z) \right]. \quad (9.1)$$

$$E_{н.и} = \frac{U_{пр.г.}}{\varepsilon \cdot d_z} \left( 1 + \frac{d_z (\varepsilon - 1)}{d} \right). \quad (9.2)$$

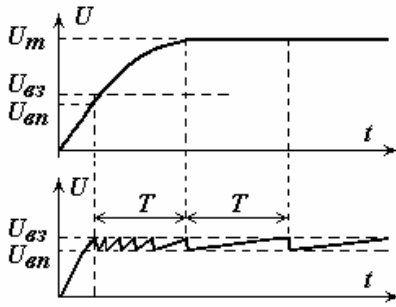
Здесь  $U_{ни}$  – напряжение начала ионизации;

$\varepsilon_z, \varepsilon_o$  – диэлектрическая проницаемость газа (воздуха) и диэлектрика без включения;

$d, d_z$  – общая толщина диэлектрика и толщина воздушного включения.

В качестве характеристик частичных разрядов кроме напряжения начала ионизации –  $U_{ни}$  различают также количество частичных разрядов в единицу времени (частота следования ЧР) –  $n_{чр}$ ; кажущийся заряд единичного ЧР –  $q_{чр}$ ; энергия частичного разряда  $W_{чр} = q_{чр} \cdot U_{чр}$ ; ток частичного разряда  $I_{чр} = q_{чр} \cdot n_{чр}$ ; мощность частичного разряда  $P_{чр} = n_{чр} W_{чр}$ .

**Характер и интенсивность проявления частичных разрядов зависит от формы приложенного напряжения.**



**Рис. 9.3. Частичные разряды на постоянном напряжении**

На рис. 9.3 показан характер проявления частичных разрядов на постоянном напряжении.

Из рис. 9.3 видно, что при достижении напряжения  $U_{ни}$  ( $U_{вз}$ ) происходит пробой газа в поре. За счет ионизации газа происходит шунтирование поры образующимися при ионизации электрическими зарядами и напряжение на ней резко упадет. При  $U_{ног}$  ( $U_{ен}$ ) ионизация прекратится и заряды, образовавшиеся при ионизации, будут нейтрализовываться.

После прекращения разряда напряжение на поре  $U_e$  будет вновь возрастать в соответствии с формулой

$$E_e = E_o \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (9.3)$$

Периодичность ЧР обусловлена величиной  $\tau = RC = A\rho_v \varepsilon$ , т.е. постоянной времени разряда емкости воздушного включения (временем стекания заряда). Здесь  $A$  – некоторая постоянная, отражающая размерность единиц измерения.

При повышении температуры за счет увеличения проводимости (т.е. уменьшения удельного сопротивления) время стекания зарядов будет уменьшаться, что приведет к увеличению интенсивности частичных разрядов.

Время между разрядами

$$T_{разр} = \left| \tau \cdot \ln \left( 1 - \frac{E_e}{E_o} \right) \right|. \quad (9.4)$$

Кроме того, периодичность ЧР зависит от соотношения напряжения зажигания и напряжения погасания разряда



$$T = \tau \frac{U_{ни} - U_{ног}}{U_m}, \quad (9.5)$$

где  $U_{ни}$  – напряжение начала ионизации;  
 $U_{ног}$  – напряжение погасания разряда;  
 $U_m$  – амплитуда приложенного напряжения.

На рис. 9.4 показан характер проявления частичных разрядов на переменном напряжении.

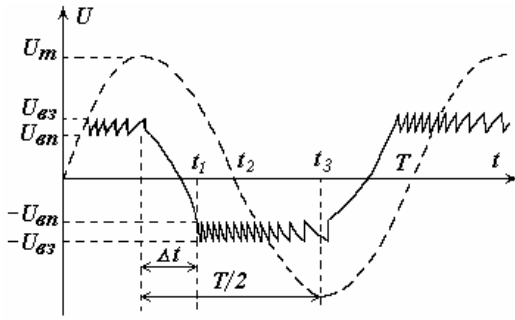


Рис. 9.4. Частичные разряды на переменном напряжении

Из рис. 9.4 видно, что периодичность, т.е. интенсивность частичных разрядов на переменном напряжении значительно выше, чем на постоянном напряжении. Их периодичность также определяется соотношением напряжения зажигания и погасания разряда, но в большей степени зависит от частоты приложенного напряжения.

Количество частичных разрядов можно найти на переменном напряжении

$$n_{чр} = 4f \left( \frac{U_m - U_{ног}}{U_{ни} - U_{ног}} \right); \quad (9.6)$$

на постоянном напряжении

$$n_{чр} = \frac{\gamma}{\varepsilon_o \cdot \left( \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \frac{d_1}{d_2} \right) \ln \left( \frac{U_m - U_{ног}}{U_{ни} - U_{ног}} \right)}. \quad (9.7)$$

Здесь:  $\gamma$  – электропроводность диэлектрика;

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – диэлектрическая проницаемость диэлектрика и газового включения;

$d_1, d_2$  – толщина диэлектрика и газового включения;

$f$  – частота приложенного напряжения.

Рассматривая характер воздействия частичных разрядов на процесс старения твердых диэлектриков, можно выделить две тенденции.

Увеличение интенсивности частичных разрядов в процессе старения. Эта тенденция связана с процессом эрозии (разрушения) стенок воздушного включения продуктами ионизации. Это наиболее опасная тенденция, приводящая в конечном итоге к пробое самого диэлектрика, т.е. к уменьшению срока службы.

Затухание ионизации. Этот процесс связан с шунтированием воздушного включения продуктами разложения диэлектрика, окружаю-

щего пору. В этом случае продукты разрушения (сажа) как бы закорачивают пору и она превращается в проводящее включение. Напряжение на пору практически падает до нуля и частичные разряды прекращаются. Это наиболее благоприятный случай, когда действие частичных разрядов оказывает слабое влияние на процесс старения. Однако замечено, что в таких порах процесс ионизации может возобновиться или перейти в развитие дендритов.

При электрохимическом пробое снижение  $E_{np}$  с течением времени описывается эмпирическими выражениями следующего вида:

$$E_{np} = A \cdot \tau^{-n}. \quad (9.8)$$

$$E_{np} = \frac{A_1}{\sqrt[m]{\tau}}, \quad \text{или} \quad \tau = \frac{A_2}{E^m}, \quad (9.9)$$

$$\text{где } n = \frac{1}{m}.$$

Здесь  $A$  и  $m$  – постоянные, зависящие от материала диэлектрика (для бумажно-масляной изоляции  $m = 7 \div 8$ ).

При изучении процесса старения полимерных пленок (ПЭ, ПС, лавсана и др.) Койков С.Н. и Цыкин А.Н. обнаружили, что при напряженности поля  $E > E_u$  в зависимости  $\lg \tau = f(\lg E)$  наблюдается излом (рис. 9.5).

При этом, как видно из рис. 9.5, в данной области наблюдается два участка, для которых справедливы уравнения

$$\tau_1 = B_1 e^{-m_1} \quad \text{и} \quad \tau_2 = B_2 e^{-m_2},$$

где  $m_1 = 3 \div 4$ , а  $m_2 = 10 \div 12$ .

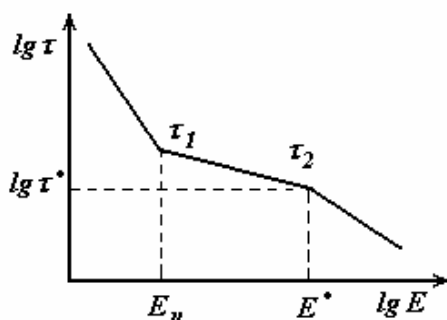


Рис. 9.5. Зависимость  $\lg \tau = f(\lg E)$  для полиэтилена

Аналогичные зависимости имеют место и для неорганической изоляции (например, в алундовой и тикондовой керамике).

Зависимость времени жизни  $\tau = f(T)$  обычно описывается уравнением вида

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\Delta W}{KT}},$$

где  $\Delta W$  – энергия активации.

Как уже отмечалось, влияние температуры на скорость старения выражается ростом электропроводности, что приводит к увеличению

скорости процессов, определяющих периодичность следования частичных разрядов. Это особенно сильно проявляется на постоянном напряжении. На переменном напряжении наибольшее влияние на периодичность частичных разрядов оказывает частота приложенного напряжения.

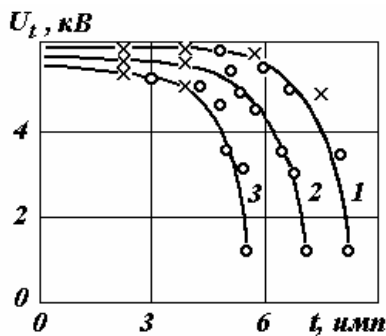


Рис. 9.6. Зависимость кратковременного пробивного напряжения от времени старения для политетрафторэтилена

Зависимость времени жизни  $\tau = f(T)$  (срока службы) от температуры можно выразить также уравнением

$$\tau = A \cdot 10^{\frac{B}{T}},$$

или в виде

$$\ln \tau_1 - \ln \tau_2 = \beta(T_2 - T_1),$$

где  $\beta$  — температурный коэффициент (для б.м. изоляции

$$\beta = 0.03 \div 0.04).$$

## 9.2. Кратковременное пробивное напряжение

На рис. 9.6 представлены зависимости мгновенного пробивного напряжения  $U_t$ , для трех пленок политетрафторэтилена (1 — начальное напряжение  $U_0 = 5.95$  кВ, 2 —  $U_0 = 5.7$  кВ, 3 —  $U_0 = 5.5$  кВ) от времени старения.

Старение производилось при напряжении 1200 В,  $f = 50$  Гц,  $t = 20$  °С. Вначале  $U_t$  снижается медленно, но затем скорость снижения  $U_t = f(t)$  быстро возрастает. Такой ход зависимостей  $U_t = f(t)$  является естественным, так как логично предполагать, что изменения, происходящие в диэлектрике при старении, способствуют ускорению старения. Однако, если старение производится на постоянном напряжении, то получается несколько иной ход зависимости  $U_t = f(t)$ ; вначале  $U_t$  быстро уменьшается, а затем снижение  $U_t$  замедляется.

## 9.3. Старение бумажной изоляции

Основной особенностью старения бумаги и бумажной изоляции является выделение свободного углерода, что способствует дальнейшему прорастанию разряда и обуславливает значительное снижение пробивного напряжения. Примером опасного влияния выделения углерода в бумаге может служить пробой бумажной изоляции высоковольтного кабеля, пропитанной маслом. Когда разряд развивается от жилы кабеля на некоторую небольшую глубину, появляются тангенци-

альные составляющие напряженности поля, обуславливающие частичные разряды на поверхности бумаги. Эти разряды, захватывающие большую площадь, науглероживают бумагу, что создает опасность пробоя изоляции в слабом месте.

Следует отметить, что выделение свободного углерода имеет место не только в бумаге, но и в других органических диэлектриках (например, в некоторых лаках, компаундах).

#### 9.4. Старение неорганических диэлектриков

Исследования различных неорганических диэлектриков показали, что процесс их электрического старения наблюдается в основном при воздействии постоянного напряжения при повышенных температурах. На переменном напряжении старение практически не происходит. При этом если состаренные образцы неорганической изоляции подвергнуть тепловой обработке без приложения напряжения или приложить к ним напряжение обратной полярности, то может наблюдаться восстановление первоначальных диэлектрических свойств (уменьшение электропроводности,  $\tan \delta$  и др.), т.е. происходит регенерация. Внешне старение неорганических диэлектриков проявляется в их потемнении (окраске). Это показывает, что старение неорганических диэлектриков каким-то

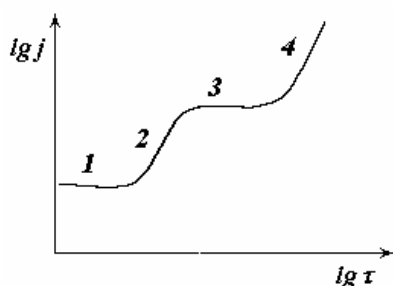


Рис. 9.7. Зависимость тока в неорганических твердых диэлектриках от времени воздействия постоянного напряжения

образом связано с изменением их электропроводности. Действительно, под действием электрического поля при повышенных температурах электропроводность большинства неорганических диэлектриков возрастает, причем изменение плотности тока с течением времени характеризуется четырьмя участками (рис. 9.7).

В начальный период после приложения напряжения плотность тока сохраняет постоянное значение или может даже несколько уменьшаться. На этом участке процесс старения проявляется очень слабо.

Далее наблюдается быстрое возрастание плотности тока, обычно описываемое степенной функцией.

На 3-м участке старения рост плотности тока прекращается. В некоторых случаях обнаружено даже ее уменьшение. На первом и втором участках процесс старения неорганических диэлектриков носит как бы обратимый характер, т.е. его диэлектрические свойства могут быть восстановлены (регенерированы).

Наконец, на 4-м участке старения вновь наблюдается рост плотности тока, заканчивающийся обычно тепловым пробоем диэлектрика. Следует отметить, что характер кривых плотности тока от времени старения зависит от условий испытания. При низких температурах интенсивность старения будет настолько низкой, что не удастся наблюдать даже второго участка. При повышенных температурах возрастание плотности тока становится настолько большим, что пробой происходит сразу, минуя 3-й и 4-й участки, т.е. на втором участке.

Наиболее изучен процесс старения щелочно-галоидных кристаллов (ЩГК). В работах С.Н. Койкова установлено, что при повышенных температурах процесс старения ЩГК связан с перемещением анионных вакансий и образованием  $F$ -центров. Согласно модели де Бура предполагается, что  $F$ -центр состоит из анионной вакансии и локализованного вблизи нее электрона.

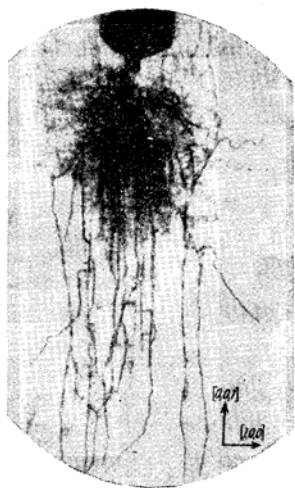
При низких температурах подвижность анионных вакансий очень мала и процесс старения замедлен. При повышенных температурах подвижность анионных вакансий резко возрастает, и они под действием электрического поля перемещаются к катоду и усиливают вблизи его поверхности напряженность поля. За счет этого с катода вырываются электроны, которые могут быть захвачены анионными вакансиями с образованием  $F$ -центров. Область максимальной напряженности при этом смещается в сторону анода, что вызывает подтягивание сюда новых анионных вакансий из средней части. При этом электроны из  $F$ -центров могут переходить на подошедшие анионные вакансии, образуя новый слой  $F$ -центров. Анионные вакансии, отдавшие электроны усиливают поле вблизи катода, что, в свою очередь, вызывает дополнительную инжекцию электронов и т.д. Этот процесс продолжается до тех пор, пока образующиеся слои  $F$ -центров не достигнут анода. При этом окраска ЩГК также постепенно распространяется от катода в глубь диэлектрика. Окраска ЩГК также происходит и при облучении их рентгеновскими лучами. Поскольку число электронов, участвующих в этом процессе, постоянно добавляется в результате их инжекции с катода, то и электропроводность будет возрастать в процессе старения.

В отличие от ЩГК, механизм электрического старения других неорганических диэлектриков изучен значительно слабее. Это связано со сложностью и особенностями их структуры, их непрозрачностью, возможным наличием газовых включений. Однако установлено, что в процессе электрического старения таких неорганических диэлектриках, как  $TiO_2$ ,  $BaTiO_3$ ,  $SrTiO_3$ , рутиловая керамика типа Т-80, а также других титаносодержащих керамических материалов, характер изменения плотности тока со временем аналогичен ЩГК. При этом измене-

ния, происходящие в них в процессе старения (по крайней мере, до третьего этапа) также являются обратимыми, т.е. для них также характерен процесс регенерации. Так же как и для ЩГК, у них проявляется эффект окраски (потемнения).

Существующие данные дают основания считать, что основной причиной электрического старения этих неорганических диэлектриков является образование и изменение концентрации донорных дефектов (наподобие  $F$ -центров). Трудность заключается в объяснении причин появления анионных вакансий, т.к. в большинстве случаев электропроводность таких диэлектриков носит электронный характер. Считается, что имеющиеся в них до старения дефекты связаны попарно и поскольку их суммарный заряд равен нулю, то они не принимают участие в ионной электропроводности. Под действием электрического поля может происходить диссоциация этих пар. Так, например, для рутиловой керамики образование анионной вакансии связано с переходом кислорода в междуузلية. При этом установлено также, что электрохимические процессы при старении начинают развиваться со стороны анода, что может быть связано с инъекцией положительно заряженных частиц. На это указывает тот факт, что удаление слоя диэлектрика (сошлифовка), прилегающего к аноду, вызывает резкое уменьшение плотности тока, тогда как удаление прикатодного слоя не вызывает изменений тока.

Таким образом, можно предположить, что в течение первого этапа в приэлектродных слоях происходят ионные процессы, подготавли-



**Рис. 9.8. Фотография дендритов в каменной соли при постоянном напряжении и температуре 450 °С**

вающие к концу этого этапа условия усиленной инъекции электронов из катода. При этом каждая анионная вакансия захватывает по два электрона, за счет чего образуются дефекты наподобие  $F$ -центров. Обладая избыточным электроном эти дефекты, по сути, являются донорами. На первом этапе происходит компенсация акцепторных дефектов образующимися при старении донорами, поэтому плотность тока практически не изменяется. В дальнейшем за счет старения концентрация доноров продолжает увеличиваться, что приводит к росту тока. Плотность таких доноров тем выше, чем выше температура. При  $T=190\text{ }^{\circ}\text{C}$   $n=10^{17}-10^{18}\text{ см}^{-3}$ , а при  $T=500\text{ }^{\circ}\text{C}$   $n=10^{19}-10^{20}\text{ см}^{-3}$ .

<sup>3</sup>. При этом электропроводность меняет характер с *p*-типа на *n*-тип проводимости.

Интересным явлением, которое может наблюдаться при электрохимическом старении, является образование и рост дендритов. Рост дендритов наблюдается в кристаллах с катода в виде острия, при повышенных температурах (в кристалле *NaCl* при температуре выше 400 °С). На рис. 9.8 показана фотография дендритов в каменной соли при постоянном напряжении и температуре 450 °С.

Как видно из рис. 9.8 дендрит состоит из отдельных древовидных нитей коллоидального металла, образующегося в результате восстановления катионов. При повышенной температуре электропроводность кристалла резко возрастает. Катионы, попадая на катод, восстанавливаются, и, накапливаясь, образуют древовидные образования, прорастающие к аноду.

Наряду с ростом дендритов замечаются красноватые вспышки – это перегорают нити дендритов за счет большого протекающего через них тока. Когда дендрит дорастет до анода, может произойти полный пробой.

### **Список литературы к разделу «Пробой твердых диэлектриков»**

1. Сканапи Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). ч.2. – М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1958. – 907 с.
2. Франц В. Пробой диэлектриков /Перевод с нем.– М.: Изд-во ИЛ, 1961. – 207 с.
3. Воробьев Г.А. Физика диэлектриков (область сильных полей), конспект лекций. – Томск.: Изд-во ТГУ, 1977. – 251 с.
4. Воробьев Г.А., Еханин С.Г., Несмелов Н.С. Физика диэлектриков (область сверхсильных электрических полей). Обзорная статья /Журнал «Известия вузов», Физика. – 2000. – № 8.
5. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики, основные свойства и применение в электронике. – М.: Радио и связь, 1989. – 28 с.
6. Воробьев Г.А., Мухачев В.А. Пробой тонких диэлектрических пленок. – М.: Советское радио, 1977. – 69 с.
7. Борисова М.Э., Койков С.Н. Физика диэлектриков. – Л.: Изд-во Ленинградского университета. 1979.
8. Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1966. – 224 с.
9. Вершинин Ю.Н. Электрический пробой твердых диэлектриков.– Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1968. – 211 с.
10. Койков С.Н, Цыкин А.Н. Электрическое старение твердых диэлектриков. – Л.: Энергия, 1968. – 187с.

11. Кучинский Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. – Л.: Энергия, Ленингр. отд., 1979. – 224 с.
12. Ястребов А.С. Электрические поля в диэлектриках, полупроводниках и структурах на их основе. – Томск: СПБ, ТПУ, 1997. – 111 с. /РЖЭ, 2001. – № 5.
13. Техника высоких напряжений /Под редакцией Л.И. Сиротинского. ч.2. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1953. – 240 с.
14. Воробьев А.А., Завадовская Е.К. Электрическая прочность твердых диэлектриков. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 312 с.
15. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков. – Киев: Изд-во КПИ, 1980. – 315 с.
16. Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. – Екатеринбург: УрО РАН, 2000. – 258 с.
17. O' Dwyer I.I. The theory of electric conduction and breakdown in solid dielectrics. – Oxford: Clarendon Press, 1973. – 317 p.
18. Уайтхед. Пробой твердых диэлектриков. – М.: Госэнергоиздат, 1960.
19. Блат Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. – М.: Мир, 1971. – 470 с.
20. Электрические свойства полимеров /Под ред. Б.М. Сажина. – Л.: Химия, Ленинградское отд., 1986. – 224 с.
21. Беркс Д.Б., Шульман Д.Г. Прогресс в области диэлектриков. Т.2. – М.: Госэнергоиздат, 1963. – 230 с.
22. Хиппель А. Диэлектрики и волны. – М.: ИИЛ, 1960. – 439 с.
23. Фрелих Г. Теория диэлектриков. – М.: ИИЛ, 1960. – 251 с.
24. Александров А.П., Вальтер А.Ф., Вул Б.М., Гутин С.С. и др., Физика диэлектриков /Под ред. А.Ф. Вальтера. – М.; Л.: ГТТИ, 1932.
25. Вальтер А.Ф. Пробой твердых диэлектриков. – М.: ГОНТИ, 1938.
26. ГОСТ 21515-76. Материалы диэлектрические. Термины и определения.
27. Дмитриевский В.С. Расчет и конструирование электрической изоляции. – М.: Энергоиздат, 1981. – 392 с.
28. Балыгин И.Е. Электрические свойства твердых диэлектриков. – Л.: Энергия, Ленинградское отд., 1974. – 189 с.
29. Чуенков В.А. Обзорная статья. /Успехи физических наук. – Т.54. – 1954. – № 2. – С. 185.
30. Зингерман А.С. Обзорная статья. /Успехи физических наук. – Т.96. – 1952. – № 4. – С. 950.
31. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. – М.: Энергоиздат, 1982. – 328 с.



32. Богородицкий Н.П., Волокобинский Ю.Н., Воробьев А.А., Тареев Б.М. Теория диэлектриков. – М.; Л.: Энергия, 1965. – 344 с.
33. Александров Г.И., Иванов В.Л., Кизеветер В.Е. Электрическая прочность наружной высоковольтной изоляции. – Л.: Энергия, Ленинградское отд., 1969. – 239 с.
34. Кучинский Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. – Л.: Энергия, Ленинградское отд., 1979. – 224 с.
35. Койков С.Н., Цикин А.Н. Электрическое старение твердых диэлектриков. – Л.: Энергия, Ленинградское отд., 1968. – 186 с.
36. Ушаков В.Я. Изоляция установок высокого напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 495 с.
37. Дарнлей Д., Строунхэм А., Морган Д. Электрические явления в аморфных пленках окислов. – УФН. – 1974. – Т.112. – № 1. – С.83–128.
38. Artbauer J. Koll. – Z. U. Z. Polymere, 1965. – Bd. 202. – P. 15–25.
39. Stark K.H., Garton C.G. – London: Nature, 1965. – V. 176. – P. 1225–1226.
40. Лобанов А.М., Шпаковская Г.Б. и др. /ВМС, 1969. – Т.Б11. – С.755–757.
41. Троян П.Е. Электрическая формовка тонкопленочных МДМ-структур. – Томск: Изд-во ТУСУРа, 2003.

## Часть III. ПРОБОЙ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Пробой жидких диэлектриков, так же как и пробой твердых диэлектриков, является еще недостаточно изученным явлением. Это объясняется рядом причин. Жидкости, как и твердые тела, являются конденсированными средами и имеют сложную структуру, не изученную до сих пор. В жидкостях имеется ближний порядок расположения молекул, но отсутствует дальний порядок. Вследствие постоянного движения комплексов молекул представляется возможным представить среднестатистическую картину строения, но в каждый конкретный момент времени структурное строение может быть отлично от среднестатистического. Это усложняет проведение расчетов. В жидкостях могут присутствовать различные примеси, которые вызывают развитие различных вторичных процессов, влияющих на характер пробоя. Картина электропроводности и пробоя жидких диэлектриков усложняется еще и тем, что при приложении напряжения к электродам, между которыми находится жидкость, вследствие движения частиц может происходить перемешивание жидкости и перемещение примеси в ее объеме, т.е. состав жидкости между электродами может обновляться. Наконец, в жидкости при выделении энергии за счет протекающего тока может происходить вскипание с образованием газовых пузырьков, также влияющих на пробой жидкости. Указанные факторы порой трудно контролировать или учесть, и этим объясняется отсутствие более или менее ясных представлений по многим аспектам пробоя жидкостей.

В настоящее время принято подразделять жидкие диэлектрики на две подгруппы: жидкости технической очистки и жидкости высокой степени очистки. Жидкости первой подгруппы получают путем очистки широко распространенными средствами (центрифуга, фильтр и др.). При этом в жидкости остается некоторое количество примесей, которое можно проконтролировать, но которое, однако, не мешает широкому использованию этих жидкостей в качестве изоляции в электро- и радиоаппаратах (трансформаторы, конденсаторы, высоковольтные кабели, проходные изоляторы или высоковольтные вводы и др.). Изучение пробоя таких жидкостей имеет не только практическое, но и научное значение. Жидкости высокой степени очистки очищаются до такой степени, что примеси в них становятся неконтролируемыми. Такие жидкости не находят практического применения, так как они, во-первых, при работе аппарата быстро загрязняются, а во-вторых, дороги. Однако естественно, что ряд процессов, происходящих при пробое, легче понять при исследовании пробоя именно таких жидкостей. Поэтому целесообразно вначале рассмотреть вопрос о пробое жидкостей высокой степени очистки.

## Глава 1. Пробой жидкостей высокой степени очистки

Советские исследователи А.Ф. Вальтер и Л.Д. Инге *еще в довоенные годы* произвели тщательную очистку трансформаторного масла и получили значение его электрической прочности порядка  $10^8$  В/м, тогда как технически чистое масло имело значение в  $5\div 6$  раз меньшее. Впоследствии аналогичные данные были получены при исследовании электропроводности и пробоя органических жидкостей высокой степени очистки, имеющих определенный химический состав (гексан, гептан, декан и др.), а также сжиженных газов (аргон, водород, азот, гелий).

### 1.1. Проводимость жидких диэлектриков

При исследовании электропроводности жидких диэлектриков было установлено, что вольт-амперная характеристика для большинства из них имеет такой же вид, как и для газов (см. рис. 1.1). На первом участке при напряженностях поля до  $10^6$  В/м соблюдается закон Ома. Считается, что проводимость жидких диэлектриков на этом участке обусловлена движением ионов. На втором участке от  $10^6$  до  $(1\div 2)\cdot 10^7$  В/м наблюдается ток насыщения. Считается, что все появляющиеся в жидкости ионы движутся к электродам и нейтрализуются в объеме жидкости за счет рекомбинации на электродах. Величина тока насыщения определяется скоростью генерации ионов. В исследованиях некоторых авторов ток насыщения не обнаруживается. При напряженности поля более  $(1\div 2)\cdot 10^7$  В/м ток резко возрастает вплоть до пробоя. Возрастание тока от напряженности электрического поля, как правило, происходит по показательному закону:

$$I = I_o e^{\alpha d E}, \quad (1.1)$$

где  $I_o$  – первоначальный ток, который может быть функцией температуры и напряженности поля,  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации, зависящий от напряженности поля, температуры и работы выхода электронов из металла,  $d$  – расстояние между электродами.

На рис. 1.1 показана зависимость тока от напряженности поля в гексане при различных расстояниях между электродами, а на рис. 1.2 та же зависимость, но при различных материалах электродов. Как видно из рис. 1.1 сильный рост тока происходит при напряженностях поля  $5\cdot 10^7$  В/м и выше. Из рис. 1.2 также видно, что на величину тока оказывает влияние материал электродов. При переходе от электрода из золота к электроду из меди величина тока возрастает практически на порядок и более. Это позволяет предположить, что на изменение величины

тока и его возрастание с ростом напряженности поля могут оказывать следующие процессы.

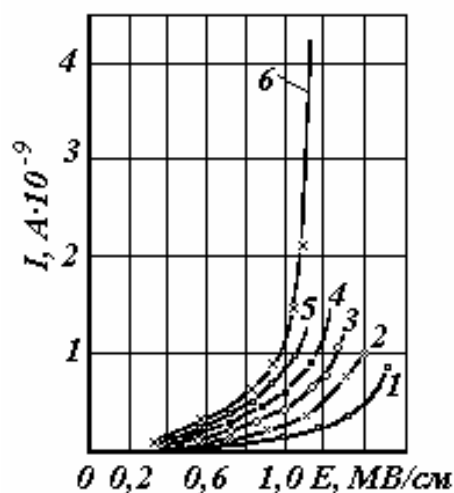


Рис. 1.1. Зависимость тока от напряженности в гексане при различных расстояниях между электродами: 1 – 25 мк; 2 – 50 мк; 3 – 75 мк; 4 – 100 мк; 5 – 125 мк; 6 – 150 мк

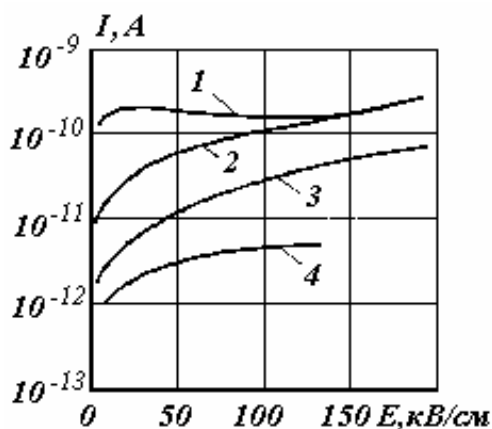


Рис. 1.2. Зависимость тока от напряженности в гексане при различных материалах электродов при расстоянии между ними 0,42 мм: 1 – медь; 2 – отожженная сталь; 3 – сталь; 4 – золото

1. Эмиссия электронов из металла под влиянием электрического поля. Это явление связано как с работой выхода электронов из металла, так и с состоянием поверхности электродов.

2. Диссоциация молекул самой жидкости и коллоидных частиц в жидкости. Изменение концентрации и подвижности ионов за счет изменения энергии активации в электрическом поле. Размножение электронов в жидкости за счет ионизации.

3. Побочные процессы, обусловленные наличием газов, адсорбированных на поверхности катода или растворенных в жидкости, неровностями на поверхности катода, образованием объемных зарядов и др.

4. Ионизация за счет внешних факторов.

Более ясные представления о механизме электропроводности в предпробивных полях были получены при испытаниях на импульсном напряжении, когда ряд факторов, которые трудно учесть (искажение поля, вызванное движением ионов; нагрев жидкости, ее перемешивание и др.), не успевают проявиться.

Исследования токов проводимости в гексане,  $CCl_4$  и трансформаторном масле показали, что можно выделить две составляющие тока: ионную составляющую, изменение которой пропорционально изменению напряженности поля, и составляющую, обусловленную эмиссией электронов из катода (эффект Шоттки).

В большинстве случаев подвижность положительных и отрицательных носителей заряда мала и составляет  $10^{-4} \div 10^{-2} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , что характерно для ионов. Удалось показать, что в жидком аргоне при высокой концентрации растворенного кислорода (более  $10^{-9}$ ) электроны захватываются, образуя отрицательные ионы кислорода. При меньшей концентрации кислорода электроны эффективно не захватываются, и их подвижность составляет  $8 \div 35 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Полная очистка органических жидкостей практически, по-видимому, не достигается. Так указывается, что в процессе непрерывной очистки жидкости в течение 5 месяцев электрический ток между электродами непрерывно падал, не достигая установившегося значения. Это показывает, что некоторое количество примесей оставалось. Поэтому в органических жидкостях редко удается получить значение подвижности, соответствующее движению электронов. В большинстве опытов, очевидно, имел место захват электронов примесями с образованием отрицательных ионов.

Глубина захвата электрона в *n*-гексане сравнительно малая величина ( $\Delta W \cong 0.14 \text{ эВ}$ ). Поэтому при действии сильного электрического поля электроны освобождаются из ловушек, благодаря эффекту Френкеля, и движутся, пока вновь не будут захвачены. С увеличением электрического поля энергия электронов растет и захват происходит все реже, и поэтому увеличивается вероятность ударной ионизации.

В.Я. Ушаков обобщил данные других исследователей и показал, что эмиссия электронов из катода является основным поставщиком свободных электронов в жидкость. В табл. 1.1 приведены данные об энергетическом барьере  $\Delta W$  на границе катод-гексан для некоторых металлов и механизмы эмиссии.

Таблица 1.1

Материал катода	$\Delta W$ , эВ	Вид эмиссии
Фосфористая бронза	0.025	Автоэлектронная эмиссия
Хром	1 ÷ 1.2	Эмиссия Шоттки
Сталь	0.52 ÷ 1.25	Эмиссия Шоттки

Значения  $\Delta W$  значительно ниже работы выхода  $W_{\text{вых}}$  электронов в вакуум для соответствующих металлов. Это снижение может быть результатом действия нескольких факторов: изменения диэлектрической проницаемости жидкости, действия сил зеркального изображения, проникновения электрического поля в металл. На контакте металл-жидкость энергетический барьер уменьшается до величины

$$W_o = W_{\text{с}} / \epsilon_{\text{с}}, \quad (1.2)$$

где  $\varepsilon_c = \nu^2$  – диэлектрическая проницаемость за счет поляризации электронного смещения,  $\nu$  – показатель преломления.

В случае сильного электрического поля следует учитывать нелинейный эффект. При этом

$$\nu = \nu_o + kE, \quad (1.3)$$

где  $\nu_o$  – показатель преломления при отсутствии поля,  $E$  – напряженность поля,  $k = B\lambda$ ,  $B$  – постоянная Керра при электрооптическом эффекте,  $\lambda$  – длина волны света.

Таким образом, можно подсчитать  $\nu$  и  $\nu_o$  в сильном поле электрона и его зеркального изображения. В случае контакта железо – *n*-гексан (для железа  $W_g = 4.6$  эВ) получается  $W_o = 2.42$  эВ. За счет действия силы зеркального изображения электрона барьер еще снижается до  $W_1 = 2.2$  эВ. За счет проникновения электрического поля в металл, даже при  $E = 10^9$  В/м снижение барьера составляет 0.144 эВ. Поэтому указанные факторы не позволяют получить барьер порядка 1 эВ и меньше, что дает эксперимент. Дальнейшего снижения эффективного барьера можно достигнуть, если учесть влияние электронных ловушек с малой энергией закрепления (0.1÷1 эВ). Если принять, что эмитированные электроны захватываются вблизи поверхности катода ловушками, а затем освобождаются и участвуют в электропроводности, то при плотности ловушек  $\sim 6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> эффективный энергетический барьер приближается к данным эксперимента.

Поскольку энергетический барьер на границе катод–жидкость имеет низкое значение, то при пробивных полях эмиссия электронов с катода является эффективным поставщиком электронов.

Исследования размножения электронов вплоть до пробивных полей показывают либо его отсутствие, либо его незначительную величину. Так, для *n*-гексана при  $E \cong 1 \cdot 10^8$  В/м и  $d = 5 \cdot 10^{-2}$  см произведение  $\alpha d < 0.1$ .

По этим данным нельзя окончательно решить, что ударная ионизация не играет существенной роли в процессе пробоя жидкостей, так как нельзя исключать возможности резкого роста  $k$  при напряженности поля, равной электрической прочности. Но такая вероятность, видимо, мала, так как данные по развитию ударной ионизации в газах и твердых диэлектриках показывают, что размножение электронов уже значительно в предпробивных полях.

## 1.2. Пробой жидкостей вследствие ударной ионизации электронами

На возможность пробоя жидкостей высокой степени очистки, вследствие ударной ионизации электронами, указывают, например, та-

кие экспериментальные факты, как возрастание  $E_{np}$  с уменьшением расстояния между электродами  $d$  и практическая независимость  $E_{np}$  от времени воздействия напряжения в диапазоне  $10^{-6} \div 10^{-2}$  с. В табл. 1.2 приведены соответствующие данные для *n*-гексана.

Таблица 1.2

$d$ , мкм	33	41	47	54	61	68.5
$E_{np}$ , МВ/см	1.76	1.43	1.24	1.24	1.26	1.26

При пробое на прямоугольных импульсах  $E_{np}$  не зависит от времени воздействия напряжения в диапазоне  $10^{-6} \div 10^{-2}$  с.

При более длинных экспозициях  $E_{np}$  снижается за счет наличия некоторого количества примесей. При экспозиции  $10^{-6}$  с и менее наблюдается рост  $E_{np}$ , что связывается с запаздыванием разряда. На рис. 1.3 показана зависимость пробивной напряженности  $E_{np}$  от времени для насыщенных углеводородов, подтверждающая это. Некоторые исследователи считают, что это запаздывание связано с формированием разряда, другие – что это статическое время запаздывания. В некоторых исследованиях обнаружено увеличение тока в жидкости при наличии сильного электрического поля от межэлектродного расстояния. Ряд исследователей считают, что этих данных достаточно, чтобы принять, что пробой обусловлен ударной ионизацией.

Рассмотрим две теории этого направления.

В одной из них развитие разряда представляется следующим. Эмитированные из катода электроны ускоряются электрическим полем и производят ударную ионизацию. Образующиеся при этом положительные ионы движутся к катоду и усиливают электрическое поле до величины  $E_k$ , что вызывает усиление электронной эмиссии с катода. Если плотность тока  $j_k$  при некотором значении среднего поля  $E_{cp} = U/d$  неограниченно растет, то это значение  $E_{cp}$  определяет электрическую прочность  $E_{np}$ .

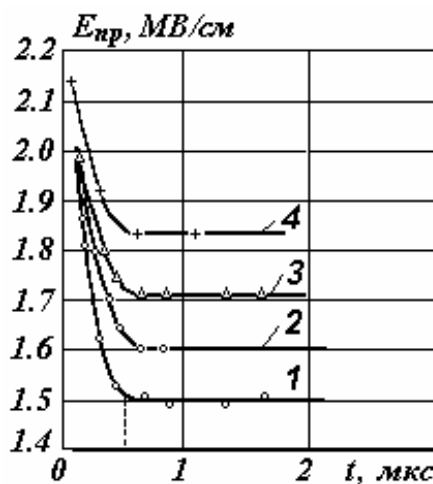


Рис. 1.3. Зависимость пробивной напряженности  $E_{np}$  от времени для насыщенных углеводородов при расстоянии между электродами  $d = 63.5$  мк:

1 – гексан; 2 – гептан;  
3 – октан; 4 – нонан

Критерий пробоя в этой теории вытекает из рассмотрения зависимости  $j_\kappa = f(E_\kappa)$ , для определения которой воспользуемся уравнением Пуассона. Для одномерного случая (плоскопараллельные электроды) это уравнение принимает вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\varepsilon}(n_+q - n_-q). \quad (1.4)$$

Общая плотность тока  $j$  складывается из плотности тока положительных ионов  $j_p$  и плотности тока отрицательных ионов и электронов  $j_n$ , т.е.

$$j = j_p + j_n = n_-q\mu_n E + n_+q\mu_p E. \quad (1.5)$$

Здесь  $n_-, n_+$  – концентрация свободных электронов и положительных ионов,  $q$  – заряд,  $E$  – напряженность поля на расстоянии  $x$  от катода,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижность отрицательных и положительных носителей заряда.

Вблизи анода ток переносится в основном отрицательными ионами и электронами, т.е.  $j_n = j_\kappa e^{\alpha x}$ , где  $\alpha$  – эффективный коэффициент ударной ионизации  $\alpha = \alpha' - \eta$ . Здесь  $\alpha'$  – фактический коэффициент ударной ионизации,  $\eta$  – коэффициент, учитывающий эффект прилипания электронов к электроотрицательным молекулам. В каждой точке межэлектродного пространства

$$j_n = j_\kappa e^{\alpha x} = n_-q\mu_n E. \quad (1.6)$$

Рассматривается случай малой вероятности прилипания, поэтому величина  $\mu_n$  близка к подвижности электронов. Тогда из формулы (1.6) получаем

$$n_-q = \frac{j_\kappa}{\mu_n E} e^{\alpha x}. \quad (1.7)$$

Так как  $j_p = j - j_n = n_+q\mu_p E$ , то

$$n_+q = \frac{j_\kappa}{\mu_p E} (e^{\alpha x} - e^{\alpha x}). \quad (1.8)$$

В данном случае  $\mu_p \ll \mu_n$ . Тогда выражение (1.4) принимает вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{j_\kappa}{\varepsilon E} \left( \frac{e^{\alpha x} - e^{\alpha x}}{\mu_p} - \frac{e^{\alpha x}}{\mu_n} \right) \cong \frac{j_\kappa}{\varepsilon \mu_p E} (e^{\alpha x} - e^{\alpha x}), \quad (1.9)$$

или

$$E dE = \frac{j_\kappa}{\varepsilon \mu_p} (e^{\alpha x} - e^{\alpha x}) dx. \quad (1.10)$$



Левая часть (1.10) интегрируется от  $E_\kappa$  до  $E_a$  ( $E_a$  – напряженность поля у анода), а правая часть (1.10) – от 0 до  $d$ . При интегрировании принимается, что  $\alpha$  не зависит от  $E$  и является постоянной величиной. Известно, что в газах и твердых диэлектриках  $\alpha$  возрастает с увеличением  $E$ . Видимо, и в жидкости существует пропорциональность между  $\alpha$  и  $E$ , но авторы рассматриваемой теории этой зависимостью пренебрегают. Принимается также, что  $k_p$  является постоянной величиной.

После интегрирования (1.10) получается:

$$(E_\kappa^2 - E_a^2) = \frac{j_\kappa}{\epsilon\mu_p} \left( de^{ad} - \frac{e^{ad} - 1}{\alpha} \right). \quad (1.11)$$

Если принять, что  $E_\kappa = E_{cp} + \Delta E$ , а  $E_a = E_{cp} - \Delta E$ , то  $E_\kappa^2 - E_a^2 = 4\Delta E \cdot E_{cp}$ .

Тогда

$$\Delta E = \frac{j_\kappa}{4a\mu_p E_{cp}} \left( de^{ad} - \frac{e^{ad} - 1}{\alpha} \right) \text{ и} \quad (1.12)$$

$$E_\kappa = E_{cp} + \frac{j_\kappa}{4\epsilon\mu_p E_{cp}} \left( de^{ad} - \frac{e^{ad} - 1}{\alpha} \right), \quad (1.13)$$

т.е.  $E_\kappa$  линейно возрастает с увеличением  $j_\kappa$ . С другой стороны, между  $j_\kappa$  и  $E_\kappa$  имеется зависимость, определяемая законом эмиссии. В случае автоэлектронной эмиссии, согласно Фаулеру и Нордгейму

$$j_\kappa = AE^n \exp\left(-\frac{B}{E}\right). \quad (1.14)$$

На рис. 1.4 представлена зависимость  $j_\kappa = f(E_\kappa)$  для различных значений  $E_{cp}$ . Точки пересечения  $R_1$  и  $R_2$  характеризуют устойчивое состояние, так как возрастание тока у катода ограничивается эмиссией электронов с катода. Точка  $R_3$  характеризует неустойчивое состояние, так как эмиссия не ограничивает ток у катода и он начинает неограниченно расти. Соответствующее значение  $E_{cp}$  и определяет  $E_{np}$ . Интересно отметить, что эта теория по своим физическим предпосылкам сходна с теорией О'Двайера, развитой для случая пробоя твердых диэлектриков.

Другая теория пробоя жидкостей исходит из того, что эмитированные из катода электроны, двигаясь к аноду могут образовывать на пути своего движения отрицательный объемный заряд. Образование электронного объемного заряда вызывает искажение поля в межэлек-

тродном пространстве. Напряженность поля у катода  $E_k$  падает, а напряженность поля у анода  $E_a$ , наоборот, возрастает. Обозначим напряженность поля, при которой начинается ударная ионизация, через  $E_{кр}$ .

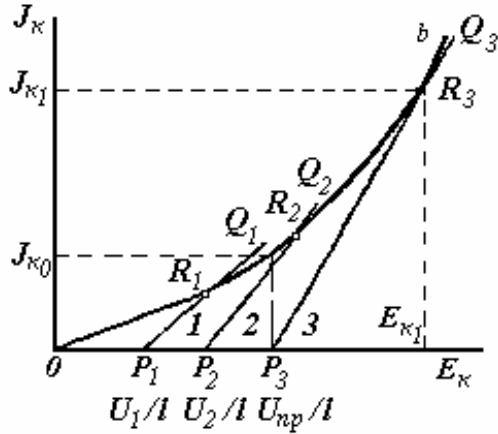


Рис. 1.4. Зависимости плотности тока с поверхности катода:

- 1 – при напряжении  $U_1$ ;
- 2 – при напряжении  $U_2$ ;
- 3 – при напряжении  $U_3 = U_{пр}$

$$E_{пр} = \frac{2}{3} E_{кр}.$$

Учитывая влияние отрицательного объемного заряда на плотность тока и на распределение поля в жидкости, можно сделать некоторые заключения о возможном влиянии материала катода на процесс пробоя. На рис. 1.5 показана зависимость плотности тока, ограниченного отрицательным объемным зарядом (кривая 4), от  $E_{кр}$ .

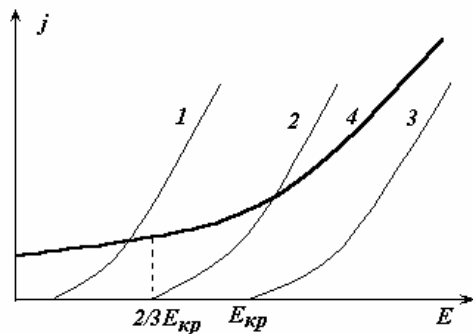


Рис. 1.5. Зависимость плотности тока, ограниченного объемным зарядом от напряженности поля

Если  $E_a = E_{кр}$ , то у анода начнется ударная ионизация. Образующиеся при этом электроны уходят в анод, а положительные ионы усиливают поле по направлению к катоду. Если при этом будет достигаться напряженность поля  $E_{кр}$ , то область ударной ионизации будет продвигаться к катоду, и, в конце концов, произойдет пробой. На основании теоретических вычислений указанный процесс считается возможным, когда

$$E_a = E_{кр} = \frac{3}{2} E_{кр} = \frac{3}{2} \frac{U}{d}.$$

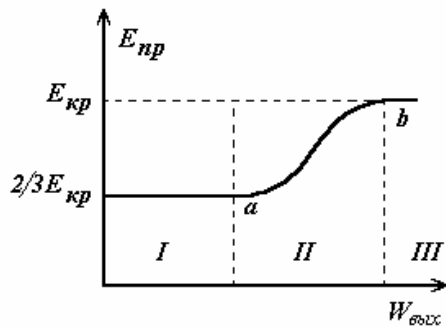
Отсюда получается, что

При малой работе выхода электронов из катода ток холодной эмиссии (кривая 1) становится заметным уже при малом значении  $E_{кр}$  и возрастает до пересечения с кривой 4, выше которой он будет ограничен объемным зарядом, и пробой заведомо не произойдет.

Если работа выхода электронов из катода велика (кривая 3), то ток холодной эмиссии может стать заметным только при высоком значе-

нии  $E_{cp}$ . Очевидно, что в этом случае пробой может произойти только при условии, когда  $E_{cp} = E_{кр}$ .

В том случае, когда работа выхода электронов такова, что заметный рост эмиссионного тока будет наблюдаться уже при напряженности поля  $E_{cp} = 2/3 E_{кр}$  (кривая 2), то величина пробивной напряженности поля будет лежать в интервале



**Рис. 1.6.** Качественная зависимость пробивной напряженности от работы выхода электронов

$\frac{2}{3} E_{кр} \leq E_{cp} \leq E_{кр}$ , т.е. на этом участке  $E_{пр}$  будет возрастать с увеличением работы выхода электронов  $W_{вых}$ .

Это иллюстрируется качественной кривой, показанной на рис. 1.6. Экспериментальная проверка приведенной качественной кривой весьма затруднительна, т.к. трудно подобрать такой ряд металлов, которые бы обладали значительным различием в работе выхода электронов  $W_{вых}$ .

### 1.3. Пробой жидкостей неударным механизмом

В шестидесятых и начале семидесятых годов были получены экспериментальные данные, которые вызывают сомнение в том, что пробой даже жидкостей высокой степени очистки обусловлен механизмом ударной ионизации электронами. К числу таких экспериментальных факторов следует отнести, прежде всего, повышение пробивного напряжения при увеличении внешнего давления, наблюдаемое в ряде случаев, и установление наличия в межэлектродном пространстве при формировании разряда оптических неоднородностей, которые квалифицируются как газовые пузыри.

Эти результаты были истолкованы в том смысле, что не ударная ионизация электронами, а другие процессы ответственны за пробой жидкости. Указанные ранее явления электрического упрочнения и возрастания тока с увеличением межэлектродного расстояния  $d$  были объяснены недостатками методики эксперимента.

У электродов со сферической поверхностью, которые использовались в экспериментах, с увеличением межэлектродного расстояния происходит выравнивание распределения поля по поверхности, т.е. большая часть поверхности электродов становится эффективной в от-

ношении токопрохождения и пробоя. При этом все большая часть поверхности катода эмитирует, и этим объясняется увеличение тока в жидкости с увеличением  $d$ . С возрастанием эффективной поверхности катода увеличивается число слабых мест между электродами, по которым может происходить пробой, и этим объясняется уменьшение  $E_{np}$  с возрастанием  $d$ .

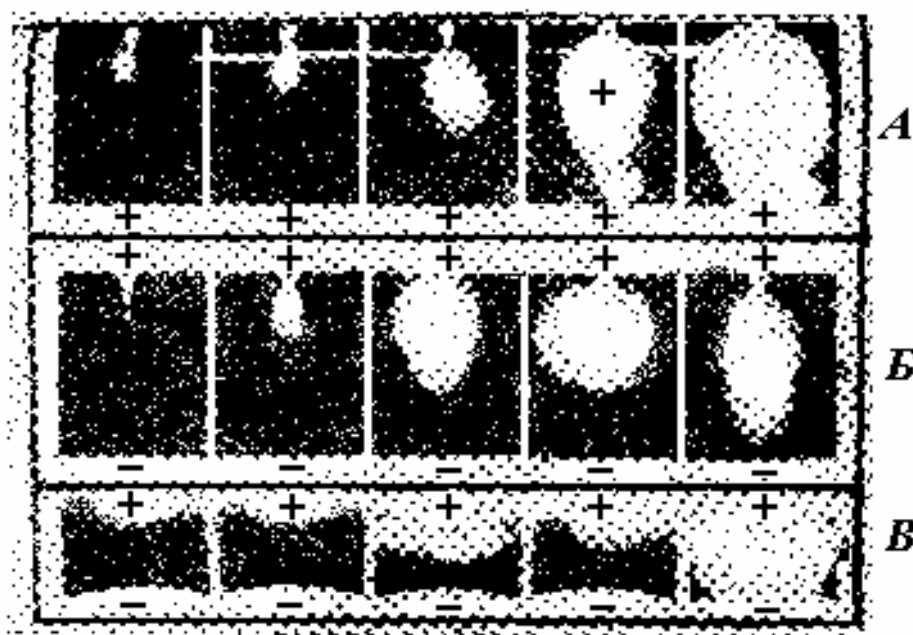
Ряд исследователей обратились к факту образования газовых пузырей на электродах. В том случае, когда газовый пузырь образуется на катоде, дается следующее объяснение развитию разряда. Начало процесса связывается с эмиссией электронов с микроострий, расположенных на катоде. Эмитированные электроны вызывают разогрев прилегающего к микроострию небольшого объема жидкости. За счет возникающего конвективного движения за некоторое время  $\tau$  этот объем жидкости может отойти от микроострия и замениться новым. В таком случае газовый пузырь не возникнет. Однако, если за время  $\tau$  объем жидкости перегреется настолько, что возникнет газовый пузырь, то в электрическом поле он ионизируется и начинает вытягиваться ко второму электроду. При достижении пузырем анода происходит пробой по газовому мостику. За условие пробоя принимается условие образования газового пузыря, которое записывается следующим образом:  $AE^n\tau = Const$ , где  $I \sim E^n$  – ток эмиссии с микроострия, ограниченный пространственным зарядом,  $A$  – некоторая константа, характеризующая материал катода, форму микроострия и природу жидкости. Если длительность импульса  $t > \tau$ , то  $E_{np}$  не должна зависеть от  $t$ . При  $t < \tau$  электрическая прочность должна возрастать с уменьшением  $t$ . Такая зависимость  $E_{np} = f(t)$  качественно согласуется с экспериментальными данными. В.Я. Ушакову [6], используя высоковольтные импульсы с наносекундным фронтом и электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с хорошим временным разрешением, удалось наблюдать возникновение газовых пузырей и развитие разряда в  $n$ -гексане и дистиллированной воде. Соответствующие эпограммы представлены на рис. 1.7.

В случае электродов острие–плоскость появляется пузырь и зажигается разряд около электрода-острия. Когда острие является катодом, разогрев жидкости и возникновение пузыря связываются с протеканием электронного тока эмиссии с острия. В случае острия-анода принимается, что за счет сильного электрического поля происходит вырывание электронов из молекул жидкости (автоионизация), и эти электроны, ускоряясь по направлению к острию, разогревают прилегающую жидкость и вызывают образование пузыря. Напряжение зажигания при отрицательной полярности острия выше, что объясняется прилипанием

электронов к газовым молекулам и экранированием электрода-острия объемным зарядом отрицательных ионов.

В случае однородного поля возникновение газового пузыря и зажигание разряда всегда происходило на аноде. Опять-таки принимается, что жидкости в этих опытах специально не дегазировались.

Объемный заряд отрицательных ионов экранирует катод и снижает эмиссию с катода, и поэтому на катоде газовый пузырь не возникает. В возникновении газового пузыря на аноде существенная роль отводится микроостриям. На вершине микроострия в зависимости от его геометрии напряженность поля может в  $10 \div 10^4$  раз превосходить среднюю  $E_{cp} = \frac{U}{d}$ . Принимается усиление поля в 100 раз, хотя геометрия микроострия не исследовалась. Средняя напряженность поля составляла  $10^8$  В/м, тогда поле на вершине микроострия составляет  $10^{10}$  В/м и достаточно для автоионизации молекул жидкости. Возникшие электроны, двигаясь к микроострию, вызывают возникновение газового пузыря и зажигание разряда в нем.



**Рис. 1.7. Последовательные стадии развития разряда в *n*-гексane в однородном (В) и неоднородном (А, Б) полях.**

*A* –  $d = 0.15$  см,  $U = 180$  кВ, интервал между кадрами  $\Delta t = 10$  нс;

*Б* –  $d = 0.32$  см,  $U = 112$  кВ,  $\Delta t = 10$  нс;

*В* –  $d = 0.07$  см,  $U = 245$  кВ,  $\Delta t = 2$  нс

После прерывания разряда были замечены нарушения полированной поверхности электродов. Оказалось также, что электрическая прочность жидкости зависит от материала анода и не зависит от мате-

риала катода. Соответствующие данные для *n*-гексана приведены в табл. 1.3.

Таблица 1.3

<b>Материал анода</b>	Сталь	Сталь	Медь	Медь
<b>Материал катода</b>	Сталь	Медь	Сталь	Медь
$E_{np}, 10^8 \text{ В/м}$	1.52	1.45	1.05	1.0

На основании этих данных делается заключение, что микроострия на аноде разрушаются, и пары металла поступают в газовый пузырь. Потенциал ионизации паров металлов ниже, чем газовых молекул. Поэтому чем больше паров металла поступает в газовый пузырь, тем легче зажигается разряд. Так объясняется влияние материала анода на пробой жидкости.

Приведенные данные позволяют сделать предположительное заключение. В жидкостях, в которых содержится мало растворенных газов и вообще электронных ловушек, газовый пузырь и зажигание разряда должны возникать на катоде вследствие протекания эмиссионного тока. В жидкостях с большим содержанием электронных ловушек газовый пузырь и зажигание разряда должны возникать на аноде. Постановка соответствующих систематических опытов могла бы показать правильность этого предположения.

## Глава 2. Пробой жидких диэлектриков технической очистки

Большинство исследований проведено с использованием трансформаторного масла. Это объясняется тем, что трансформаторное масло является наиболее доступной жидкостью, а с другой стороны, ряд исследований преследуют практические цели и выполняются для получения данных по конструированию изоляции, где используется трансформаторное масло. Влага, органические волокна, механические примеси, пузырьки газа являются наиболее часто встречающимися примесями в технически чистых жидкостях. Чем меньше примесей в изолирующей жидкости, тем выше ее электрическая прочность  $E_{np}$ . Поэтому с улучшением очистки жидкости ее электрическая прочность  $E_{np}$  возрастает, что показывает табл. 2.1.

Таблица 2.1

Степень очистки трансформаторного масла	$E_{np}$ , кВ/см
Неочищенное	50
Очищенное центрифугой	130
Очищенное бумажным фильтром	160
Очищенное уплотненным фильтром (однократное фильтрование)	230
Очищенное уплотненным фильтром (двукратное фильтрование)	330

Рассмотрим по отдельности влияние различных загрязнений на изолирующие жидкости.

### 2.1. Влияние влаги

Влага является наиболее часто встречающейся примесью в изолирующих жидкостях, в частности в трансформаторном масле, и сильно снижает его электрическую прочность (рис. 2.1, *a*) даже при малом содержании. Влияние влаги было объяснено академиком П.П. Лазаревым следующим образом. Влага может находиться в трансформаторном масле в двух состояниях: молекулярном (растворенном) и эмульгированном. В последнем случае капельки воды захватывают поверхностно-активные вещества (в случае трансформаторного масла – свободные нафтенновые кислоты, мыла, полярные смолы), создающие электрический потенциал на границе вода – изолирующая жидкость и стабилизирующие эту систему.

Растворенная влага не вызывает уменьшения  $E_{пр}$ , если не создается слишком высокая концентрация, когда из-за повышенной электропроводности может произойти тепловой пробой. Эмульгированная влага, наоборот, вызывает сильное уменьшение  $E_{пр}$ .

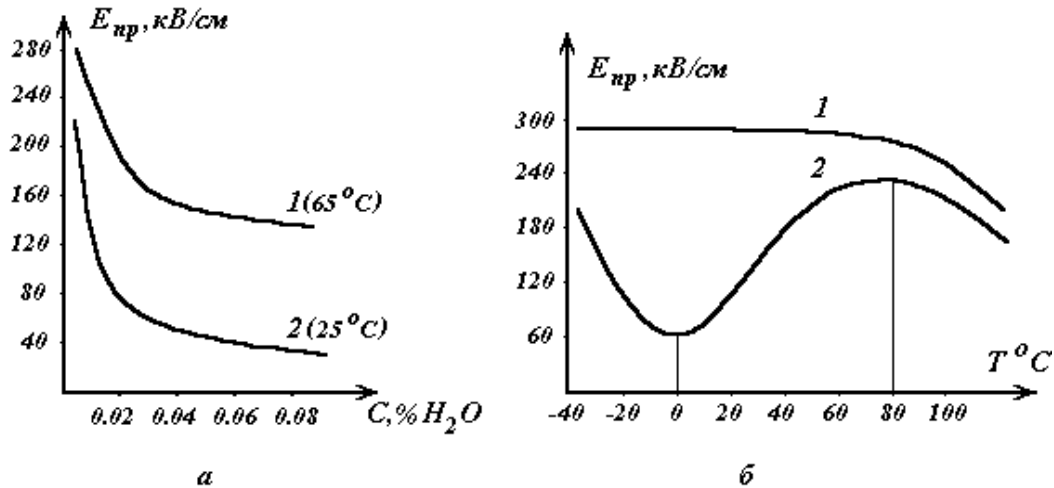


Рис. 2.1. Зависимость электрической прочности трансформаторного масла от процентного содержания влаги (а) и температуры (б)

На рис. 2.1 представлены зависимости электрической прочности трансформаторного масла от содержания влаги и температуры.

Механизм пробоя жидких диэлектриков с участием эмульгированной влаги был предложен Гемантом. Согласно теории Геманта, влага, попадающая в жидкий диэлектрик, находится в виде взвешенных капелек с радиусом  $r$ . Под действием электрического поля капельки

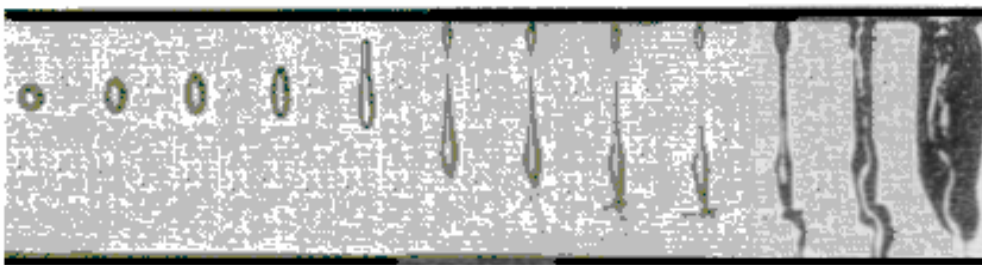


Рис. 2.2. Пробой жидкого диэлектрика (кремнийорганическая жидкость), вызванный растяжением капли влаги при напряженности выше критической. Увеличение в 6 раз

влаги поляризуются и приобретают форму эллипсоида вращения с большой полуосью, направленной по полю, т.е. происходит их удлинение. Красуцкий [6] выполнил прямое наблюдение за развитием удлинения капель под действием электрического поля (рис.2.2), что наглядно подтверждает данное предположение.



По Геманту, критерием пробоя будет являться условие, когда  $R = 2c$ , т.е. когда происходит слияние капель с образованием канала в виде мостика из капелек влаги. Удлинение капелек влаги связано с преодолением сил поверхностного натяжения под действием электрического поля [1].

Степень поляризуемости (удлинения) капелек воды определяется отношением большой полуоси эллипсоида к начальному радиусу капельки (рис. 2.3):

$$\alpha = \frac{c}{r}. \quad (2.1)$$

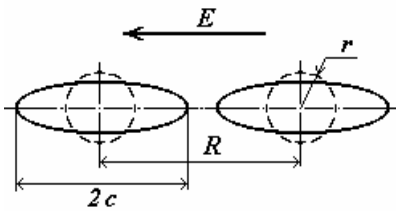


Рис. 2.3. Удлинение капелек влаги в электрическом поле

Расстояние между соседними капельками влаги зависит от объемной концентрации поглощенной воды  $m$ . Если принять, что число капелек воды в  $1 \text{ см}^3$  смеси равно  $n = \frac{3m}{4\pi r^3}$ , тогда расстояние между центрами соседних капелек

$$R = \frac{1}{\sqrt[3]{n}} = r \cdot \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3m}}. \quad (2.2)$$

Очевидно, что указанный критерий пробоя соответствует равенству

$$\frac{R}{2r} = \frac{2c}{2r} = \alpha. \quad (2.3)$$

Полная энергия поляризованного эллипсоида складывается из энергии поверхностного натяжения  $W_1$  и энергии поляризации  $W_2$

$$W = W_1 + W_2 = 2\pi r^2 \sigma \left[ \sqrt[3]{1-e^2} - \frac{\arcsin e}{e^3 \sqrt{1-e^2}} \right] - \frac{1}{2} P E, \quad (2.4)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения на границе вода–масло;

$e$  – эксцентриситет эллипсоида.

$P$  – электрический момент эллипсоида;

$E$  – напряженность электрического поля внутри эллипсоида.

Как видно, полная энергия является функцией двух независимых переменных  $E$  и  $e$ . Зависимость удлинения капелек от напряженности поля может быть получена из условия минимума энергии, т.е. при условии, когда производная от энергии равна нулю:

$$\frac{\partial W(e, E)}{\partial e} = 0. \quad (2.5)$$

Для решения данного уравнения Гемант вводит две промежуточные величины  $k = \frac{rE^2}{\sigma}$  и  $\alpha = \frac{c}{r} = \frac{1}{\sqrt[3]{1-e^2}}$ . Первая из них зависит от напряженности поля, а вторая является отношением большой полуоси эллипсоида вращения к начальному значению радиуса капли воды. Зная  $\alpha$  и определив параметр  $k$ , можно рассчитать пробивную напряженность поля:

$$E_{np} = \sqrt{\frac{k\sigma}{r}} \quad (2.6)$$

Полагая, согласно Геманту,  $\alpha = 8$ ,  $k = 8.75$ ,  $r = 2 \cdot 10^{-3}$  см,  $\sigma \approx 5 \text{ дн/см}$ , а концентрация воды  $m = 1 \cdot 10^{-3}$ , получим  $E_{np} = 44.7$  кВ/см, что согласуется с опытом. При очень малых концентрациях  $m$  величина  $\alpha = \frac{R}{2r} = \frac{2c}{2r}$  резко уменьшается с увеличением концентрации, а при больших значениях  $m$  эта величина уменьшается весьма медленно, что хорошо согласуется с характером изменения электрической прочности трансформаторного масла, показанным на рис. 2.1. Чтобы приблизить результаты расчета к экспериментальным данным Гемант вводит допущение, что для слияния капель воды и образования канала достаточно удлинения капелек на 60÷70 % или уменьшение значения  $\alpha$  на 30÷35 %. Расчеты, проведенные Гемантом при этом допущении, хорошо согласуются с опытными данными, полученными Фризе. На первый взгляд такое допущение кажется недопустимым. Однако, как было указано выше, при расчете учитывается напряженность поля внутри эллипсоида, которая отличается от напряженности среднего поля. В момент пробоя, когда эллипсоиды сливаются в канал, при оценочных расчетах этим различием можно пренебречь. Наиболее существенно, что теория Геманта дает возможность качественно объяснить характер зависимости электрической прочности увлажненной жидкости от концентрации воды. Кроме того, теория Геманта в принципе дает возможность связать величину электрической прочности с размером радиуса капель воды, т.е. ее дисперсностью, а также величиной коэффициента поверхностного натяжения на границе раздела вода – жидкий диэлектрик, хотя непосредственных экспериментальных данных об этом нет.

В качестве недостатка теории Геманта можно отметить то, что она не рассматривает ионные процессы, которые могут играть существенную роль в развитии пробоя загрязненной жидкости, не уточняет при какой концентрации влаги будет наблюдаться данный механизм и не учитывает время его развития.

На основании влияния эмульгированной воды можно, например, объяснить температурную зависимость  $E_{np}$  трансформаторного масла, представленную на рис. 2.1, б (кривая 2). Рост  $E_{np}$  с повышением положительной температуры объясняется тем, что возрастает количество растворенной влаги и уменьшается количество эмульгированной влаги. Это подтверждается и тем, что при одинаковой концентрации влаги (рис. 2.1, а, кривая 1) значение  $E_{np}$  возрастает с увеличением температуры. Рост  $E_{np}$  на данном участке также связан с испарением влаги. Действительно, как видно из рис. 2.1, б, кривая 2 асимптотически приближается к кривой 1 зависимости  $E_{np} = f(T)$  для сухого трансформаторного масла.

При дальнейшем росте температуры спад величины  $E_{np}$  связан с процессами парообразования и появлением газовых пузырьков, что характерно как для сухого, так и увлажненного трансформаторного масла. О влиянии парообразования на снижение  $E_{np}$  на данном участке температур еще указывает тот факт, что при понижении давления, от которого зависит температура кипения жидкостей,  $E_{np}$  падает более резко с повышением температуры.

Повышение  $E_{np}$  в области отрицательных температур связывают с вымерзанием эмульгированной влаги. В этом случае уменьшается вероятность образования водяного мостика. В области низких отрицательных температур может наблюдаться спад  $E_{np}$ , что связывается с замерзанием масла и появлением трещин, по которым происходит пробой.

Подтверждением определяющего влияния эмульгированной влаги на температурную зависимость  $E_{np}$  трансформаторного масла является то, что с уменьшением содержания влаги в масле все более сглаживаются максимумы  $E_{np}$ .

Следует отметить, что процесс образования проводящих мостиков, видимо, требует значительного времени, так как при воздействии импульсного напряжения температурные максимумы не обнаруживаются.

## 2.2. Влияние механических загрязнений

Пробой жидких диэлектриков, содержащих механические примеси, рассматривается в работах Гиндина, Морозова и Френкеля. Авторами этих работ установлено, что при приложении к электродам напряжения независимо от их формы возникает интенсивное движение

суспензированных частиц, усиливающееся с ростом напряженности поля. С течением времени оказывается, что все пространство между электродами заполняется агрегатами частиц, которые поляризуются в электрическом поле, как бы слипаются друг с другом, образуя проводящий мостик. Первоначально, при малых напряженностях поля, электрическое сопротивление такого мостика достаточно велико из-за плохого контакта этих частиц друг с другом. При дальнейшем увеличении напряженности поля происходит пробой этих перемычек, если частички не являются металлическими. Это приводит к увеличению плотности тока и пробоем жидкого диэлектрика. При снятии напряжения или его падении в момент пробоя происходит распад этого мостика. Как отмечают авторы, в процессе поляризации или электризации частицы приобретают заряд одного знака. Поэтому при снятии электрического поля между этими частицами возникают силы отталкивания, что и вызывает распад мостика. Однако, в некоторых случаях такой проводящий мостик может существовать в отсутствие поля достаточно продолжительное время. В своих наблюдениях авторы этих работ отмечают, что в процессе образования мостика между частицами могут образовываться связи различного типа, которые скрепляют мостик при отсутствии поля (например, чисто электростатическая связь и смешанная связь, обусловленная электростатическими силами и силами межатомного сцепления, возникающими при образовании мостика).

Очень часто в трансформаторном масле присутствуют органические волокна (бумага, текстиль и др.), которые попадают в него при изготовлении электрических аппаратов. В сухом масле эти волокна не оказывают существенного влияния на величину  $E_{np}$ , но при содержании в масле влаги наличие органических волокон приводит к значительному снижению  $E_{np}$ . Это объясняется тем, что органические волокна охотно впитывают влагу из масла, приобретают поляризационные свойства и, выстраиваясь по полю, образуют проводящие мостики, по которым может произойти пробой.

Влиянием образования проводящих мостиков можно объяснить тот факт, что в сильно загрязненных жидкостях пробивное напряжение в однородном поле может быть ниже, чем в неоднородном поле, например в поле электродов острие–плоскость. Около электрода-острия, помещенного в масло, наблюдается бурное перемещение жидкости, напоминающее кипение. Это связано с тем, что имеющиеся в масле частицы движутся к острию, где выше напряженность поля, и, касаясь его, перезаряжаются и вновь уходят от острия. Такое бурное перемещение частиц около острия мешает образованию проводящих мостиков. Поэтому пробивное напряжение масла в неоднородном поле го-

раздо менее чувствительно к загрязнениям, чем пробивное напряжение в случае однородного поля.

Процесс образования проводящих мостиков в масле приходится учитывать при конструировании маслонаполненной изоляции. Чтобы уменьшить влияние проводящих мостиков, используют такие меры, как покрытие электродов слоем твердой изоляции толщиной 1÷2 мм, введение между электродами барьеров из твердого диэлектрика толщиной 5÷20 мм. Это мешает образованию сплошных проводящих мостиков между электродами и значительно повышает пробивное напряжение изоляции.

### 2.3. Влияние газовых пузырьков

Экспериментальные данные показывают, что пробивное напряжение необезгаженных жидкостей растет с увеличением внешнего давления при изменении его от единиц мм рт. ст. до нескольких десятков атмосфер (рис. 2.4).

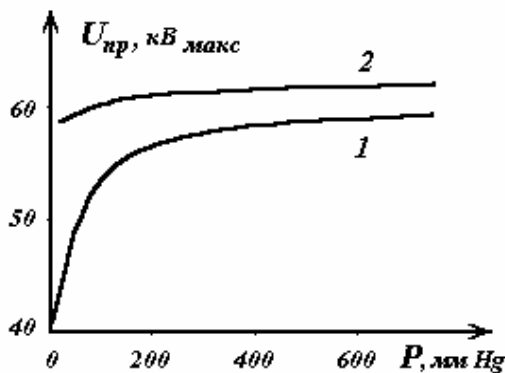


Рис. 2.4. Зависимость пробивного напряжения трансформаторного масла от давления: 1 — необезгаженное; 2 — после обезгаживания

Как видно из рис. 2.4, с ростом давления пробивное напряжение трансформаторного масла возрастает, стремясь к насыщению. В случае обезгаженного масла (кривая 2) это возрастание незначительно, тогда как для необезгаженного масла возрастание пробивного напряжения носит более резкий характер.

Сам по себе факт возрастания пробивного напряжения с ростом давления для необезгаженной жидкости объясняется, по-видимому, сжатием газовых

пузырьков, однако это еще не объясняет самого механизма пробоя.

В 20–30-х годах высказывались различные гипотезы о влиянии газовых пузырьков на пробой жидкости, но они в большинстве своем охватывают узкий круг физических процессов, и поэтому возможности их использования весьма ограничены.

Первая попытка развить теоретические представления о механизме пробоя газосодержащего жидкого диэлектрика была предпринята в работах Геманта. Согласно его представлениям, развитие пробоя обусловлено деформацией газовых пузырьков, всегда находящихся в шероховатостях и микротрещинах электродов, при которой нарушается условие равновесия между поверхностным натяжением и электриче-

скими силами в пузырьке. Деформация газового пузырька, находящегося у поверхности электрода, под действием поля может происходить как при постоянном объеме, так и при увеличении его объема за счет всасывания газа из электрода. В первом случае площадь соприкосновения пузырька с электродом будет уменьшаться, а во втором случае может возрасти или остаться постоянной. При нарушении этого равновесия происходит отрыв газового пузырька от электрода с последующим образованием газового мостика, что приведет к пробой жидкости.

Энергия деформированного пузырька равна:

$$W = \alpha W_1 + \beta W_2, \quad (2.7)$$

где  $W_1$ ,  $W_2$  – энергия деформации пузырька при постоянном объеме и постоянной площади соприкосновения;  $\alpha, \beta$  – коэффициенты, лежащие в пределах между 0 и 1 и характеризующие реальный тип деформации. При деформации пузырька электрическое поле удлиняет пузырек (увеличивает  $\mu$ ), а поверхностное натяжение стремится восстановить первоначальную сферическую форму (уменьшает  $\mu$ ). Очевидно, что критерием пробоя будет являться условие, когда

$$\lim_{\mu \rightarrow 1} \frac{\partial W}{\partial \mu} = \alpha \lim_{\mu \rightarrow 1} \frac{\partial W_1}{\partial \mu} + \beta \lim_{\mu \rightarrow 1} \frac{\partial W_2}{\partial \mu} = 0 \quad (2.8)$$

или, обозначая  $\beta/\alpha = n$ ,

$$\lim_{\mu \rightarrow 1} \frac{\partial W_1}{\partial \mu} + n \lim_{\mu \rightarrow 1} \frac{\partial W_2}{\partial \mu} = 0. \quad (2.9)$$

Коэффициент  $n$  можно при грубой оценке связать с вязкостью жидкости, т.е.  $n = k/\eta$ . Чем больше вязкость жидкости  $\eta$ , тем меньше выражена деформация, связанная с увеличением объема, т.е. с увеличением вязкости величина  $n$  уменьшается.

Учитывая, что полная энергия пузырька складывается из электрической энергии, поверхностной энергии и работы против сил давления, которые зависят от значения  $\mu$ , то, решая относительно  $E$  при малых значениях  $n$ , можно записать

$$E_{np} = \sqrt{\frac{10\pi}{3} \left( \frac{\sigma}{a} + \frac{2}{3} \cdot \frac{k}{\eta} \cdot p \right)}. \quad (2.10)$$

Здесь  $\sigma, p$  – коэффициент поверхностного натяжения и давление над жидкостью;  $a$  – радиус полусферы пузырька.

Формула дает возможность оценить значение  $E_{np}$ , если известна величина  $k$ . К сожалению, эта величина является слишком неопределенным коэффициентом и ее трудно оценить. Кроме того, в теории Геманта не учитывается движение пузырьков газа и не принимаются во

внимание тепловые процессы, хотя, как показывает опыт, зависимость  $E_{np}$  от температуры, особенно вблизи точки кипения, является весьма резкой.

#### 2.4. Теории теплового пробоя жидких диэлектриков

В качестве одной из попыток объяснения пробоя необезгаженной жидкости является теория теплового пробоя, предложенная А.Ф. Вальтером и Н.Н. Семеновым. Следует, однако, отметить, что в настоящее время считается, что развитие теплового пробоя в жидких диэлектриках невозможно из-за интенсивного перемешивания жидкости в электрическом поле. Поэтому рассмотрение данной теории представляет только исторический интерес.

Согласно представлениям А.Ф. Вальтера и Н.Н. Семенова, тепловой пробой связан с сильным нагревом отдельных малых частей объема жидкости за счет ее неоднородности. К таким неоднородностям можно отнести наличие в жидкости газовых пузырьков. Они считают, что в таких малых объемах (в местах неоднородности) количество тепла, выделяющееся за 1 с, более резко зависит от напряженности поля, чем прямо пропорционально  $E^2$ , т.е.

$$Q_1 = a \cdot E^n. \quad (2.11)$$

При  $n > 2$  плотность тока растет быстрее, чем  $E^2$ . Если предположить, что количество тепла, отводимого ежесекундно,

$$Q_2 = b(T - T_o), \quad (2.12)$$

то, при  $Q_1 > Q_2$  тепловое равновесие нарушается, и жидкость может закипеть вблизи газовых пузырьков. Газовые пузырьки начнут увеличиваться в объеме и могут образовать газовый мостик между электродами, внутри которого возникает электрический разряд.

Величина  $\Delta Q$  может быть найдена:

$$\Delta Q = \frac{C_{ж}(T_{кин} - T_o) + C_{пар}}{\tau} = \frac{b^*}{\tau} \quad (2.13)$$

Здесь  $\tau$  — время воздействия напряжения;

$C_{ж}$  — теплоемкость жидкости;

$C_{пар}$  — теплота парообразования.

Тогда

$$a \cdot E_{np}^n = b(T_{кин} - T_o) + \frac{b^*}{\tau} \quad (2.14)$$

или

$$E_{np} = \sqrt[n]{\frac{b(T_{кин} - T_o)}{a} + \frac{b^*}{a \cdot \tau}}, \quad (2.15)$$

где  $a$ ,  $b$  и  $b^*$  – некоторые постоянные.

При очень малых временах  $\tau$  значение  $Q_2 \ll \Delta Q$ , тогда

$$E_{np} = \sqrt[m]{\frac{b^*}{a \cdot \tau}}. \quad (2.16)$$

Полученные качественные соотношения позволяют объяснить уменьшение электрической прочности жидкости с ростом температуры окружающей среды. С ростом давления, что приводит к увеличению температуры кипения, электрическая прочность будет возрастать, что также согласуется с опытом. Однако теория Вальтера и Семенова не учитывает наличие конвекционных токов, влияние размеров газовых пузырьков и их движение в жидкости.

Более обоснованной является теория, предложенная Эдлером. В отличие от феноменологических соображений Вальтера и Семенова, в теории Эдлера делается попытка учесть характер распределения неоднородностей, за счет которых происходит местный разогрев отдельных частей жидкости. По мнению Эдлера, вблизи электрода имеется слой газовых пузырьков, электропроводность и теплопроводность которого значительно меньше, чем у жидкости. При наложении поля на газовом слое возникает градиент температуры с максимальной температурой на границе его раздела с жидкостью.

При повышении напряженности поля эта максимальная температура возрастает и, когда она становится равной температуре кипения, происходит пробой. Решая уравнение теплового баланса при условии, когда  $T_{\max} = T_{\text{кип}}$ , Эдлер находит

$$j^2 \rho_1 = \frac{2k}{a^2} (T_{\max} - T_o). \quad (2.17)$$

Здесь  $j$  – плотность электрического тока;

$\rho_1$  – удельное сопротивление газового слоя;

$k$  – теплопроводность газового слоя.

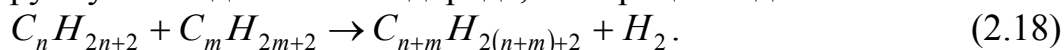
Недостатком теории Эдлера является то, что она не учитывает искажение поля за счет газового слоя у электрода, что может вызвать перераспределение поля в межэлектродном промежутке и изменение плотности тока. Кроме того, теория Эдлера, как и теория Вальтера и Семенова, не учитывает факта перемешивания жидкости, за счет чего характер теплоотвода будет резко изменяться и развитие теплового пробоя становится невозможным.

## 2.5. Вольтолизационная теория пробоя жидких диэлектриков

Для жидкостей сложного состава, каковой, например, является трансформаторное масло, предложена теория пробоя П.А. Флорен-



ским, которая была дополнена Ф.Ф. Волькенштейном. П.А. Флоренский для объяснения пробоя необезгаженной жидкости привлек известные данные по вольтолизации жидкостей, смысл которой заключается в том, что под действием бомбардировки молекул жидкости ионами, возникающими при электрическом разряде, происходит разрыв связей, в результате чего соседние молекулы объединяются в одну, более крупную с выделением водорода, т.е. процесс идет по схеме



Реакция разложения под действием электрического разряда протекает наиболее интенсивно в насыщенных углеводородах. Образовавшийся углеводород сам вступает в реакцию с одним из присутствующих углеводородов, в результате чего образуется снова водород и еще более тяжелый углеводород. В результате этого процесса происходит повышение вязкости масел, а сам процесс получил название вольтолизации. При длительном воздействии электрического поля увеличение вязкости может быть значительным и сопровождается образованием твердого осадка.

При приложении напряжения к электродам в газовом пузырьке могут иметь место ионизационные процессы и вольтолизация окружающих слоев жидкостей. В результате этого количество газа в пузырьке будет возрастать за счет добавления водорода, возникшего при вольтолизации. Значительное количество пузырьков газа обычно находится на поверхности электрода. В таких пузырьках заряды, противоположные по знаку полярности электрода, уходят в электрод. Таким образом, пузырек заряжается, приобретая заряд  $q$ , и на него действует растягивающая и отрывающая сила  $F_{отр} = qE$ . Отрыву мешает сила поверхностного натяжения  $F_{нат} = 2\pi\sigma a$ , где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $a$  – радиус окружности основания пузырька на электроде, равный примерно радиусу первоначального пузырька. Таким образом, условие отрыва пузырька  $qE = 2\pi\sigma a$ . После отрыва от электрода заряженный пузырек начнет двигаться в сторону противоположного электрода и, дойдя до него, отдаст свой заряд. Можно предположить, что при первичном отрыве пузырька у поверхности электрода сохраняются остатки газа, которые служат центрами повторного процесса газовыделения. Пробой, как считает П.А. Флоренский, наступает тогда, когда поток пузырьков образует газовый мостик, в котором и возникает разряд.

В качестве условия пробоя принимается соотношение  $\Delta l = \chi a$ , где  $\Delta l$  – расстояние между центрами соседних пузырьков, оторвавшихся от электрода;  $a$  – радиус пузырька;  $\chi$  – некоторая константа. Есте-

венно, когда зазор жидкости между ионизированными пузырьками станет настолько малым, что электрическое поле в нем будет достаточным для пробоя, произойдет полный пробой по пузырькам и зазорам между ними.

В свою очередь,  $\Delta l = v \Delta t$ , где  $v$  – скорость движения пузырька, которая по закону Стокса равна:  $v = \frac{qE}{6\pi a \eta}$ , где  $\eta$  – вязкость жидкости;

$\Delta t$  – время между моментами отрыва близко расположенных пузырьков газа. Тогда

$$\Delta l = \frac{qE \Delta t}{6\pi a \eta}. \quad (2.19)$$

Таким образом, получаются два условия пробоя: 1) условие отрыва пузырька от электрода  $qE = 2\pi\sigma a$ , 2) условие пробоя между пузырьками

$$6\chi = \frac{qE \Delta t}{\pi a^2 \eta}. \text{ Из этих двух равенств получается условие } \frac{a^2 \eta}{\Delta t} = \frac{\sigma a}{3\chi} = A.$$

Так как поверхность пузырька  $S = 4\pi a^2$ , то

$$\frac{S\eta}{\Delta t} = 4\pi A = B. \quad (2.20)$$

Если принять, что  $S \gg S_0$  ( $S_0$  – начальная поверхность пузырька), то  $\Delta S = S - S_0 \approx S$ , тогда  $\eta \frac{\Delta S}{\Delta t} = B$ .

Если обозначить через  $n$  число молекул, которые бомбардируются ионами пузырька, то величина  $\alpha = \frac{dn}{dt}$  является показателем интенсивности этой бомбардировки и называется скоростью вольтолизации. Величина  $\frac{\Delta S}{dt} = f(\alpha)$ , т.е. возрастающая функция.

Поэтому условие (2.19) можно записать:

$$\frac{\eta}{\sigma} f(\alpha) = \frac{4\pi a}{3\chi} = const \quad (2.21)$$

Хотя приведенное условие пробоя не позволяет определить электрическую прочность, но на его основе можно сделать некоторые качественные заключения.

С возрастанием вязкости жидкости значение  $f(\alpha)$ , а следовательно, и  $\alpha$  должны уменьшаться, т.е. должно уменьшаться пробивное напряжение, так как скорость вольтолизации  $\alpha$  пропорциональна напряженности поля. Указанное соотношение иногда наблюдается на опыте.

Скорость вольтолизации  $\alpha$  растет с уменьшением давления, т.к. чем меньше давление, тем больше радиус газового пузырька и его поверхность, и следовательно, большее число молекул жидкости, которые окружают пузырек, могут подвергаться бомбардировке ионами. Отсюда следует, что с уменьшением внешнего давления должно уменьшаться пробивное напряжение, что, как уже указывалось, характерно для необезгаженных жидкостей.

Кроме того, можно сделать качественное заключение о влиянии степени неоднородности электрического поля на пробивное напряжение жидкости. Действительно, чем меньше радиус кривизны электрода, тем больше напряженность поля на его поверхности, тем, следовательно, чаще должны отрываться пузырьки, а поэтому должно быть ниже пробивное напряжение.

Можно также указать на качественную зависимость пробивного напряжения от частоты напряжения. Если принять, что пробой происходит за один полупериод, то время разряда, пропорциональное вышеуказанному времени  $\Delta t$ , должно быть не более  $\frac{T}{2} = \frac{1}{2f}$ . Следовательно,

но, с увеличением частоты  $\Delta t$  должно уменьшаться, т.е. электрическая прочность должна возрастать, что наблюдается, например, для трансформаторного масла в области низких частот. Однако при дальнейшем повышении частоты в область высоких частот электрическая прочность понижается, что связано, видимо, с переходом к тепловой форме пробоя.

Одной из теорий по влиянию газовых пузырьков на  $E_{пр}$  жидкости является теория Као. Он также принимает, что газовый пузырек вытягивается в электрическом поле. При этом объем газового пузырька не изменяется. Когда произведение  $Pl$  ( $P$  – давление в пузырьке,  $l$  – длина пузырька) достигнет величины, при которой наблюдается минимум пробивного напряжения газа, содержащегося в пузырьке, то в последнем зажигается разряд. Если  $l=d$  ( $d$  – межэлектродное расстояние) или составляет большую часть от него, то происходит пробой между электродами.

Следует отметить, что исследования пробоя необезгаженных жидкостей на импульсном напряжении показали, что пробивное напряжение не зависит от внешнего давления. Это указывает на значительную длительность развития процесса пробоя жидкости, связанного с наличием газовых пузырьков.

## 2.6. Влияние формы и размеров электродов, их материала, состояния поверхности и расстояния между ними на пробой жидкостей

Многочисленные опыты, выполненные разными авторами, показали на явное влияние материала электродов, состояния их поверхности, расстояния между ними и степени неоднородности электрического поля на электрическую прочность жидких диэлектриков.

На рис. 2.5 показаны зависимости пробивного напряжения в гексане для разных материалов электродов. Когда острие положительно, материал электродов не сказывается, однако, если острие отрицательно – пробивное напряжение разное и увеличивается при переходе от *Al* к *Cu* и к *Cr*. При этом, как видно из рис. 2.5, характерно также, что при положительном острие пробивное напряжение ниже, чем при отрицательном острие.

Наибольшее пробивное напряжение технической чистой жидкости имеет место в однородном электрическом поле. При этом электрическая прочность существенно зависит от площади электродов. Так, в случае сферических электродов, создающих слабонеоднородное поле,

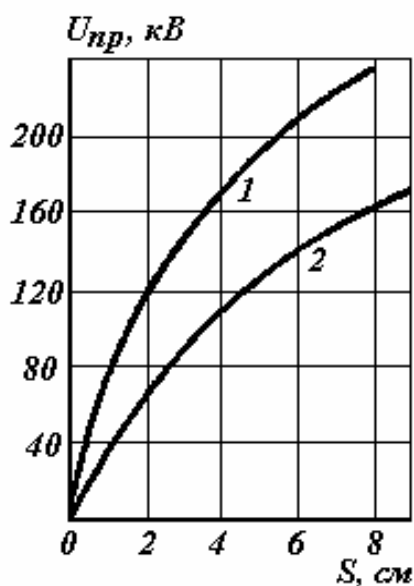


Рис. 2.5. Зависимости пробивного напряжения трансформаторного масла от межэлектродного расстояния для электродов острие-плоскость: 1 – (–) на острие; 2 – (+) на острие

при  $d = 1$  мм  $E_{np}$  трансформаторного масла уменьшается с ростом диаметра электродов (при  $D=2$  мм  $E_{np}=180$  кВ/см, при  $D=10$  мм  $E_{np}=130$  кВ/см, при  $D=20$  мм  $E_{np}=105$  кВ/см, при  $D=50$  мм  $E_{np}=60$  кВ/см). Это объясняется тем, что с увеличением площади электродов увеличивается вероятность образования газового или водяного мостика, по которому следует пробой. Электрическая прочность трансформаторного масла падает с возрастанием межэлектродного расстояния. Так, в случае однородного поля при  $d=0,5$  мм  $E_{np}=210$  кВ/см, при  $d=1$  мм  $E_{np}=180$  кВ/см, при  $d=3$  мм  $E_{np}=120$  кВ/см. Такая зависимость

объясняется вероятностью попадания между электродами наиболее крупных примесей, ведущих к снижению  $E_{np}$ .

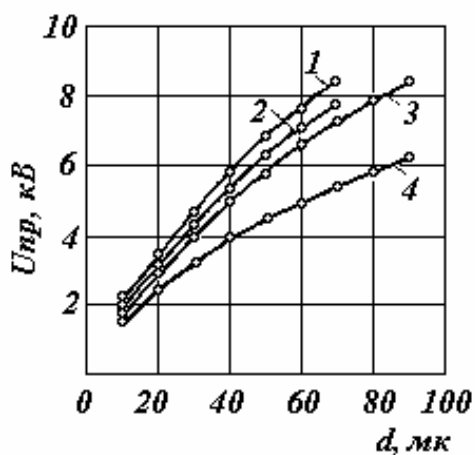
Приведенные данные показывают, что в развитии пробоя жидких диэлектриков большую роль играет эмиссия электронов из поверхности электродов и формирование лавины электронов и ионов.

Приведенные данные также имеют и существенное практическое значение, т.к. перед заливкой трансформаторного масла в аппарат надо знать его электрическую прочность. С целью исключить влияния на  $E_{np}$  размеров и формы электродов для испытаний на пробой разработан стандартный пробойник, в котором имеются электроды с определенным радиусом закругления и межэлектродным расстоянием ( $d=2,5$  мм), что позволяет получать однозначные значения  $E_{np}$ .

## 2.7. Развитие разряда и импульсный пробой в жидкостях

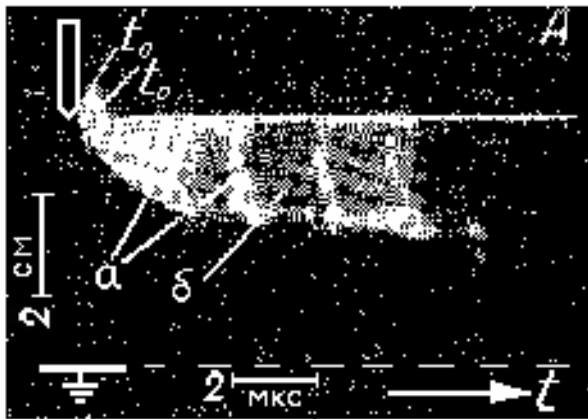
Изучение развития разряда обычно дает наибольшую информацию о механизме этого явления. Еще в довоенные годы В.С. Комельков, используя высокоскоростную фотокамеру с механической разверткой, наблюдал развитие разряда в трансформаторном масле в поле электродов острие–плоскость при межэлектродном расстоянии  $d=12\div 20$  см. При этом использовались так называемые «тормозные» сопротивления  $R_m=10^4\div 5\cdot 10^6$  Ом, включенные последовательно с искровым промежутком.

Действие «тормозных» сопротивлений основано на том, что возрастание тока, сопровождающее развитие разряда, вызывает падение напряжения на «тормозном» сопротивлении и вследствие этого уменьшение напряжения на искровом промежутке, что снижает скорость его развития. Наблюдалось развитие разряда от электрода-острия в виде узкого ярко светящегося канала, который по аналогии с длинной искрой в газе



**Рис. 2.6.** Зависимость пробивного напряжения гексана от расстояния между электродами острие–плоскость.

1, 2, 3 – острие отрицательно, электроды из хрома, меди и алюминия;  
4 – острие положительно, электроды из хрома, меди и алюминия



**Рис. 2.7.** Временная развертка начальной стадии разряда в трансформаторном масле для электродов острие–плоскость ((–) на острие) при  $d = 5$  см и напряжении  $U = 175$  кВ,  $\psi = 50\%$

был назван лидером. Впереди этого канала в диаметре  $1 \div 2$  см наблюдалось менее яркое свечение, которое было принято как зона ионизации.

Лидер продвигался толчкообразно с паузами, и средние скорости развития составили для

положительного

$v_l = 1.7 \cdot 10^5$  см/с и для отрицательного

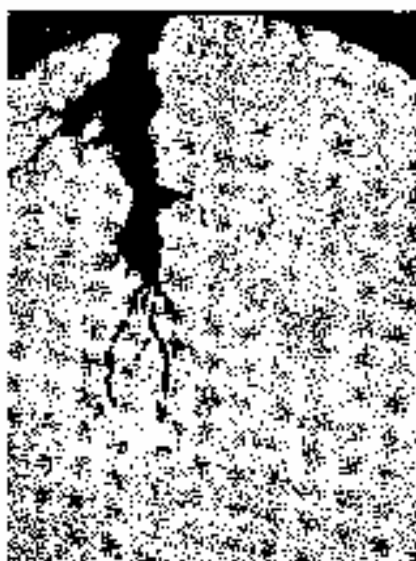
$v_l = 6 \cdot 10^4$  см/с. В.С.

Комельков сделал заключение, что лидер

представляет собой не однолавиновый процесс в виде лавины или стримера, а более сложное явление. Хотя природа его была неизвестна, можно было утверждать, что лидер представляет собой сочетание проводящего канала и зоны ионизации. После касания лидером электрода–плоскости наблюдался обратный разряд, который был уподоблен главному разряду в газах.

Впоследствии картина развития разряда в жидкости уточнялась, но более четко проследить стадии разряда удалось, используя вместо фотокамеры с механической разверткой электронно-оптический преобразователь с наносекундным временным разрешением. По данным В.Я. Ушакова, развитие разряда в жидкости в поле электродов острие–плоскость при воздействии импульсного напряжения происходит следующим образом. На фронте импульса около острия наблюдаются многочисленные разряды в виде факелов. Далее из этих факелов развиваются один или два канала, по мере удлинения которых остальные факелы затухают. Это связано с тем, что каналы разряда выносят потенциал электрода-острия в глубь межэлектродного промежутка, и напряженность поля около электрода-острия падает.

На рис. 2.7 представлена временная развертка развивающегося разряда в трансформаторном масле. Видно, что между яркими идущими вниз линиями имеются слабосветящиеся временные паузы. Специальными исследованиями удалось установить, что во время временной паузы развивается несколько ( $3 \div 6$ ) разрядов диаметром  $1 \div 5$  мкм, достигающих длины  $3 \div 6$  мм. Эти разряды были названы первичными каналами. По одному из этих каналов развивается затем более мощный



**Рис. 2.8.** Микрофотография следов разряда в трансформаторном масле по поверхности фотопластинки



**Рис. 2.9.** Щелевая временная развертка лидерного канала в трансформаторном масле (щель 100 мкм)

канал разряда, достигающий в диаметре  $50 \div 100$  мкм, который и регистрировался в опытах В.С. Комелькова как лидерный разряд.

На рис. 2.8 представлена микрофотография незавершенного разряда в трансформаторном масле по поверхности фотопластинки. Здесь четко видны первичные каналы в виде тонких линий и значительно более широкий лидерный канал. Первичные каналы движутся непрерывно со скоростью  $10^5 \div 10^7$  см/сек в зависимости от перенапряжения. Один из первичных каналов перерабатывается в лидерный со скоростью  $1 \div 3 \cdot 10^7$  см/с.

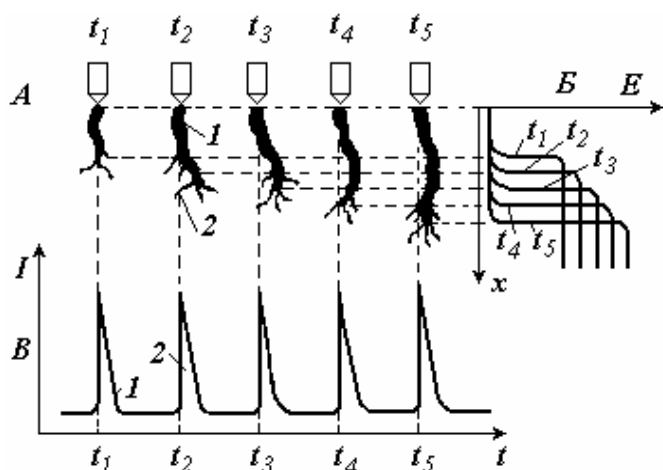
На рис. 2.9 показано временное расширение канала лидера в какой-то точке, снятое с помощью ЭОП через узкую щель. Диаметр канала лидера

составляет  $50 \div 100$  мкм. Скорость расширения канала превосходит скорость звука и составляет  $(3 \div 5) \cdot 10^5$  см/с, и следовательно, связана с развитием ударной волны. Вследствие временных пауз между вспышками лидера средняя скорость  $v_{cp}$  его продвижения получается сравнительно небольшой.

В табл. 2.2 представлены значения средних скоростей развития лидеров в трансформаторном масле.

Таблица 2.2

Электроды	$d$ , см	$v_{cp}$ , $10^5$ см/с	Времен- ная пауза, мкс	Ток при вспышке лидера	$U_{np}$ , кВ $\varphi=50\%$
(+) острие–(–) плоскость	5	1.3	3.4	0.1	125
(–) острие–(+) плоскость	5	1.0	2.0	0.08	145
(–) острие–(+) острие	5	1.0/1.3	2.0/3.4	0.15	180



**Рис. 2.10. Схематическое изображение развития разряда в жидкости А:**

1 – канал лидера, 2 – начальные каналы, Б – распределение поля, В – осциллограммы токов (1 – ток первичных каналов, 2 – ток лидера)

Сопоставление временных разверток свечения разряда и протекающего тока позволило установить, что вспышке лидера соответствует бросок тока. Продольные градиенты  $E_{прод}$  в первичном канале и канале лидера, соответственно, составляют порядка  $10^4$  В/см и  $10^3$  В/см. Видно, что величина  $E_{прод}$  в первичном канале того же порядка, что и в непробитой части межэлектрод-

ного промежутка.

Приведенные данные позволяют представить развитие разряда так, как это схематически показано на рис. 2.10. Развитие первичного разряда объясняется участием тех же процессов, что и в случае развития разряда в однородном поле. Развитие первичного канала, идущего от положительного электрода-острия, связывается с автоионизацией молекул жидкости и движением электронов к головке канала. По пути электроны производят возбуждение молекул и частично рекомбинируют. Эти процессы обуславливают свечение канала. Развитие первичного канала, идущего от отрицательного электрода-острия, связывается с эмиссией электронов из головки лидера и ускорением в сильном электрическом поле.

Поскольку электрическое поле на головке первичного канала очень велико (по оценкам порядка  $10^{10}$  В/м), то, возможно, что электроны быстро ускоряются, не прилипают к газовым молекулам и молекулам жидкости и производят ударную ионизацию с образованием электронных лавин. Механизм образования канала лидера менее ясен, но наиболее очевидным является следующий. За счет наличия значительных продольных градиентов в первичном канале, в нем выделяется энергия от протекающего тока. Естественно, что чем ближе сечение первичного канала к его основанию, тем оно сильнее прогревается, его проводимость сильнее возрастает, и канал сильнее расширяется. Расширение канала разряда означает увеличение его емкости по отношению к земле, что влечет протекание емкостного тока зарядки этой емкости. Когда емкостной ток становится достаточно большим, за счет



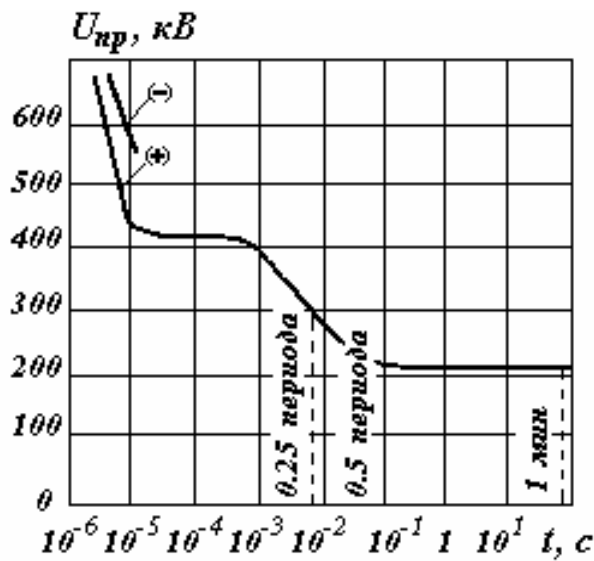


Рис. 2.11. Вольтсекундные характеристики трансформаторного масла для электродов острие–плоскость;  $d = 20$  см

выделяющейся энергии жидкость в канале разряда вскипает, давление резко увеличивается и появляется ударная волна. На появление ударной волны указывает факт, что скорость расширения канала лидера превышает скорость звука в жидкости.

Вслед за ударной волной происходит расширение канала лидера, сопровождающееся возрастанием емкости относительно земли и протеканием емкостного тока зарядки. Расширение лидерного канала заканчивается

ся, когда энергии, выделяющейся при протекании емкостного тока зарядки, будет недостаточно для образования достаточно мощных ударных волн.

Данные по развитию разряда в жидкостях позволяют лучше понять зависимости пробивного напряжения от времени  $t$  воздействия напряжения. Характер зависимости  $U_{пр} = f(t)$  может быть самый различный и объясняется многообразием процессов, приводящих к пробою жидкости при различных временах воздействия напряжения.

В качестве примера на рис. 2.11 представлены вольт-секундные характеристики технически чистого трансформаторного масла для электродов острие-плоскость при  $d=20$  см. Падение  $U_{пр}$  при  $t \geq 10^{-3}$  с объясняется действием примесей. Можно считать, что электрический пробой имеет место при длительности, сравнимой со временем развития разряда  $t_p = \frac{d}{v_l}$ , где  $v_l$  – скорость лидера.

В данном случае  $t_p \sim 1 \cdot 10^{-4}$  с. В диапазоне экспозиций  $2 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-4}$  с (рис. 2.11) пробивное напряжение не изменяется, и можно считать, что имеет место электрический пробой. При  $t < 2 \cdot 10^{-5}$  с, возрастание  $U_{пр}$  можно объяснить запаздыванием разряда.

Важно отметить, что и при больших экспозициях электрическая прочность технически чистых жидкостей не достигает установившегося значения, как это видно из табл. 2.3, относящейся к сухому трансформаторному маслу.

Таблица 2.3

$t, \text{ с}$	20	350	2800	7000
$E_{np}, \text{ кВ/см}$	150	130	120	110

Снижение  $E_{np}$  технически чистых жидкостей и при очень больших экспозициях является следствием влияния примесей. Поэтому для технически чистых жидкостей коэффициент импульса, т.е. отношение импульсного пробивного напряжения к пробивному напряжению при больших экспозициях, может достигать очень больших значений, которые не наблюдаются при пробое газов и твердых диэлектриков. Так, при длительности  $10^{-7}$  с коэффициент импульса может достигать значения, близкого к 10.

Высокая импульсная прочность жидких диэлектриков и отсутствие явления последовательного пробоя, наблюдаемого в твердых диэлектриках, делает жидкие диэлектрики более предпочтительной изоляцией, чем твердые диэлектрики, для импульсных высоковольтных устройств.

## 2.8. Влияние ультразвука на электрическую прочность

Исходя из представлений о механизме пробоя жидких диэлектриков за счет ударной ионизации по аналогии с пробоем газа в работе Некрашевич [12] показано, что если в промежуток кроме электрической энергии вводить какую-то дополнительную энергию, то условия пробоя при наличии  $\gamma$ -процесса на катоде будут иметь вид:

- 1)  $\frac{1-\gamma}{\alpha} \chi < \frac{j_o E}{P}$  – при пробое промежутка;
- 2)  $\frac{1-\gamma}{\alpha} \chi > \frac{j_o E}{P}$  – с упрочнением промежутка;
- 3)  $\frac{1-\gamma}{\alpha} \chi = \frac{j_o E}{P}$  – «особый вид разряда», как переходная форма

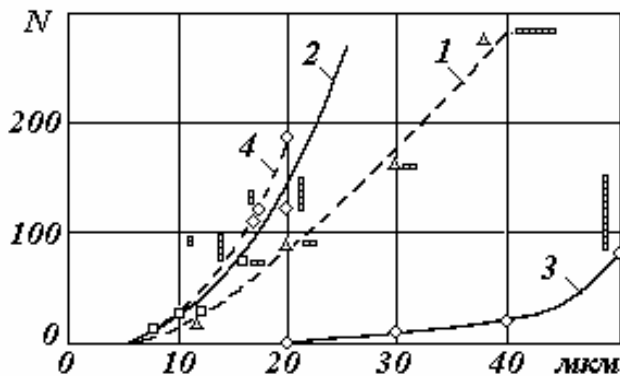
между условиями 1 и 2.

Здесь  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации электронами,  $\gamma$  – коэффициент, учитывающий  $\gamma$ -процесс на катоде,  $\chi$  – коэффициент, учитывающий воздействие неэлектрической энергии,  $P$  – мощность неэлектрической энергии.

В качестве такой неэлектрической энергии может выступать освещение катода или воздействие ультразвука. На рис. 2.12 представлена зависимость величины пробивного напряжения дистиллированного керосина от размера промежутка при отсутствии и при воздействии ультразвука.

Из приведенного рис. 2.12 видно, что при воздействии ультразвука явно вырисовывается упрочнение межэлектродного промежутка. Этот эффект наблюдается независимо от полярности электрода.

На рис. 2.13 представлена зависимость числа поданных импульсов

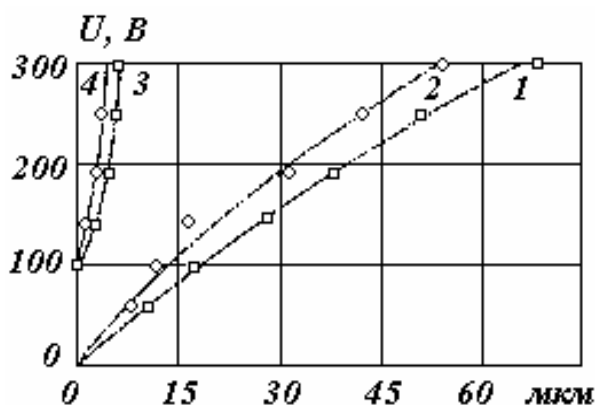


**Рис. 2.13.** Зависимость числа поданных импульсов напряжения до пробоя от длины промежутка:

- 1 — сразу после ультразвукового облучения;
- 2 — спустя 60 мин;
- 3 — без воздействия ультразвука;
- 4 — при непосредственном воздействии ультразвука

напряжения до пробоя от длины промежутка при отсутствии (кривая 4) и при воздействии ультразвука (кривая 3), а также после воздействия ультразвука (кривые 1, 2).

Из рис. 2.13 видно, что эффект упрочнения наблюдается как при непосредственном воздействии ультразвука, так и сразу после ультразвукового облучения (кривая 1) или спустя 60 мин после его воздействия (кривая 2). Можно предположить, что эффект упрочнения промежутка при воздействии ультразвука связан с изменением длины свободного пробега электронов и тем самым с процессом формирования электронной лавины, изменением внутренней структуры самого диэлектрика и переходного слоя между диэлектриком и поверхностью электрода. Можно также предположить, что при наличии влаги и механических загрязнений происходит их дробление под



**Рис. 2.12.** Зависимость величины пробивного напряжения от длины промежутка при отсутствии ультразвука 1, 2 и при воздействии ультразвука 3, 4 (1, 3 — анод; 2, 4 — катод)

действием ультразвука, что затрудняет формирование проводящего мостика.

## 2.9. Внедрение разряда в твердый диэлектрик, погруженный в изолирующую жидкость

О возможности использования высоковольтного импульсного напряжения для разрушения горных пород, их дробления и бурения скважин высказывались в работах А.А. Воробьева, Г.Н. Гаврилова [13,14]. Однако практическое осуществление данного явления затруднялось низкой электрической прочностью изолирующих жидкостей. За счет этого разряд при воздействии импульсного напряжения, как правило, происходил либо по поверхности твердого диэлектрика, либо в изолирующей жидкости. Г.А. Воробьеву пришла в голову мысль сравнить вольт-секундные характеристики жидких и твердых диэлектриков.

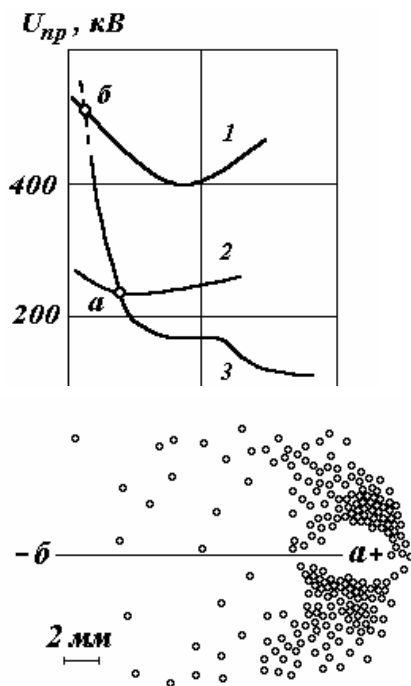


Рис. 2.16. Распределение на поверхности образца точек появления каналов неполного пробоя

Из рис. 2.14 видно, что при экспозиции в несколько мкс вольт-секундные характеристики твердых и жидких диэлектриков пересекаются (точки  $a$  и  $b$ ). При этом пробивное напряжение трансформаторного масла становится выше пробивного напряжения твердых диэлектриков. Такой же эффект проявляется при использовании других жидкостей (соляровое масло, водопроводная вода). Данный эффект требовал объяснения. Г.А. Воробьев объясняет это различным характером развития разряда в жидкости при изменении длительности импульса. Электрическая прочность жидких диэлектриков (в данном случае трансформаторного масла технической очистки) ниже электрической прочности твердых диэлектриков. Поэтому при подаче импульса высокого напряжения электрические разряды начинают раз-

На рис. 2.14 приведены вольт-секундные характеристики трансформаторного масла и двух твердых диэлектриков (лед и органическое стекло), пробиваемых в поле электродов игла–плоскость при положительной полярности электрода-острия и межэлектродном расстоянии 4 см.

Положительная полярность электрода-острия выбиралась из тех соображений, что при этой полярности пробивное напряжение твердых диэлектриков значительно меньше, чем при отрицательной полярности. При пробое трансформаторного масла эффект полярности проявляется

Рис. 2.15. Схема развития разряда: 1 – электрод-острие; 2 – высоковольтный импульс положительной полярности; 3,4 – распределение зарядов в плазме разряда на границе раздела жидкость – твердый диэлектрик

виваться у электрода-острия в жидкости. Образующийся около электрода-острия объемный заряд выравнивает поле в жидкости. Но в твердом диэлектрике напряженность электрического поля остается по-прежнему высокой или может даже возрасть. Схематическое изображение развития разрядов на границе жидкости и твердого диэлектрика показано на рис. 2.15. В местах расположения высоких локальных напряженностей поля будет происходить развитие разряда в твердый диэлектрик. Это согласуется с экспериментальными данными Б.В. Семкина, который показал, что точки внедрения разряда в твердый диэлектрик (каналы неполных пробоев) находятся не под электродом, а располагаются на некотором удалении от него, образуя эллипс, вытянутый в сторону от электрода-острия (рис. 2.16).

В.Ф. Важов и Д.В. Жгун получили эффект внедрения разряда в твердый диэлектрик, когда напряжение на электродах быстро поднималось в течение примерно 1 мкс, а затем спадало при экспозиции не менее 5 мкс. Если напряжение было недостаточным для внедрения разряда в твердый диэлектрик, то разряд развивался дальше в жидкости.

Экспериментальная проверка эффекта внедрения разряда в твердый диэлектрик была проведена А.Г. Чепиковым. Он накладывал на твердый диэлектрик металлическое кольцо с внутренним радиусом 4 см. В центре этого кольца вставлялся электрод-острие, на который подавался импульс положительной полярности с длительностью фронта порядка  $10^{-5}$  с. Металлическое кольцо заземлялось. В качестве диэлектрика был взят фторопласт-4, т.е. пластичный материал, в котором не образуются микротрещины и можно произвести срез по каналу разряда. Фотография среза разряда во фторопласте-4 показана на рис.

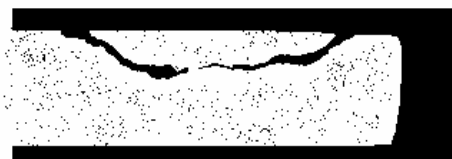


Рис. 2.17. Канал внедрения разряда в образце фторопласта-4

2.17. Таким образом экспериментально была подтверждена возможность внедрения разряда в твердый диэлектрик, что в дальнейшем послужило основой разработки методики по разрушению горных пород и было признано как научное открытие [15].

### **Список литературы к разделу «Пробой жидких диэлектриков»**

1. Сканави Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). – М.: Изд-во физ. мат. лит-ры, 1958. – 907 с.
2. Адамчевский И. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. – Л.: Энергия, 1977. – 295 с.
3. Техника высоких напряжений /Под редакцией Л.И. Сиротинского. Ч.2. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1953. – 204 с.
4. Франц В. Пробой диэлектриков /Перевод с нем. – М.: ИИЛ, 1961. – 224 с.
5. Балыгин И.Е. Электрическая прочность жидких диэлектриков. – Л.: Энергия, 1964. – 189 с.
6. Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. – Томск: Изд-во ТГУ, 1975. – 287 с.
7. Кок И.А. Пробой жидких электроизоляционных материалов (переводный обзор). – М.: Энергия, 1967. – 25 с.
8. Воробьев А.А. Нарушение электрической прочности диэлектриков и их пробой. – Томск: Изд-во ТГУ, 1962. – 204 с.
9. Торт, Massola Y, Lesaint O. IEEE Trans Dielec and Elekinsul. Распространение стримеров в минеральном масле при полуюднородной геометрии электродов /Библ. 14, англ., 19 ил. – 2002. – №1. – С. 76–83.
10. Бейкер М., Бек В., Иеллер К., Цаенгль В. Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения /Пер. с нем. Под ред. В.П. Ларионова. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 555 с.
11. Александров Г.Н., Борисов В.В., Каплан Г.С. и др. Проектирование электрических аппаратов: Учебник для вузов /Под ред. Г.Н. Александрова. – Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд., 1958. – 448 с.
12. Некрашевич И.Г., Мицкевич М.К., Бакуто И.А. Об электрической прочности межэлектродного промежутка в диэлектрике при введении в него неэлектрической энергии //Сб. докладов и сообщений IV научного совета по теоретическим и электрофизическим проблемам электроэнергетики. Томск, 6–9 октября 1971 г. – Томск: Изд-во ТПУ, 1976. – С. 98–106.
13. Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Завадовская Е.К., Каляцкий И.И., Кривко В.В., Панин В.Ф., Семкин Б.В., Торбин Н.М., Ушаков В.Я., Чепиков А.Т. Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. – Томск: Изд-во ТГУ, 1971. – 225 с.

14. Гаврилов Г.Н., Горовенко Г.Г., Малюшевский П.П., Рябинин А.Г. Разрядноимпульсная технология обработки минеральных сред. – Киев: Наукова думка, 1979. – 163 с.
15. Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Чепиков А.Т. Научное открытие: закономерность пробоя твердого диэлектрика на границе раздела с жидким диэлектриком при действии импульсного напряжения. – М.: Российская академия естественных наук, диплом № 107, 27 июня 1999 г., Рег. № 122.
16. Гаманович В.И., Райзман В.А., Стрельцов В.А. Разрушение горных пород импульсными нагрузками /Сборник статей: Электрический разряд в жидкости и его применение. – Киев: Наукова думка, 1977. – С. 161–165.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	3
ВВЕДЕНИЕ .....	4
Часть I. ПРОБОЙ ГАЗОВ .....	7
Глава 1. Электронные и ионные процессы в газовом разряде.....	9
1.1. Законы сохранения энергии при столкновении атомных частиц.....	9
1.2. Интегральные характеристики столкновения .....	10
1.3. Энергия взаимодействия атомных частиц.....	12
1.4. Подвижность заряженных частиц .....	13
1.5. Диффузия заряженных частиц.....	15
1.6. Возбуждение и ионизация атомов и молекул .....	17
1.7. Термическая ионизация.....	20
1.8. О возможности ионизации газа ионами.....	21
1.9. Рекомбинация заряженных частиц.....	22
1.10. Термоэлектронная, автоэлектронная, взрывная эмиссия. Фотоэффект на катоде.....	24
1.11. Элементы кинетического уравнения для электронов.....	27
Глава 2. Теория пробоя Таунсенда.....	29
2.1. Первый коэффициент Таунсенда .....	29
2.2. Прилипание электронов к атомам и молекулам.	
Отрыв электронов от отрицательных ионов .....	31
2.3. Второй коэффициент Таунсенда .....	31
2.4. Электронная лавина.....	33
2.5. Условие самостоятельности разряда. Закон Пашена.....	34
2.6. Отступления от закона Пашена .....	37
2.7. Время разряда.....	44
Глава 3. Пробой газа в различных частотных диапазонах.....	48
3.1. СВЧ-пробой.....	48
3.2. ВЧ-пробой .....	52
3.3. Оптический пробой .....	53
Глава 4. Искровой разряд в газах .....	57
4.1. Наблюдения за развитием разряда в ионизационной камере .....	57
4.2. Схемы развития лавинно-стримерных процессов .....	59
4.3. Граница таунсендовского и стримерного разрядов.....	63
4.4. Пробой газов в наносекундном диапазоне времени .....	65
4.5. Длинная искра, разряд в виде молнии .....	67
4.6. Главный разряд .....	70
Глава 5. Самостоятельные разряды в газах .....	72
5.1. Тихий разряд .....	72
5.2. Глеющий разряд.....	72
5.3. Дуговой разряд.....	75
5.4. Коронный разряд .....	78
5.5. Разряд по поверхности твердого диэлектрика .....	81
5.6. Зависимость пробивного напряжения газа от межэлектродного расстояния .....	84
Список литературы к разделу «Пробой газов» .....	89
Часть II. ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ .....	91
Глава 1. Тепловой пробой твердых диэлектриков.....	92
1.1. Теория теплового пробоя Вагнера .....	92
1.2. Другие теории теплового пробоя .....	94
Глава 2. Классические теории электрического пробоя .....	103
2.1. Теория Роговского. Разрыв ионной кристаллической решетки .....	104
2.2. Разрыв твердого диэлектрика по микротрещине. Теория Горовица .....	106
2.3. Теория А. Ф. Иоффе .....	107
2.4. Теория А.А. Смурова. Теория электростатической ионизации.....	109
Глава 3. Квантово-механические теории электрического пробоя неударным механизмом.....	111
3.1. Теория Зинера. Теория безэлектродного пробоя .....	111
3.2. Теория Фаулера. Пробой электродного происхождения .....	114
3.3. Теория Я.И. Френкеля. Теория термической ионизации .....	116



Глава 4. Теории пробоя твердых диэлектриков вследствие ударной ионизации электронами .....	119
4.1. Теории Хиппеля и Фрелиха.....	119
4.2. Теории пробоя, основанные на решении кинетического уравнения. Теория Чуенкова .....	122
4.3. Некоторые замечания по теориям пробоя, основанных на рассмотрении механизма ударной ионизации электронами .....	126
Глава 5. Экспериментальные данные, укладывающиеся в представления о пробое твердых диэлектриков ударной ионизацией электронами .....	128
5.1. Стадии пробоя твердых диэлектриков .....	128
5.2. Развитие разряда в однородном и неоднородном полях в твердых диэлектриках .....	130
5.3. Эффект полярности при пробое в неоднородном электрическом поле.....	132
5.4. Влияние материала электродов на пробой твердых диэлектриков.....	133
5.5. Зависимость времени разряда от толщины диэлектрика. Формирование многолавино-стримерного механизма разряда .....	134
Глава 6. Процессы, наблюдаемые в диэлектриках в области сверхсильных электрических полей.....	138
6.1. Электрическое упрочнение.....	138
6.2. Электронные токи в микронных слоях ШГК в сильных электрических полях.....	139
6.3. Свечение в микронных слоях ШГК .....	141
6.4. Дислокации и трещины в ШГК перед пробоем .....	143
Глава 7. Другие теории пробоя твердых диэлектриков .....	145
7.1. Связь электрической прочности щелочно-галогидных кристаллов с их характеристиками .....	145
7.2. Энергетический анализ электрической прочности твердых диэлектриков по теории Ю.Н. Вершинина .....	147
7.3. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков согласно теории Ю.Н. Вершинина.....	151
7.4. Термофлуктуационная теория разрушения твердых диэлектриков электрическим полем В.С. Дмитриевского .....	159
7.5. Особенности пробоя полимерных диэлектриков. Теория электрического пробоя Артбауэра.....	162
7.6. Теория электромеханического пробоя Старка и Гартона .....	166
Глава 8. Некоторые особенности и закономерности электрического пробоя твердых диэлектриков .....	168
8.1. Статистический характер пробоя твердых диэлектриков.....	168
8.2. Минимальное пробивное напряжение.....	170
8.3. Неполный пробой и последовательный пробой .....	171
8.4. Кристаллографические эффекты при пробое кристаллов .....	173
8.5. Зависимость электрической прочности от температуры .....	174
8.6. Зависимость электрической прочности от времени воздействия напряжения .....	176
8.7. Пробой диэлектрических пленок .....	177
8.8. Формованные системы металл–диэлектрик–металл (МДМ).....	182
8.9. Заключение по механизму электрического пробоя твердых диэлектриков.....	185
Глава 9. Электрохимический пробой .....	188
9.1. Электрическое старение органической изоляции.....	188
9.2. Кратковременное пробивное напряжение.....	194
9.3. Старение бумажной изоляции .....	194
9.4. Старение неорганических диэлектриков.....	195
Список литературы к разделу «Пробой твердых диэлектриков» .....	198
Часть III. ПРОБОЙ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ .....	201
Глава 1. Пробой жидкостей высокой степени очистки.....	202
1.1. Проводимость жидких диэлектриков .....	202
1.2. Пробой жидкостей вследствие ударной ионизации электронами.....	205
1.3. Пробой жидкостей неударным механизмом .....	210
Глава 2. Пробой жидких диэлектриков технической очистки .....	214
2.1. Влияние влаги .....	214
2.2. Влияние механических загрязнений.....	218
2.3. Влияние газовых пузырьков .....	220
2.4. Теории теплового пробоя жидких диэлектриков .....	222
2.5. Вольтолизационная теория пробоя жидких диэлектриков.....	223

2.6. Влияние формы и размеров электродов, их материала, состояния поверхности и расстояния между ними на пробой жидкостей .....	227
2.7. Развитие разряда и импульсный пробой в жидкостях.....	228
2.8. Влияние ультразвука на электрическую прочность .....	233
2.9. Внедрение разряда в твердый диэлектрик, погруженный в изолирующую жидкость.....	235
Список литературы к разделу «Пробой жидких диэлектриков» .....	237
ОГЛАВЛЕНИЕ .....	239

Григорий Абрамович Воробьев,  
Юрий Петрович Похолков,  
Юрий Дмитриевич Королев,  
Валерий Иванович Меркулов

**Физика диэлектриков**  
**(область сильных полей)**  
Учебное пособие

Научный редактор  
Доктор физ-мат наук,  
профессор

Ю.М. Анненков

Редактор

О.Н. Свинцова

Подписано к печати 15.12.2003.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная.

Печать RISO. Усл. печ. 14,19. Уч.-изд. л. 12,84.

Тираж 200 экз. Заказ . Цена С. 13.

Издательство ТПУ. 634050, Томск, пр.Ленина, 30.