

САПОГИН Владимир Георгиевич – кандидат физико-математических наук, профессор кафедры физики Технологического института Южного федерального университета в г. Таганроге. Веб-сайт: egf.tsure.ru E-mail: sapogin@mail.ru

В монографии «Механизмы удержания вещества самосогласованным полем». – Таганрог: Изд-во ТРТУ, (2000) обнаружено свойство самосогласованного поля удерживать скопления, состоящие из одинаковых частиц, в ограниченной области пространства. В скоплениях из гравитирующих частиц сила Бернулли полевого происхождения компенсирует силу ньютоновского притяжения, а в скоплениях одноимённых зарядов – компенсирует силу кулоновского расталкивания. *Сферические скопления могут содержать внутри себя полость. Полые зарядовые кластеры микронных размеров были обнаружены экспериментально американским исследователем К. Шоулдерсом (Бодеге, 1980).*

Монография «Газовые шары Эмдена в самосогласованной теории гравитации». – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, (2009) продолжает исследования Эмдена, посвящённые равновесию газовых шаров. Найдены решения уравнения Эмдена для потенциала, которые описывают распределения полей и физических параметров известных и неизвестных астрофизических объектов. *Из теории следует, что Тунгусский феномен представлял собой полый, рыхлый космический «снежок» огромной массы, состоящий из ледяных пылинок малых размеров. Плотность потока частиц при падении такого «пузыря» на землю будет существенно меньше в центре, чем в соседних слоях. Тогда в эпицентре падения производимые разрушения будут минимальны, что совпадает с наблюдениями.*

В оригинальном научно-методическом пособии предлагается нулевое приближение в теории газа невзаимодействующих между собой термоэлектронов, находящихся под градиентом температуры. На её основе строится физический принцип преобразования градиента температуры в электродвижущую силу газом термоэлектронов. Следующие из теории результаты должны дать импульс новым исследованиям термоэлектронного преобразования энергии в системах с малыми размерами.

621.311.6(075)

№4701

C194



**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**



**Федеральное
государственное автономное
образовательное**

учреждение высшего профессионального образования

**“Южный федеральный университет
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ В Г. ТАГАНРОГЕ**

В.Г. Сапогин

**ИСТОЧНИКИ ПОСТОЯННОГО ТОКА
НА ФИЗИЧЕСКОМ ПРИНЦИПЕ
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГРАДИЕНТА
ТЕМПЕРАТУРЫ В ЭДС
ГАЗОМ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ**

Научно-методическое пособие

Таганрог 2011

Сапогин В.Г. Источники постоянного тока на физическом принципе преобразования градиента температуры в ЭДС газом термоэлектронов: Научно-методическое пособие. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2011. – 44 с.

Проводится методический разбор теорий, описывающих различные аспекты работы вакуумного диода. Указывается на их полную несостоятельность. Исследуются состояния газа невзаимодействующих между собой термоэлектронов, находящихся под градиентом температуры. На основе исследования строится физический принцип преобразования градиента температуры в электродвижущую силу газом термоэлектронов.

Получен фундаментальный закон сохранения в системе, позволяющий оценить возможный диапазон ЭДС, который можно реализовать при термоэлектронном преобразовании энергии. Оценки, следующие из принципа, дают качественное совпадение с измерениями, проведёнными для вакуумных термоэлектронных преобразователей (ТЭП) в широком диапазоне температур.

Для научных работников, преподавателей университетов и высших технических учебных заведений, аспирантов и магистров технического направления 210100 – электроника и микроэлектроника.

Табл. 4. Ил. 7. Библиогр.: 27 назв.

Рецензент д-р техн. наук, профессор заведующий кафедрой радиотехнической электроники Червяков. Г.Г.

© В.Г. Сапогин, 2011

© ТТИ ЮФУ, 2011

*Я ночью сердцу дал познать восторг хмельной,
и, воспарив, оно влетело в мир иной!
Я видел ангела. Он говорил усопшим:
«Входи: ты с истиной. Уйди: ты с клеветой».*
Гияс ад-Дин Абу-ль-Фатх Омар ибн Ибрахим
Хайям Нишапури
(И.А. Голубев. Рубаи. Полное собрание. 2007)

Введение

История создания вакуумного диода как прибора, перевернувшего все представления человечества о возможностях протекания тока в вакууме, насчитывает больше ста лет. И теперь из учебной литературы уже непросто узнать, кто же был первым создателем этого удивительного прибора, породившего в технике новое направление научных исследований – электронику.

Как теперь стало ясно, базовым физическим явлением, лежащим в основе функционирования прибора, было явление термоэлектронной эмиссии. Оно заключалось в том, что любой металл, нагретый до высоких температур (предполагаются температуры его свечения), испускает вокруг себя электроны. Чтобы не смешивать эти электроны со свободными, их называли термоэлектронами. Термоэлектроны образуют возле поверхности металла облако конечной толщины, размеры которого зависят от температуры металла. Экспериментально было выяснено, что его толщина для температур металла, изменяющихся от 1200 К до 2500 К, составляет миллиметры и достаточна для того, чтобы освоить технологию помещения в это облако второго электрода.

Наличие двух либо плоских, либо цилиндрических электродов в облаке термоэлектронов, помещённых в откачанный сосуд, и привело к созданию прибора, проводимость которого зависела от того, какую полярность имеет напряжение между катодом и анодом. В одной полярности прибор имел малое сопротивление, а в другой – существенно большее.

За годы существования вакуумного диода было проведено много разнообразных теоретических и экспериментальных исследований, которые позволили выявить и обосновать физические явления, сопровождающие его работу. На основе этих исследований

появились новые области физики, такие как: вакуумная электроника, физика твёрдого тела, которая после великих открытий, сделанных человечеством в начале прошлого века в физике, уже стала квантовой.

И тут, как и в любой области физических исследований, за сотни лет накопилось достаточное количество противоречий между законами, описывающими различные аспекты работы вакуумного диода, предложенными теоретическими моделями, и его экспериментальными результатами.

Разберемся в причинах, иногда очень существенного, различия теории и эксперимента.

1. Базовый закон термоэлектронной эмиссии

Во всех учебниках по физике и радиофизике основным законом термоэлектронной эмиссии является закон, полученный Ричардсоном–Дэшманом [1]. Как утверждают учебники, этот закон позволяет вычислить плотность тока термоэлектронной эмиссии, выходящего из поверхности металла, в зависимости от абсолютной температуры электронов, которая предполагается совпадающей с температурой нагретого катода

$$j = AT^2 \exp(-b_0/T), \quad (1)$$

где T – абсолютная температура катода, величина A – универсальная постоянная, одинаковая для всех металлов, а величина b_0 – пропорциональна работе выхода электронов из металла.

Уточним историю появления этого закона. В 1901 г. Ричардсон получил закон, который имел вид

$$j = aT^{1/2} \exp(-W_a/kT), \quad (2)$$

где $a = ne\sqrt{k/2\pi m}$ – постоянная, связанная с концентрацией термоэлектронов, а W_a – энергетическая «высота» потенциального барьера. Позже, вместе с Вильсоном, развивая термодинамическую теорию эмиссии, Ричардсон получил закон в виде (1). Дальнейшим своим развитием термодинамическая теория обязана Дешману, Шоттки и др. Вывод, основанный на квантовой теории металлов, принадлежит Зоммерфельду и Нордгейму.

Многолетние экспериментальные исследования вакуумного диода показали, что величина постоянного коэффициента A , на са-

мом деле, зависит от химической чистоты поверхности металла и колеблется от 10^{-7} до 10^{-4} А/(см²К²) при теоретическом значении 120 А/(см²К²) [1, 2]. Расхождения от шести до девяти порядков уже должны были вызвать здоровый скепсис по поводу навязываемой математиками истины. Либо нужно поставить крест на негодной теории, либо тщательно проверить методологию многократно повторяемого эксперимента.

Разберёмся с физической постановкой математических декораций задачи. Теория, предложенная Ричардсоном в качестве математической иллюстрации явления [2], базируется на предположении о том, что состояние равновесия термоэлектронов в металле с однородной температурой описывается равновесной функцией распределения. В наше время этот случай называют невырожденным электронным газом.

Модельные представления, которые сюда входят:

1. Газ электронов рассматривается как газ молекул, находящихся в термодинамическом равновесии внутри сосуда, ограничивающего их объём.

2. Электроны не взаимодействуют между собой так же, как и молекулы газа.

3. Электроны не взаимодействуют с ионами кристаллической решётки.

4. Функция распределения электронов по скоростям точно повторяет функцию распределения молекул в газе при большом их количестве. То есть рассматриваемая система представляет собой газовую систему со столкновениями.

5. Газ электронов ограничен размерами твёрдого тела, в котором он находится.

6. Тепловое движение электронов внутри металла выбрасывает часть электронов наружу. Эти электроны становятся термоэлектронами и создают у поверхности металла облако термоэлектронов.

7. Рассматривается конечный объём металла, ограниченный в пространстве (рис. 1). Модель прямоугольной потенциальной ямы представлена на этом же рисунке ниже. По оси y отложена энергия электронов, отсчитываемая от дна ямы. На оси x указаны её пространственные размеры.

8. Поскольку выход электрона из металла на большие расстояния затруднён, то постулируется наличие на границе металла с вакуумом статического потенциального барьера с энергетическим

значением ступеньки W_a (отсчитывается от дна ямы), который электрон должен преодолеть при своём движении в направлении оси x (см. рис. 1).

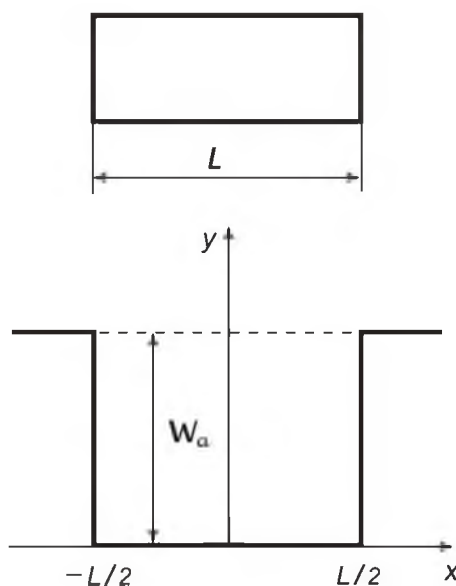


Рис. 1. Модель прямоугольной потенциальной ямы в металле

Причина этого предположения проста: любой электрон, вышедший из конечного объёма металла, заряжает его положительно. Здесь работает закон сохранения заряда системы: суммарное количество зарядов, вышедших из металла и остающихся в металле, всегда равно нулю. Принято считать, что термоэлектрон взаимодействует с зарядом изображения, остающимся в металле, по закону Кулона. *Поскольку заряды притягиваются, то становится понятным, почему они будут образовывать облако конечной толщины.*

9. Электроны твёрдого тела разделены на два класса. Первый класс электронов – электроны, имеющие кинетическую энергию меньше, чем энергетическое значение ступеньки. Это электроны, запертые в металле. Они движутся от одной стенки потенциальной ямы до другой, отражаются от них и изменяют своё направление движения на противоположное, сохраняя состояние равновесия.

Второй класс электронов – электроны, имеющие кинетическую энергию большую, чем энергетическое значение ступеньки. Этот класс и есть искомый класс термоэлектронов. Их плотность потока (или плотность тока) и представляет интерес вычислить.

10. Дополнительные металлические электроды или проводники не касаются границ рассматриваемого уединённого металла.

В наше время каждый студент второго курса, успешно обучающийся по физике в техническом вузе, уже знает, что равновесный газ большого числа молекул описывается двумя функциями распределения: функцией распределения по компоненте скорости и функцией распределения Максвелла по модулю скорости. Обе функции чётные по скорости. А стало быть, при вычислении скорости направленного теплового движения молекул, усреднённой по ансамблю частиц, под интегралом возникает нечётная функция, которая в симметричных или бесконечных пределах интегрирования даёт нулевой результат.

Этот результат указывает на важнейшее свойство равновесности и изотропности рассматриваемого распределения, которое констатирует тот факт, что в газе частиц всегда существуют два потока частиц через ориентированную любым образом произвольную площадку S , плотности которых равны и противоположны друг другу. То же свойство равновесности присуще и рассматриваемому в твёрдом теле классическому газу электронов.

Желание получить ненулевой результат при интегрировании функции распределения по компоненте скорости заставит вас искусственно вводить конечные пределы интегрирования и объяснять их существование некими потенциальными барьерами, которые одну долю частиц отражают, а другую пропускают. Отражение частиц от барьера не может изменить свойства исходного распределения частиц потому, что барьер статичен, зеркален и может изменить только направление скорости. Поэтому введение конечных пределов интегрирования не может изменить физические свойства используемого распределения как электронов, так и термоэлектронов.

После интегрирования можно получить конечное значение плотности тока, создаваемого частицами, движущимися в одном направлении (допустим, вдоль оси x , см. рис. 1), скорости которых заключены в интервале скоростей от $v_0 = \sqrt{2W_a/m} > 0$ до ∞ . Но, наряду с рассчитанной плотностью тока этого направления, всегда существует точно такая же плотность тока в интервале скоростей от $-\infty$ до $v_0 < 0$ обратного направления. И о ней нельзя забывать. В этом и заключаются причины того, что исследуемый газ называют равновесным.

Изложенные соображения не изменяют своей сущности и для функций распределения, выраженных через энергию. Равновесная функция распределения, учитывающая квантовые свойства электронов в твёрдом теле Ферми-Дирака, также не может изменить существенные свойства, обнаруженные в классическом газе частиц. Это связано с тем, что она получена для газа электронов, заключённых в кубике твёрдого тела с зеркальными стенками. В таком газе при тепловом движении возникает набор стоячих волн. Эти волны можно рассматривать как стоячие только в случае существования одинаковых потоков частиц, падающих на зеркальные стенки и отражённых от них.

По этому распределению также можно вычислить плотности потока частиц, энергии которых заключены в интервале от ε_1 до ∞ , хотя это и непросто. Вычисления приведут к формуле для плотности эмиссионного тока, записанного в форме (1) [2]. Но не нужно забывать, что при рассматриваемом равновесии всегда существует обратный поток зарядов в этом же интервале энергий. Это связано с тем, что кинетическая энергия пропорциональна квадрату скорости частицы. И одной и той же энергией могут обладать две частицы, движущиеся в разные стороны с одинаковыми скоростями.

Энергетические соображения позволяют ответить на вопрос о локализации термоэлектронов в пространстве, который укажет на адекватность используемой модели. Введение потенциальной ямы с вертикальными стенками, потенциал которой не зависит от времени, указывает на то, что движение любых электронов в ней подчиняется фундаментальному закону сохранения механической энергии. В связи с этим электроны первого класса локализованы внутри потенциальной ямы, а электроны второго класса (термоэлектроны) – вне потенциальной ямы во всём внешнем пространстве.

В принятом модельном представлении термоэлектроны, обладающие энергией больше, чем энергия ступеньки, летят в двух противоположных направлениях и удаляются от потенциальной ямы на бесконечность, от которой они не могут отразиться. Они не взаимодействуют между собой и с потенциальной ямой. Равновесность их распределения проявляется в том, что сколько электронов в единицу времени летит в направлении оси x через произвольную площадку S , установленную поперёк оси x , столько летит и в противоположном направлении.

В математической модели нет никакой возможности определить толщину возникающего термоэлектронного облака. Она в принятом приближении бесконечна. Поскольку опыт указывает на конечность толщины облака, то разработанная теоретическая модель бессмысленна.

Плотность тока термоэлектронов одного направления в уединённом металле, помещённом в вакуум, не может существовать по простой причине. Упомянутый выше закон сохранения зарядов не может быть нарушен. Чем больше мы будем удалять зарядов из уединённого металла, тем большие значения будет принимать напряжённость возникающего возвращающего электрического поля.

Как известно, протекание тока в вакуумном диоде возникает только в том случае, когда добавляется второй электрод, который располагается в облаке термоэлектронов. Только в этом случае, при подаче внешнего напряжения между катодом и анодом создаётся ток, протекающий в системе, который и регистрируют экспериментально.

Но, появление тока, значением которого можно управлять внешним образом, изменяет первоначальную функцию распределения термоэлектронов (исходная задача существенно усложняется в теоретическом плане), добавляя к исходному равновесному распределению неравновесную неизотропную компоненту, которая в расчётах плотности тока термоэлектронной эмиссии никогда и никак не учитывалась.

В теоретическом законе Ричардсона–Дэшмана плотность тока насыщения, протекающая через диод при больших напряжениях, была подменена плотностью тока одной равновесной компоненты теплового движения в газе термоэлектронов. Поэтому первый теоретический закон, являющийся основным законом термоэлектронной эмиссии, следует отнести к разделу умозрительной физики, которая не имеет никакого отношения к обсуждаемому явлению.

Обманутые горе-теоретиками инженеры долго и тщательно измеряли по прямому Ричардсона физический параметр, названный теорией «работа выхода». Несмотря на различия в порядки, они всё таки договорились о том, как его измерять. Полученные результаты известны всем. Цезий имеет самую маленькую работу выхода, а

вольфрам – сильно понижает её при нанесении на него специальной плёнки либо из тория, либо из оксида.

Функция распределения неравновесной и неизотропной компоненты не описывается ни распределением Максвелла ни тем более квантовой статистикой. *На наш взгляд, её незнание и даёт беспрецедентное различие экспериментальных данных, получаемых для тока насыщения в вакуумном диоде, с неудачной теорией.*

Поэтому совсем странно звучит утверждение, приводимое в учебнике [2. С. 201], на котором учились несколько поколений советских радиофизиков и электроников: «Экспериментальные работы различных исследователей подтвердили наличие максвелловского распределения электронов, и для металлов было найдено равенство температуры электронов и температуры катода». Очень напоминает хвалебные славословия Центральному комитету.

Комментарий к первой части утверждения. *Хотим мы, или не хотим, но векторная сумма плотностей тока теплового движения зарядов равна нулю в любой точке равновесной системы. Какие нужно придумать измерения, чтобы доказать её конечность?*

Комментарий ко второй части утверждения будет приведён ниже.

Уважаемый, широко образованный читатель! Вы можете мне серьёзно возразить, сославшись на первые успешные попытки экспериментов будущего нобелевского лауреата Штерна (1920) и уточнившего его опыты Ламмерта (1929), в которых, как нам объясняют в [3], впервые была измерена функция распределения Максвелла и подтверждено значение наиболее вероятной скорости молекул.

Напомню, что для проведения этих экспериментов применялся вакуумный прибор, состоящий из платиновой нити, покрытой серебром, и двух коаксиальных цилиндров, из которых внутренний имел узкую осесимметричную прорезь и вращался с постоянной угловой скоростью.

При нагревании нити, находящейся на оси цилиндра, импульсным электрическим током испарившиеся атомы серебра пролетали через прорезь внутреннего цилиндра, двигаясь от оси наружу, и оставляли след, смещенный относительно прорези, на внешнем цилиндре. Измеряя зависимость смещения следа на внешнем цилиндре.

дре от угловой скорости вращения внутреннего, они получили, что распределение испарившихся атомов характеризуется функцией, немного отличающейся от максвелловской и имеющей вид [3]:

$$f_3(v_x) = A_3 v_x^3 e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}, \quad (3)$$

где A_3 – нормировочный множитель, $v_x > 0$, а координата x совпадает с радиальной координатой цилиндрической системы координат, на оси которой находится нить. Существенное отличие (3) от функции распределения по компоненте скорости в газе (оно отличается на множитель v_x^3) можно объяснить тем, что распределение атомов серебра по скоростям в пучке, вышедшем из щели в цилиндре, принципиально отличается от распределения молекул в закрытом сосуде.

Действительно, поток атомов серебра, пропущенных через узкую щель, обогащен быстрыми атомами, летящими только в одном направлении, поэтому исследуемое распределение неизотропно, неравновесно и отличается от максвелловского как по физическому содержанию, так и по математической записи.

Поэтому современная правильная интерпретация опытов Штерна-Ламмерта, на наш взгляд, должна звучать так: ***в опытах впервые была измерена неравновесная неизотропная функция распределения атомов серебра, испаряющихся с нагретой нити, и определены базовые параметры такого распределения.***

Обнаруженный классический «прокол подмены» встречается в огромном количестве теоретических задач, которые посвящены поиску аналитических выражений для вольт-амперных характеристик любых нелинейных радиотехнических приборов, в которых используется газ электронов в вакууме или в твёрдом теле. Этим ошибкам подвержены расчёты вольт-амперных характеристик огромного числа приборов микроэлектроники.

Все электроники уже привыкли к тому, что результаты проводимых экспериментов могут существенно отличаться от теории. Как оказалось, в этом то и заключается важнейшее отличие раздела физики, названного «электроникой», от физики – науки, в которой теория и эксперимент накапливаются столетиями и идут рука об руку. Правильно сказал Стефан Маринов (Австрия, институт им.

Тесла): «Вы желаете узнать много глупостей? – Читайте старые книги».

В заключение раздела отметим следующее. При исследовании термоэлектронной эмиссии не было уделено должного внимания анализу важнейшего параметра явления: толщине облака термоэлектронов и её зависимости от температуры нагретого металла. Первая теоретическая работа на эту тему была опубликована будущим лауреатом нобелевской премии Лауэ в 1918 г. [4]. Она так и называется «Термоэлектроны». В ней Лауэ первым наметил путь расчёта пространственного распределения параметров равновесного электронного газа с однородной температурой для двух геометрий: плоской и цилиндрической. Он получил три различных вида распределения в каждом случае. Работа, по тем временам, оказалась очень сложной для понимания и канула в забвение.

Спустя 30 лет Френкель в своей монографии «Статистическая физика» [5], практически по тем же формулам, сделал расчёт распределения термоэлектронов для плоского случая, по-видимому, ничего не зная о работе Лауэ. Но, к сожалению, и эти результаты не нашли отражения в монографиях и учебниках по термоэлектронной эмиссии.

А ведь знание зависимости толщины облака термоэлектронов от температуры позволило бы создать качественно новые вакуумные приборы в электронике. Представим себе, что мы создали вакуумный диод, у которого в области катода толщина плёнки облака термоэлектронов оказывается немного меньше, чем расстояние между катодом и анодом. При подаче внешнего напряжения толщина плёнки будет изменяться. При отрицательном потенциале на аноде она будет уменьшаться таким образом, что ток через вакуумный диод будет равен нулю (заряды облака не касаются анода). В этом случае прибор будет иметь огромное омическое сопротивление.

При подаче положительного потенциала на анод толщина плёнки будет увеличиваться до тех пор, пока газ термоэлектронов не достигнет анода. В этом случае омическое сопротивление диода резко уменьшится. В нём появится ток. В этом и заключается не-квантовое объяснение явления автоэлектронной эмиссии. Оно не требует изобретения туннельного эффекта и коэффициента прозрачности несуществующего барьера.

Отличие объяснений будет проявляться в эксперименте. В системе будет существовать такая область напряжений между катодом и анодом, при которых ток в вакуумном диоде внезапно прекращается (выполнено условие того, что толщина слоя термоэлектронов становится меньше, чем расстояние между катодом и анодом). При теоретическом объяснении явления туннельным эффектом такой скачок тока не возможен.

На примере закона термоэлектронной эмиссии мы познакомились с умозраительной физикой. Существует ещё одна физика – бумажная. В ней математики руками рисуют всякие потенциальные барьеры или ямы (их этому научил Ричардсон), в которых напряжённости электрического поля бесконечны и исследуют в них квантовые свойства движения зарядов. Это очень любят делать в физике твёрдого тела. Они наделяют эти барьеры зеркальными отражающими свойствами в широком диапазоне частот, реализовать которые в природе не представляется возможным. К бумажной физике я отношу и туннельный эффект. Замечательная вещь, не дающая инженеру никаких возможностей для проверки, применения и генерации на этой основе идей для создания новых приборов.

Рассмотрим другой случай. Газ термоэлектронов под действием внешнего переменного электрического поля может изменять толщину своего слоя. Обладая упругими свойствами, он имеет собственную механическую частоту колебаний, которая будет зависеть от температуры газа. Если эти частоты окажутся высокими, то на таком колеблющемся слое электронов легко сделать генератор СВЧ-колебаний, не потребляющий постоянного тока (амплитуды механических колебаний слоя электронов должны быть меньше, чем расстояние между катодом и анодом).

Может быть, такие приборы уже сделаны для военных секретными физиками [6]. Уж очень они просты по физическому содержанию, но у меня такой информации нет.

В методическом пособии предлагается совершенно иная трактовка явлений, протекающих в газе термоэлектронов, находящихся между катодом и анодом с разными температурами, и даны расчёты пространственных распределений основных физических параметров системы. Сделаны необходимые оценки для технической реализации второй ипостаси вакуумного диода – термоэлектронного преобразователя.

2. Вольт-амперные характеристики вакуумного диода

Следующее недоразумение, связанное с вакуумным диодом, возникает при попытке получить его теоретические вольт-амперные характеристики. Эта теоретическая зависимость с уважением называется электрониками «закон $3/2$ ». Он был получен независимо Чайльдом–Ленгмюром для плоских электродов, а в нашей стране Богуславским для цилиндрических электродов. Зависимость, полученная для плоских электродов, утверждает, что величина постоянного тока в цепи анода зависит от анодного напряжения и определяется законом, уравнение которого может быть записано в виде [1]:

$$I = gU^{3/2}, \quad (4)$$

где g – коэффициент, зависящий от конструкции и размеров электродов. Отметим важные аспекты предлагаемой теоретической декорации: при $U \rightarrow 0$ ток $I \rightarrow 0$, а при $U \rightarrow \infty$ ток $I \rightarrow \infty$.

Единственный нуль закон ещё может выдержать некоторое время (во времена Ленгмюра–Богуславского измерительные приборы были такие плохие, что при подаче нулевого анодного напряжения они показывали нулевое значение тока).

Существование второй особой точки не выдерживает никакой критики. Эксперимент указывает на наличие в вакуумном диоде тока насыщения.

Откуда же взялся «закон $3/2$ »? Для того чтобы с этим разобраться, нужно привести его вывод. Выпишем его дословно из учебника, ставшего классическим, для плоского вакуумного диода [2].

Плоские электроды. Формула Чайльда–Ленгмюра. Выше было указано, что полное решение задачи о токе пространственного заряда удаётся получить только для плоских, цилиндрических и сферических электродов.

Для плоских электродов расчёт весьма прост. Из уравнений

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad j = -\rho v, \quad \frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi\rho \quad (5)$$

исключаем ρ и v . Получаем уравнение

$$\frac{d^2U}{dx^2} = k \frac{1}{\sqrt{U}}; \quad k = \frac{4\pi j}{\sqrt{2\eta}}. \quad (6)$$

Здесь k – постоянная величина, так как при установившемся режиме через единицу площади на любом расстоянии от катода проходит одно и то же число электронов. Если d – расстояние между катодом и анодом, то условия на границах междуэлектродного промежутка

$$[U]_{x=0} = 0, \quad [U]_{x=d} = U_a \quad \left[\frac{dU}{dx} \right]_{x=0} = 0. \quad (7)$$

Умножая (6) на $2 \frac{dU}{dx}$, получаем

$$2 \frac{dU}{dx} \frac{d^2U}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = k \frac{1}{\sqrt{U}} 2 \frac{dU}{dx} = 4k \frac{d}{dx} (\sqrt{U})$$

Отсюда, принимая во внимание граничные условия (7), получим

$$\frac{dU}{U^{1/4}} = 2\sqrt{k} dx,$$

Второе интегрирование даёт

$$\frac{4}{3} U^{3/4} = 2\sqrt{k} x, \quad j = \frac{\sqrt{2\eta}}{9\pi} \frac{U^{3/2}}{x^2} \quad (8)$$

и на аноде

$$j_a = j = \frac{\sqrt{2\eta} U_a^{3/2}}{9\pi d^2}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) получается выражение для распределения потенциала

$$U = U_a \left(\frac{x}{d} \right)^{4/3}. \quad (10)$$

Наконец, из уравнения Пуассона следует:

$$\rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{1}{9\pi} \frac{U_a}{d^2} \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3}. \quad (11)$$

Графики функций $U(x)$ и $\rho(x)$ представлены на рис. 2. Как видно, плотность пространственного заряда быстро возрастает (**добавим, к бесконечности**) по мере приближения к катоду. Выражая U_a в вольтах и d в сантиметрах, формулу (9) можно представить в следующем виде:

$$j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} \left| \frac{A}{\text{см}^2} \right|. \quad (12)$$

Закон «трёх вторых» для плоских электродов, часто называемый формулой Чайльда–Ленгмюра, был установлен в 1909 г. Чайльдом и применён к электронному разряду Ленгмюром.

Вот и вся математическая декорация. Вот такие простые расчёты. Никакой физической интерпретации. А ведь при решении задачи утерян фундаментальный закон сохранения полного давления в системе, который и позволяет дать однозначную физическую интерпретацию решению поставленной задачи. *Покажем, что это яркий образец математической эквилибристики, не имеющий никакого отношения к вакуумному диоду.*

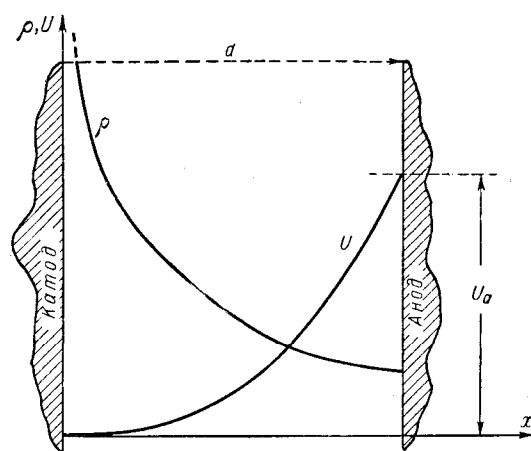


Рис. 2. Распределение потенциала и плотности заряда в плоском вакуумном диоде

3. Самосогласованный транспорт потока электронов в вакууме

Проанализируем уравнения (5), записанные в интернациональной системе единиц (СИ).

Первое уравнение: представляет собой известный закон сохранения полной механической энергии заряда, движущегося в статическом потенциальном поле. Перепишем его в полном виде

$$E = \frac{mv^2}{2} + q\varphi = \frac{mv_0^2}{2} + q\varphi_0 = E_0 = \text{const}. \quad (13)$$

Он гласит, что движение заряда в q потенциальном поле φ происходит так, что увеличение его кинетической энергии всегда связано с убылью потенциальной. Поскольку исследуется плоская задача движения, то потенциал и скорость в (13) есть функции од-

ной переменной x . В (13) введена замена буквы U на букву φ , играющей роль потенциала системы.

Для электронов $q = -e$ и уравнение (13) превращается в первое уравнение (5) только при условии, что *все электроны, участвующие в движении, имеют нулевую полную энергию*. Итак, рассматриваемый поток электронов моноэнергетичен (у всех электронов полная энергия равна нулю).

К чему приводит это предположение? Оно накладывает на потенциал системы жёсткое ограничение. Он должен принимать положительные значения во всём пространстве [$\varphi(x) \geq 0$]. На первый взгляд, может показаться, что такого не может быть. Ведь знак потенциала, создаваемого точечным зарядом, совпадает со знаком заряда, а здесь — отрицательно заряженные электроны во всём пространстве образуют положительный потенциал.

Здесь мы впервые сталкиваемся со случаем, который называется коллективно-взаимодействующей системой. И, действительно, отрицательный размазанный в пространстве заряд в рассматриваемом случае создаёт вокруг себя положительный потенциал. В этом и проявляется принципиальное отличие коллективных законов взаимодействия от законов одиночных частиц.

Из закона сохранения вытекает ещё одно следствие: в том месте, где потенциал системы обращается в нуль, там и скорость потока электронов также обращается в нуль.

Второе уравнение в (5). В плоской симметрии движения потока его плотность (плотность тока) не может изменяться в пространстве, при переходе потока из одной плоскости в другую. Поэтому второе уравнение лучше записать так:

$$j_x = qn v_x = -en(x)v(x) = \rho(x)v(x) = -j_0 = \text{const}, \quad (14)$$

где q — элементарный переносимый потоком заряд ($q = -e$), ρ — объёмная плотность зарядов, n — концентрация электронов, v — скорость их направленного движения. Электроны движутся в направлении оси x , а плотность тока противоположна скорости их движения.

Из постоянства плотности тока следует, что при движении электронов в потоке с увеличивающейся скоростью их концентрация уменьшается. И наоборот, если электроны тормозятся, то их концентрация увеличивается. При движении может существовать особая точка, в которой скорость электронов обращается в нуль, а концентрация обращается в бесконечность.

Из законов (13) и (14) также следует, что концентрация и потенциал исследуемой системы – монотонные функции координаты x . А стало быть, скорость u зарядов потока так же плавно изменяется в направлении оси x , т.е. рассматриваемая система без столкновений.

Третье уравнение в (5). Проанализируем последнее, самое важное, уравнение системы (5). Это уравнение Пуассона. В современных обозначениях в СИ оно имеет вид

$$\operatorname{div} \vec{E} = \rho / \varepsilon_0, \quad (15)$$

где ε_0 – электрическая постоянная, а ρ – плотность заряда. Уравнение Пуассона (15) позволяет рассчитывать распределение дивергентных электростатических полей при известной правой части. Правая часть, с точностью до постоянной, представляет собой размазанную в пространстве объёмную плотность зарядов одного знака, которые и являются источниками электростатического поля. Учитывая, что $\vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi$, сводим это уравнение для размазанных в пространстве электронов к виду

$$\Delta \varphi = -\rho / \varepsilon_0 = -qn / \varepsilon_0 = en / \varepsilon_0. \quad (16)$$

Для одномерного случая движения $\varphi = \varphi(x)$ и уравнение упрощается:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{en}{\varepsilon_0}. \quad (17)$$

Из вида (17) следует, что $\varphi(x)$ *представляет собой потенциал системы, создаваемый в каждой точке пространства коллективом движущихся электронов, создающих размазанный заряд*. Он не зависит от времени и представляет собой набор функций с выпуклостью вниз (правая часть уравнения положительна). Решение (17) будет зависеть от двух произвольных постоянных, которые будут определены по ходу решения задачи.

Выражая произведение en из плотности тока (14) через скорость, и, подставляя скорость из закона сохранения (13), *проведём самосогласование системы*. В этом случае плотность заряда в правой части уравнения Пуассона удаётся выразить через потенциал системы. Эта связь указывает на обратное действие поля на заряды. Как теперь становится ясным, при самосогласовании системы приходят к классу уравнений, имеющих вид $\Delta \varphi = f(\varphi)$.

Как показано в монографии [7] и одноимённой докторской диссертации [8], уравнения такого класса описывают распределение потенциала самосогласованных полей коллективно взаимодействующих систем. *Создаётся впечатление, что эти состояния представляют собой пятое состояние вещества – состояние кластерного типа.* Их принципиальное отличие от уже известных состояний вещества заключается в том, что они могут удерживаться в ограниченной области пространства самосогласованным (или собственным) полем, которое они и порождают.

Итак, подставляя в правую часть (17) произведение en , приходим к уравнению (6) с новым значением k в СИ

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{k}{\sqrt{\varphi}}, \quad k = \frac{j_0\sqrt{m}}{\varepsilon_0\sqrt{2e}} = const. \quad (18)$$

Посмотрим внимательно на то, что у нас получилось. Как мы и ожидали, потенциал исследуемой системы зарядов может быть только положителен $\varphi(x) > 0$ (функция стоит под радикалом в знаменателе). Точка, в которой $\varphi = 0$, оказывается особой точкой уравнения. Если функцию $\varphi(x)$ заменить на $y(x)$, то перед нами дифференциальное уравнение вида (штрихи означают дифференцирование по x)

$$y'' = f(y), \quad (19)$$

решение которого хорошо известно [9]. Уравнение (19) допускает понижение порядка, поскольку может быть представлено в другом виде

$$\frac{d}{dx}(y')^2 = 2f(y)y'. \quad (20)$$

Это понижение приводит к тому, что появляется интеграл живых сил

$$\frac{(y')^2}{2} - \int f(y)dy = E = const. \quad (21)$$

Если переменная x играет роль времени, а y – роль координаты движущейся точки, то интеграл живых сил (21) совпадает с законом сохранения полной механической энергии (для упругой силы примем $f(y) = -ky$):

$$\frac{(y')^2}{2} + \frac{y^2}{2} = E = const. \quad (22)$$

Выясним, какой интеграл живых сил существует в рассматриваемой системе, когда переменная x играет роль координаты. Для этого вычислим $\int f(y)dy$ для правой части уравнения Пуассона в (18):

$$\int f(y)dy = 2k\sqrt{y}. \quad (23)$$

Вводя для некоторой плоскости потока (допустим $x=0$) масштаб потенциала $\varphi_0 = m\nu_0^2 / 2e$, получим интеграл живых сил в виде

$$\frac{\varepsilon_0(\varphi')^2}{2} - p(\varphi) = P = const, \quad (24)$$

где $p(\varphi) = p_0\sqrt{\varphi/\varphi_0}$ – баро-потенциальное уравнение системы; $p_0 = n_0 m\nu_0^2 = 2n_0 E_{k0}$ – бесстолкновительное давление зарядов одномерного газа в плоскости $\varphi = \varphi_0$; E_{k0} – кинетическая энергия заряда в плоскости $\varphi = \varphi_0$; P – полное давление системы, состоящее из разности давлений поля и зарядов системы.

Фундаментальный закон сохранения (24) играет в таких задачах такую же роль, какую играет в задачах механики закон сохранения энергии. Из (24) видно, что исследуемая система может находиться в трёх состояниях: состоянии с положительным полным давлением $P>0$, состоянии с нулевым полным давлением и состоянии с отрицательным полным давлением $P<0$.

В любых состояниях давление поля больше там, где больше давление зарядов системы и наоборот: давление поля меньше там, где меньше давление зарядов.

Интеграл живых сил (24) сохраняется только при отсутствии любых внешних электростатических полей, рассматриваемых по отношению к самосогласованному полю системы. Из (24) также следует, что система удерживается в пространстве от разлёта силами полевого происхождения. В каждом слое зарядов равны друг другу градиент давления поля и градиент давления зарядов:

$$\frac{dD}{dx} = \frac{dp}{dx}, \quad (25)$$

где введено обозначение давления поля $D = \varepsilon_0(\varphi')^2 / 2$. Поскольку градиент давления зарядов связан с силой Бернулли, то в этой задаче она получает ***новое математическое определение: сила Бернулли, компенсирующая кулоновское расталкивание в каждом***

элемента объёма, связана с градиентом давления коллективного (самосогласованного) поля системы и противоположна ему по направлению.

Интегрируем второй раз (24) в предположении, что давление поля равно давлению зарядов системы в любой плоскости ($P=0$). Выберем вторую произвольную постоянную так, чтобы $\varphi = \varphi_0$ в плоскости $x=0$. Индексом «0» обозначены величины в плоскости $\varphi = \varphi_0$.

Выпишем получившиеся результаты. Потенциал на потоке зарядов зависит от координаты системы по закону

$$\frac{\varphi}{\varphi_0} = \left(1 + \sigma \frac{x}{l}\right)^{4/3}, \quad (26)$$

где $\sigma = \text{sign}(\varphi')$ – знак производной потенциала в пространстве, $l = 4\varphi_0 / 3E_* = \frac{1}{3} \sqrt{2m\varepsilon_0 v_0^3 / (ej_0)}$ – пространственный масштаб системы, $E_* = v_0 \sqrt{2mn_0 / \varepsilon_0} = \sqrt{2p_0 / \varepsilon_0}$ – масштаб напряжённости поля системы.

Концентрация зарядов распределена по длине системы

$$\frac{n}{n_0} = \left(1 + \sigma \frac{x}{l}\right)^{-2/3}. \quad (27)$$

Скорость зарядов зависит от координаты системы по закону

$$\frac{v}{v_0} = \left(1 + \sigma \frac{x}{l}\right)^{2/3}. \quad (28)$$

Давление зарядов, отнесённое к давлению p_0 , изменяется в пространстве по тому же закону, что и (28). Из (26), (27) и (28) легко вычислить все характеристики исследуемой системы: распределение напряжённости, давления поля, проверить выполнение фундаментального закона сохранения (24), а также рассчитать распределение объёмной плотности сил, удерживающих систему.

На что же указывает другое решение поставленной задачи? В исследуемой системе уравнений существуют два возможных решения: 1) решение, при котором потенциал на потоке увеличивается с ростом x/l ; 2) решение, при котором потенциал убывает с ростом x/l .

Остановимся на первом решении. Оно реализуется в случае, если $\sigma = +1$. Этот случай соответствует самоускоряющемуся

потоку электронов в пространстве $x > 0$. Градиент потенциала в этом случае направлен по оси x , а напряженность поля – против оси x . Электрическая сила, действующая на каждый слой электронов, заставляет их ускоряться в направлении оси x . При этом из-за сохранения плотности тока в системе увеличение скорости слоя приводит к увеличению давления в системе (оно пропорционально скорости), а также к уменьшению концентрации зарядов этого же слоя. На расстоянии порядка десяти длин пространственного масштаба потенциал возрастает в 24,5 раза, скорость потока увеличивается почти в пять раз. Концентрация зарядов, в силу закона сохранения плотности тока, уменьшается в то же количество раз.

Второе решение реализуется в случае, если $\sigma = -1$. *Этот случай соответствует самозамедляющемуся потоку электронов в пространстве $x > 0$.* Градиент потенциала самосогласованного поля в этом случае изменяет своё направление на противоположное, а напряжённость поля направлена по оси x . Сила, действующая на каждый слой электронов, тормозит их в направлении оси x .

Движение заканчивается в особой точке системы, в которой потенциал самосогласованного поля (26) обращается в нуль. Это происходит на расстоянии одного пространственного масштаба, отсчитываемого от плоскости $x=0$. В этой особой точке системы поток не может повернуть назад, несмотря на то, что его скорость в этой точке также обращается в нуль. Это связано с тем, что исходная постановка задачи была однопотоковая.

Поэтому, на наш взгляд, второе решение для такой постановки следует считать посторонним.

Но, удивительно, как раз это второе решение будет совпадать с известным законом Чайльда в том случае, если в системе выбрать новую координату z и поместить её в особую точку, направив противоположно оси x . Тогда в таких переменных закон Чайльда описывает закон увеличения скорости зарядов плоской системы, стартовых из особой точки из состояния покоя ($\varphi = 0$) в направлении оси z . Какие физические соображения объяснят в этот момент наличие бесконечной плотности зарядов в особой точке? Не понятно!

В первоначальном решении задачи эта особая точка была помещена в плоскость, называемую катодом (см. рис. 2). Но ведь эта особая точка должна быть выброшена из решения.

Построенные руками граничные условия (7) не выдерживают никакой критики. Для нахождения двух произвольных постоянных уравнения Пуассона (решается граничная задача) задаётся потенциал на потоке в двух плоскостях, называемых плоскостью катода и плоскостью анода.

Но потенциалы на катоде и аноде вакуумного диода создаются сторонними зарядами (внешними источниками питания), находящимися соответственно на катоде и аноде. Эти заряды в исходную систему уравнений никак не входят. Поэтому разность потенциалов, возникающая на потоке зарядов, была подменена разностью потенциалов между катодом, пребывающим под нулевым потенциалом, и анодом.

Снова: классический прокол подмены.

Как видно из решения (26), разность потенциалов на потоке зарядов зависит от плотности тока в системе, который входит в её пространственный масштаб в знаменатель, а не наоборот.

В этом и заключается секрет приводимой математической эквилибристики, который можно сформулировать так: закон 3/2 не имеет никакого отношения к вольт-амперным характеристикам вакуумного диода.

Правильная теория позволяет установить масштабы физических величин, которые она использует. Так, для потока электронов с концентрацией $n_0 = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, вводимого в вакуум со скоростью $v_0 = 10^6 \text{ м/с}$ при плотности тока $j_0 = 16 \text{ А/м}^2$, масштаб потенциала системы 2,84 В, масштаб давления 91 мкПа, масштаб напряжённости 4,53 кВ/м, а пространственный масштаб 836 мкм. Изменения упомянутых выше величин: концентрации, скорости, потенциала происходят на десяти пространственных масштабах, равных $\sim 8,4 \text{ мм}$.

Если же реализуется второе решение (для двухпоточковых состояний), то поток электронов запирается пространственным зарядом уже на расстояниях 836 микрон, что и наблюдается в экспериментах. Именно поэтому в установках вывода электронного потока в вакуум используется ускоряющий (фокусирующий) электрод, установленный недалеко от катода.

С другой математической постановкой этой задачи, которая приводит к решению в чётных функциях относительно потенциала, можно познакомиться в [10,11]. Эти решения указывают на возможность существования зарядового кластера микронных разме-

ров, который был открыт в 80-х годах прошлого века в экспериментах американского исследователя Шоулдерса [12].

Поразительно, но интеграл живых сил в виде (24) (с другим знаком перед давлением частиц) существует в равновесных системах коллективного взаимодействия гравитирующих частиц с однородной температурой. Он позволяет построить самосогласованную теорию гравитации [13], которая ставит последний штрих в понимании тунгусского феномена (ТФ). Из теории следует, что ТФ представлял собой полый рыхлый космический «снежок» огромной массы, состоящий из ледяных пылинок наноразмеров.

Факт наличия у феномена концентрической полости фиксируется в момент его удара о Землю. Плотность потока частиц такого «снежка» при падении на плоскую поверхность будет существенно меньше в центре, чем в соседних слоях. Это объясняет наблюдаемое: в эпицентре падения производимые разрушения минимальны.

Два предложенных вывода показывают, что математика – дышло: куда повернёшь, туда наука и вышла. Поворачивай аппарат куда пожелаешь и вешай на него любые объяснения. Эксперимент всё равно будет зависеть от других физических параметров, и его результаты не будут совпадать с результатами теоретического прогноза. Лучшие сразу заниматься такой теоретической физикой, которая не может быть проверена на эксперименте.

4. Вольт-амперные характеристики запираемого вакуумного диода

Повышение чувствительности электроизмерительных приборов нанесло последний удар по закону 3/2 и похоронило его. Оказалось, что вакуумный диод «выдаёт» ненулевой ток и при нулевом анодном напряжении. С увеличением подаваемого на него запирающего напряжения этот ток монотонно уменьшается. Электроники сразу же ухватились за это и быстро нарисовали формулу, объясняющую вид этой вольт-амперной характеристики. Она экспоненциальна:

$$I_a = I_0 \exp(-eU / kT), \quad (29)$$

где I_0 – наибольшее значение протекающего тока при нулевой разности потенциалов, U – модуль запирающего напряжения, приложенного между катодом и анодом, а T – температура катода.

Вывод (29) можно получить только в том же предположении, что распределение скоростей электронов, вылетающих с катода, равновесно.

Но как только вы проведёте измерения величины тока, в e раз отличающегося от нулевого тока, зафиксируете напряжение в этой точке, то сможете рассчитать температуру катода. Она окажется в 2 – 3 раза выше его истинной температуры. Как мне говорил мой покойный Учитель профессор В.А. Малышев, причин такого различия никто не понимает. Это различие было переведено эмиссионщиками в проблему «больцмановской температуры катода», которую до сих пор никто не объяснил.

Теперь понятны причины возникшей проблемы. Использование результатов негодной теории для сравнения с экспериментами ни к чему хорошему не приведёт. Это комментарий ко второй половине утверждения, приводимой на с. 10 пособия.

Формулы, по-видимому, обладают мощным гипнотическим действием. Иначе не объяснишь, почему за 100 лет существования теории вакуумного диода очевидные проколы никто не заметил?

Значительно позже, уже в 60-х годах прошлого века стало ясно, что термоэлектроны, вылетающие из катода, заряжают анод отрицательно до тех пор, пока не появится некое самосогласованное электрическое поле, приложенное между катодом и анодом, которое и будет возвращать их обратно. При отсутствии тока через диод на его электродах можно зафиксировать разность потенциалов, которая позже будет названа термоэлектронной разностью потенциалов вакуумного диода. Естественно, что чем выше будет температура катода, тем она будет больше.

Так случайно открылась вторая ипостась вакуумного диода. Он может выдавать электрическое напряжение без дополнительных промежуточных преобразований тепловой энергии. Чтобы отличать эту ипостась от других свойств вакуумного диода, было принято его новое название – термоэлектронный преобразователь.

5. Термоэлектронный преобразователь (ТЭП)

Поскольку способы получения электрической энергии, применяемые человечеством, основаны на ряде последовательных превращений энергии (тепловая – механическая – электрическая), то

появление возможности преобразования тепловой энергии сразу в электрическую вызвало нездоровый ажиотаж в мире в 60-х годах прошлого века.

В России в это же время теоретическим анализом и техническим созданием ТЭП занимались Ансельм [14], Добрецов [15], Моргулис [16], в Белоруссии Булыга [17-20] (список не претендует на полноту). Были предложены качественные и количественные аспекты работы ТЭП: радиотехнический и термодинамический. Стало понятным важное отличие процессов, происходящих в ТЭП, от математических моделей, описывающих процессы в вакуумном диоде.

Оно заключалось в том, *что газ термоэлектронов находился между катодом и анодом, температуры которых отличались друг от друга*. Конечно, это же видно невооружённым глазом! Катод раскалён, а анод не светится. Поэтому даже теоретические модели, построенные Лауэ и Френкелем [4,5], не могут быть применены к случаю ТЭП, поскольку они были предложены для газа термоэлектронов с однородной температурой.

Различие температур позволило применить термодинамический метод исследования ТЭП, очень похожий на циклические процессы, происходящие в тепловых машинах.

Анализ, проведённый в [16], показал, что перспективные пути создания ТЭП лежат на двух направлениях:

1. Создание вакуумных ТЭП с малыми межэлектродными промежутками.
2. Создание ТЭП с парами цезия, ионы которого компенсируют пространственный заряд электронов.

Расчёты, выполненные по вольт-амперным характеристикам ТЭП, показали, что максимальная мощность, отдаваемая во внешнюю нагрузку, уменьшается с ростом расстояния между электродами. Оценка показывает, что при ЭДС ТЭП $\sim 1 - 2$ В для получения одного ватта мощности с 1 см^2 расстояние между электродами не должно превышать значения 10 мкм .

За рубежом экспериментально были осуществлены ТЭП этого типа с небольшой площадью электродов [21] с межэлектродным промежутком 6 мкм , дававшие максимальную мощность 1 ватт с 1 см^2 при КПД примерно 4% .

Практическое создание диодов с большой площадью электродов и малыми расстояниями между ними, при высоких температу-

рах катода, представляется трудно осуществимой технической задачей. Это связано с тем, что испарение раскалённого катода приводит к покрытию поверхности анода материалом катода, вследствие чего изменяются первоначальные параметры ТЭП.

На основе этого был сделан приговор: несмотря на всю привлекательность вакуумных ТЭП, в особенности для космической энергетики, пока не видно технического конструкторского решения встающих здесь проблем.

Изучение работ второго направления, связанного с компенсацией пространственного заряда электронов парами атомов цезия (*непонятно, как можно пространственный заряд электронов скомпенсировать нейтральными атомами цезия?*), указывает на то, что реализовать в железе ТЭП с парами цезия в нашей стране, по-видимому, не удалось. В [22] даны ссылки только на теоретические исследования возможных режимов неработающего прибора.

В заключение обсудим идею нагревания катода ТЭП за счёт ядерных реакций в самом катоде. Такой термоэлемент, как работающий источник питания, был осуществлён в Лос-Аламосе ещё в 1959 г. [23]. В нём разогрев катода в атмосфере паров цезия происходил за счёт ядерных реакций, вызываемых «чужими» нейтронами. Для работы элемент помещался в ядерный реактор. *В результате экспериментов, по мнению Моргулиса [16], был зафиксирован ничтожно малый коэффициент полезного действия.*

6. О физическом принципе преобразования градиента температуры в электродвижущую силу газом термоэлектронов

Из разд. 5 видно, что усилия, потраченные на изучение и реализацию нового способа извлечения электрической энергии из тепловой, не дали ожидаемого эффекта. Какие же, всё-таки, результаты были получены? Эксперименты с вакуумным ТЭП, проводимые Булыгой в [17-20], показали следующее. В зависимости от разности температур плоских вольфрамовых электродов можно получить значения электродвижущей силы в диапазоне от 200 мВ до 1000 мВ с внутренним сопротивлением электронного газа от 3 кОм до 15 кОм при изменении расстояния между катодом и анодом в диапазоне от 100 до 200 мкм.

Может быть, большего от вакуумного ТЭП получить и не удастся? И мы напрасно пыжимся! Причины этого мне видятся в

полном отсутствии глубокого понимания физических процессов, происходящих внутри вакуумного ТЭП. Ведь там находится достаточно плотный газ электронов, пребывающий во внешнем градиенте температуры. А законов, описывающих коллективное взаимодействие в такой сложной системе, мы не знаем.

Попробуем ликвидировать нашу безграмотность в этом направлении. Предположим, что кроме электронов, находящихся в вакууме, и градиента температур в системе ничего нет. А самое главное: нет тока через межэлектродный промежуток.

Исследуем свойства газа невзаимодействующих между собой зарядов. Для этого предположим, что градиент температуры формирует в газе зарядов напряжённость электрического поля \vec{E} . Как это происходит? На массу любого свободного заряда газа действует сила

$$\vec{F} = -k \text{grad}(T), \quad (30)$$

где k – постоянная Больцмана.

Направление силы, действующей на заряд, противоположно направлению градиента температуры. Она выталкивает заряды в холодную область газа. При единичном градиенте температур 1 К/м она кажется очень маленькой. Её модуль $1,38 \cdot 10^{-23}$ Н. Но, действуя на одиночный элементарный заряд (допустим на электрон), эта сила сообщает ему огромное ускорение $1,5 \cdot 10^7$ м/с².

Эта сила будет перегонять заряды в холодные области до тех пор, пока не возникнет противодействующая такому процессу сила, связанная с возникновением напряжённости термоэлектрического поля. Её значение можно найти из условия равенства сил, действующих на элементарный положительный заряд q :

$$\vec{E} = \frac{k}{q} \text{grad}(T). \quad (31)$$

Как видно из (31) она связана с градиентом температуры через фундаментальные постоянные. При единичном градиенте температуры эта напряженность небольшая:

$$E = \frac{k}{e} \text{grad}(T) = 86,2 \text{ мкВ/м}. \quad (32)$$

Заметим, что направление возникающей напряжённости термоэлектрического поля зависит от знака зарядов, из которых состоит газ. Если газ из положительных зарядов, то направление напряженности совпадает с направлением градиента температуры, а если

газ из отрицательных зарядов, то вектор напряжённости направлен против градиента температур.

Из (31) для статического состояния следует фундаментальный закон сохранения, возникающий вследствие цикличности всех пространственных координат, который следует из уравнений (выпишем для газа электронов, в нём $q=-e$):

$$-grad(\varphi) = -\frac{k}{e} grad(T), \quad grad\left(\varphi - \frac{k}{e}T\right) = 0. \quad (33)$$

Градиент произвольной скалярной функции равен нулю в том случае, если сама функция не зависит от пространственных координат и представляет собой постоянную величину. Тогда для двух плоскостей системы имеем

$$\varphi_0 - \frac{k}{e}T_0 = \varphi - \frac{k}{e}T = const. \quad (34)$$

В (34) индексом «0» отмечена более холодная плоскость. На любых двух плоскостях $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$, $\Delta T = T - T_0$. Тогда из (34) следует

$$\Delta\varphi = \frac{k}{e} \Delta T. \quad (35)$$

Если эти две плоскости совместить с электродами плоского ТЭП и предположить, что они находятся под этими же потенциалами (*применить классический прокол подмены*), то мы получим, что в этом приближении ЭДС ТЭП зависит только от разности температур между катодом и анодом:

$$\varepsilon_0 = \frac{k}{e} \Delta T. \quad (36)$$

Думаю, что мы здесь не прокалываемся по той причине, что электроды уединены и отключены от электрической цепи.

В табл. 1 приведены значения ЭДС в зависимости от разности температур ТЭПа для газа невзаимодействующих между собой зарядов. Из табл. 1 видно, что при изменении разности температур в диапазоне от 20 до $3 \cdot 10^3$ К ЭДС ТЭП изменяется от 1,72 мВ до 258,6 мВ.

Таблица 1

$\Delta T(K)$	20	100	200	300	400	500	1000	2000	3000
$\varepsilon_0 (mB)$	1,72	8,63	17,25	25,9	34,5	43,0	86,25	172,5	258,6

Из фундаментального закона сохранения невозможно узнать, каковы геометрические размеры системы и как распределены её физические параметры. Для получения этой информации дополним (34) следующей системой уравнений, описывающих рассматриваемую газовую среду:

$$\operatorname{div} \vec{E} = bqn, \quad (37)$$

где в СИ: $b = 1,13 \cdot 10^{11} \text{ м/Ф} = \text{const}$ – величина обратная электрической постоянной. Уравнение Пуассона (37) описывает дивергентные поля, которые создаются термоэлектронами с концентрацией n . Дополним его уравнением состояния

$$p = nkT, \quad (38)$$

где концентрация и температура рассматриваются как функции точки. Введём условие равновесия элементарного объёма термоэлектронов

$$\vec{f} + qn\vec{E} = 0. \quad (39)$$

В (39) предполагается, что объёмная сила кулоновского расталкивания в системе скомпенсирована силой Бернулли, которая связана с градиентом давления зарядов в системе

$$\vec{f} = -\operatorname{grad}(p). \quad (40)$$

Подставляя (38) в (40), а (40) в (39) с учётом (31), получим совершенно неожиданную вещь:

$$n = \text{const}. \quad (41)$$

Газ невзаимодействующих зарядов невозмущён по концентрации, а его давление зависит только от температуры.

Это упрощает расчёт распределения дивергентного поля электронов из уравнения (37), которое для потенциала при плоском случае системы имеет простой вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = ben = \text{const}. \quad (42)$$

Интегрируя (42), получим однопараметрическую зависимость приведённого потенциала системы от приведённой координаты в области $x/l \geq 0$:

$$\frac{\varphi(x)}{\varphi_0} = 1 + \alpha \frac{x}{l} + \frac{x^2}{2l^2}, \quad (43)$$

где введены обозначения $l = \sqrt{\varphi_0 / ben}$ – пространственный масштаб системы, φ_0 – произвольная постоянная, $\alpha = \varphi'_0 / E^*$ – параметр состояния системы, φ'_0 – производная потенциала системы в плоскости $x = 0$, $E^* = \sqrt{ben\varphi_0}$ – масштаб напряжённости поля. Из (43) видно, что потенциал системы, состоящей из термоэлектронов, не может быть отрицательным. Это совпадает с решением, полученным для потока зарядов, выходящих из вакуума (26).

В табл. 2 и 3 даны значения пространственного масштаба в метрах и масштаба напряжённости поля в В/м системы в зависимости от концентрации электронов, изменяющейся в диапазоне от 10^{10} до 10^{15} м^{-3} и значения произвольной постоянной φ_0 , лежащей в диапазоне наблюдаемых значений.

Таблица 2

$n(\text{м}^{-3})$ $\varphi_0(\text{В})$	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}
1,0	$0,744 \cdot 10^{-1}$	$0,235 \cdot 10^{-1}$	$0,744 \cdot 10^{-2}$	$0,235 \cdot 10^{-2}$	$0,744 \cdot 10^{-3}$	$0,235 \cdot 10^{-3}$
0,1	$0,235 \cdot 10^{-1}$	$0,744 \cdot 10^{-2}$	$0,235 \cdot 10^{-2}$	$0,744 \cdot 10^{-3}$	$0,235 \cdot 10^{-3}$	$0,744 \cdot 10^{-4}$
0,01	$0,744 \cdot 10^{-2}$	$0,235 \cdot 10^{-2}$	$0,744 \cdot 10^{-3}$	$0,235 \cdot 10^{-3}$	$0,744 \cdot 10^{-4}$	$0,235 \cdot 10^{-4}$
10^{-3}	$0,235 \cdot 10^{-2}$	$0,744 \cdot 10^{-3}$	$0,235 \cdot 10^{-3}$	$0,744 \cdot 10^{-4}$	$0,235 \cdot 10^{-4}$	$0,744 \cdot 10^{-5}$
10^{-4}	$0,744 \cdot 10^{-3}$	$0,235 \cdot 10^{-3}$	$0,744 \cdot 10^{-4}$	$0,235 \cdot 10^{-4}$	$0,744 \cdot 10^{-5}$	$0,235 \cdot 10^{-5}$
10^{-5}	$0,235 \cdot 10^{-3}$	$0,744 \cdot 10^{-4}$	$0,235 \cdot 10^{-4}$	$0,744 \cdot 10^{-5}$	$0,235 \cdot 10^{-6}$	$0,744 \cdot 10^{-6}$

Из табл. 2 следует, что пространственный масштаб системы l для приводимых диапазонов изменения параметров может изменяться от 0,744 мкм до 7,44 см.

Из табл. 3 следует, что масштаб напряжённости термоэлектрического поля системы E^* для приводимых диапазонов изменения параметров может изменяться на пять порядков от $4,25 \cdot 10^{-2} \text{ В/м}$ до 4,25 кВ/м.

Из закона распределения потенциала (43) следует, что система может находиться в трёх различных состояниях:

1. Состояния с неотрицательным значением параметра α представляют неограниченную систему с монотонным нарастанием потенциала.
2. Состояния со значением параметра α , изменяющегося в диапазоне $-\sqrt{2} < \alpha < 0$, представляют неограниченную систему с провисанием потенциала.

3. Состояния со значением параметра $\alpha < -\sqrt{2}$ представляют систему, ограниченную в пространстве с монотонным убыванием потенциала.

На рис. 3 представлены зависимости приведённого потенциала ϕ/ϕ_0 от приведённой координаты системы x/l , рассчитанные для трёх значений параметра состояния. Кривая, помеченная индексом 1, рассчитана для параметра состояния $\alpha = 0$. Кривая 2 – для $\alpha = 1$, а кривая 3 – для $\alpha = 2$. Во всех случаях градиент температуры направлен по оси x .

Таблица 3

$n(\text{м}^{-3})$ $\phi_0(\text{В})$	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}
1,0	$0,134 \cdot 10^2$	$0,425 \cdot 10^2$	$0,134 \cdot 10^3$	$0,425 \cdot 10^3$	$0,134 \cdot 10^4$	$0,425 \cdot 10^4$
0,1	$0,425 \cdot 10^1$	$0,134 \cdot 10^2$	$0,425 \cdot 10^2$	$0,134 \cdot 10^3$	$0,425 \cdot 10^3$	$0,134 \cdot 10^4$
0,01	$0,134 \cdot 10^1$	$0,425 \cdot 10^1$	$0,134 \cdot 10^2$	$0,425 \cdot 10^2$	$0,134 \cdot 10^3$	$0,425 \cdot 10^3$
10^{-3}	$0,425 \cdot 10^0$	$0,134 \cdot 10^1$	$0,425 \cdot 10^1$	$0,134 \cdot 10^2$	$0,425 \cdot 10^2$	$0,134 \cdot 10^3$
10^{-4}	$0,134 \cdot 10^0$	$0,425 \cdot 10^0$	$0,134 \cdot 10^1$	$0,425 \cdot 10^1$	$0,134 \cdot 10^2$	$0,425 \cdot 10^2$
10^{-5}	$0,425 \cdot 10^{-1}$	$0,134 \cdot 10^0$	$0,425 \cdot 10^0$	$0,134 \cdot 10^1$	$0,425 \cdot 10^1$	$0,134 \cdot 10^2$

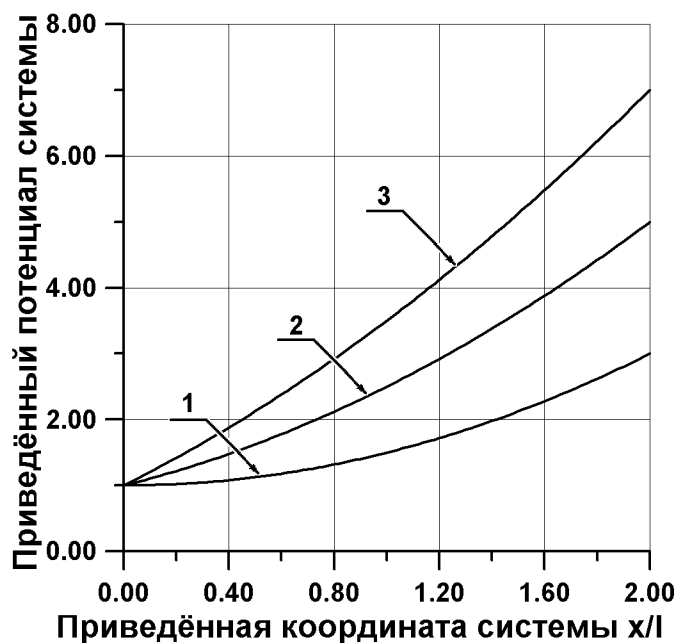


Рис. 3. Зависимости приведённого потенциала системы от приведённой координаты системы

Второе состояние системы с провисанием потенциала представлено на рис. 4. Кривая 1 рассчитана для параметра состояния

$\alpha = -0,4$, кривая 2 – для $\alpha = -0,8$, а кривая 3 – для $\alpha = -1,2$. В этих случаях градиент температуры изменяет своё направление в пространстве и проходит через нулевую точку.

Решения с убывающим потенциалом приведены на рис. 5. Кривая 1 рассчитана для параметра состояния $\alpha = -2,0$, кривая 2 – для $\alpha = -2,5$, а кривая 3 – для $\alpha = -3,0$. В этих случаях градиент температуры направлен против оси x .

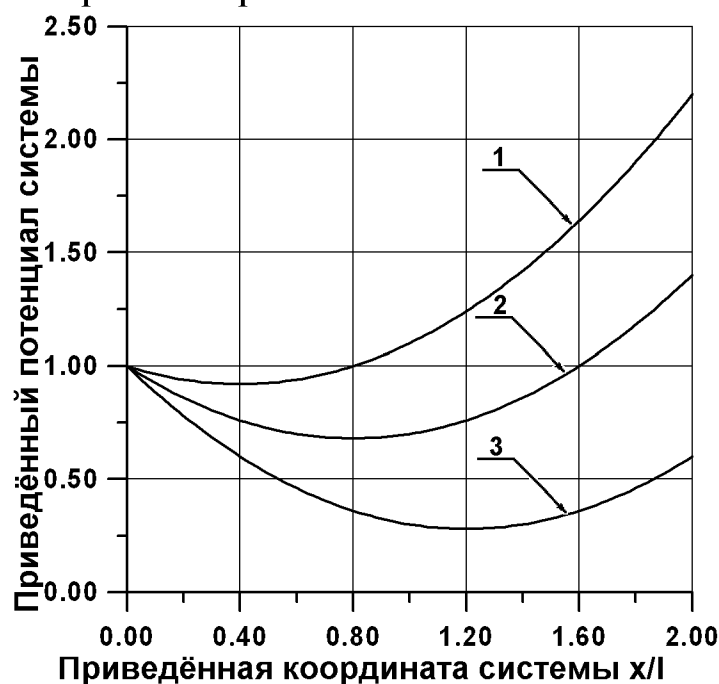


Рис. 4. Зависимости с провисанием приведённого потенциала от приведённой координаты

Решения с убывающим потенциалом описывают состояния газа термоэлектронов, которые образуют атмосферу возле уединённого нагретого электрода. Как видно из решения (35), толщина слоя, занятого термоэлектронами ограничена в пространстве особой точкой, в которой потенциал обращается в нуль.

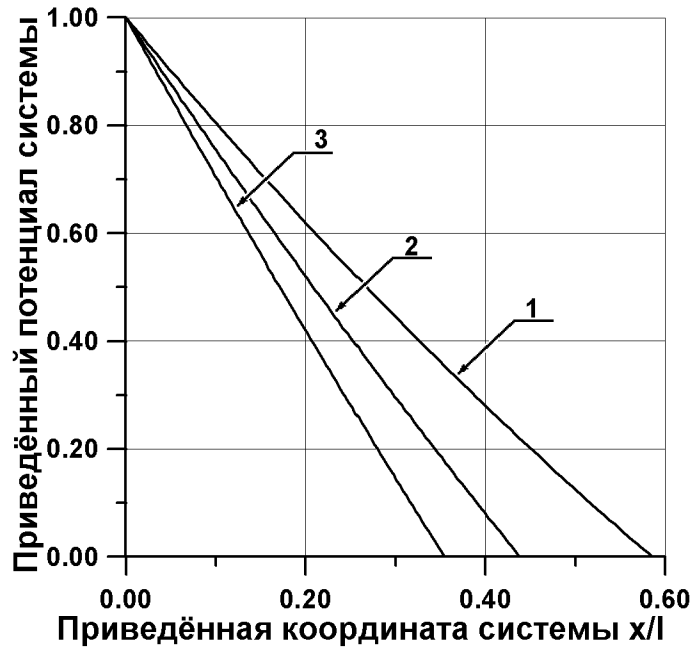


Рис. 5. Зависимости с убывающим потенциалом

Находя первый нуль функции (35), легко получить значения приведённой толщины слоя L/l (приведённая длина пространства взаимодействия), занятого термоэлектронами, которая зависит только от параметра состояния системы (при $\alpha < -\sqrt{2}$)

$$\frac{L}{l} = -\alpha - \sqrt{\alpha^2 - 2}. \quad (44)$$

Зависимость (44) от параметра $a = -\alpha$ представлена на рис. 6. Из неё видно, что с ростом параметра a толщина слоя, занятого термоэлектронами быстро убывает. Приведённая длина пространства взаимодействия всегда меньше значения $\sqrt{2}$.

Тогда легко увидеть, что исследуемая система примитивна в том смысле, что законы пространственного распределения температуры и давления совпадают с законом пространственного распределения потенциала, т.е.

$$\frac{T(x)}{T_0} = \frac{p(x)}{p_0} = \frac{\varphi(x)}{\varphi_0}. \quad (45)$$

Поскольку в особой точке системы $\varphi = 0$, то из (45) следует, что в ней давление и абсолютная температура обращаются в нуль. Из (45) также следует, что отношение приращений этих величин, взятых для различных слоёв системы, также одинаково

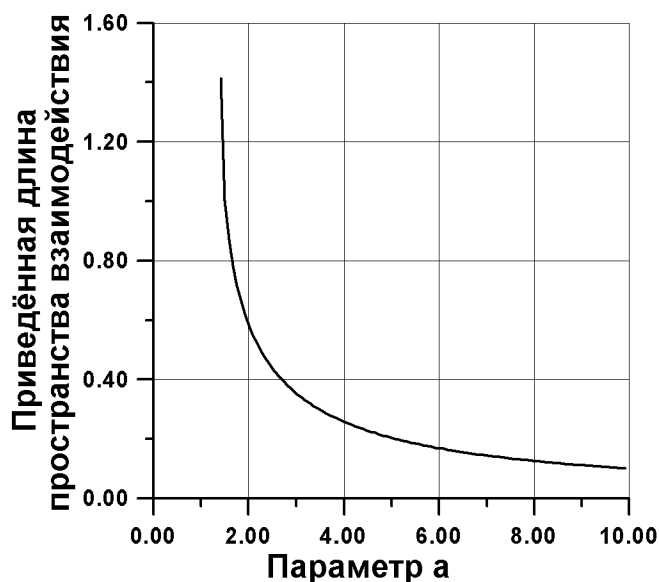


Рис. 6. Зависимость приведённой толщины слоя от параметра состояния системы

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\Delta \varphi}{\varphi_0}. \quad (46)$$

Сравнивая (46) с (35) видим, что отношение параметров φ_0 / T_0 определено отношением фундаментальных постоянных.

Практиков интересует: какое значение ЭДС можно получить из предложенных расчётов? Из (43) легко получить зависимость ЭДС в единицах φ_0 от приведённой длины системы

$$\frac{\varepsilon}{\varphi_0} = \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0} = \alpha \frac{x}{l} + \frac{x^2}{2l^2}. \quad (47)$$

Как видно из (47), она зависит от параметра состояния α . Для неотрицательных значений параметра состояния в табл. 4 сведены зависимости (47) приведённой ЭДС ТЭП от приведённой длины системы.

Первая колонка таблицы рассчитана для $\alpha = 0$, а последующие колонки отличаются друг от друга на значение $\alpha = 0,2$. Приведённая длина x/l изменялась от значений 0,2 до 3,0 с шагом 0,2.

Таблица 4

0,02	0,06	0,10	0,14	0,18
0,08	0,16	0,24	0,32	0,40
0,18	0,30	0,42	0,54	0,66

0,32	0,48	0,64	0,80	0,96
0,50	0,70	0,90	1,10	1,3
0,72	0,96	1,20	1,44	1,68
0,98	1,26	1,54	1,82	2,10
1,62	1,98	2,34	2,70	3,06
2,00	2,40	2,80	3,20	3,60
2,42	2,86	3,30	3,74	4,18
2,88	3,36	3,84	4,32	4,8
3,38	3,90	4,42	4,94	5,46
3,92	4,48	5,04	5,60	6,16
4,50	5,10	5,70	6,30	6,90

7. Оценки параметров ТЭП в газе невзаимодействующих зарядов

На основе теории рассчитаем базовые характеристики термоэлектронного преобразователя. Рассмотрим предельные значения, которые могут быть достигнуты в ТЭП. Предположим, что мы рассматриваем вольфрамовые, плоские электроды. Для оценки примем значение межэлектродного расстояния за $d = 100$ мкм. Катод нагрет до предельно высокой температуры $T = 3500$ К (чуть ниже температуры плавления вольфрама), а анод – до низкой температуры $T_0 = 500$ К.

Разность температур в системе $\Delta T = 3 \cdot 10^3$ К. По T_0 находим масштаб потенциала $\varphi_0 = 43,1 \cdot 10^{-3}$ В. Из (46) $\Delta\varphi / \varphi_0 = \Delta T / T_0 = 6$. Тогда ЭДС ТЭП $\varepsilon = \Delta\varphi = 6\varphi_0 = 0,26$ В. Совпадает со значением, приводимым в табл. 1.

Определим, на каком размере системы могут реализоваться эти параметры? Допустим, что параметр состояния $\alpha = 0$. Тогда $\varepsilon / \varphi_0 = x^2 / 2l^2$. Отсюда $x = 3,46l$. Поскольку $x = d = 100$ мкм, то пространственный масштаб $l = 29$ мкм. Отсюда легко определить концентрацию электронов в зазоре по формуле

$$n = \frac{\varphi_0}{bel^2} = 2,8 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}.$$

Рассчитаем толщину слоя термоэлектронов, образующихся при полученных исходных параметрах, при отсутствии второго электрода. Для этого случая $T_0 = 3,5 \cdot 10^3$ К. Новый масштаб потен-

циала 0,3 В. Новый пространственный масштаб 77,2 мкм. Для параметра состояния системы $\alpha = -2$ получим $L/l = 0,59$, а толщина слоя термоэлектронов 45,5 мкм.

Рассчитаем параметры ТЭП при малых разностях температур. Представляет интерес выяснить это для комнатных температур анода $T_0 = 3,0 \cdot 10^2$ К. Принимая $\Delta T = 20$ К, получим ЭДС ТЭП, равную 1,73 мВ. При изменении концентрации термоэлектронов в диапазоне от 10^{10} до 10^{16} м⁻³ расстояние между катодом и анодом изменяются от 4,35 мм до 4,35 мкм.

Сравнение расчётных значений ЭДС с экспериментальными указывает на тот факт, что в теории нулевого приближения они получаются заниженными. В настоящее время удалось построить самосогласованный вариант теории, в которой учтено взаимодействие зарядов между собой. Учёт влияния пространственного заряда, не включённый в научно-методическое пособие, приводит к прекрасному совпадению уточнённой теории с результатами экспериментов.

8. Метрологические особенности исследования физического принципа

Одним из важных аспектов работы следует считать измерение физических характеристик термоэлектронного облака. Удивительно, но в литературе отсутствует какая-либо информация по этому поводу. К физическим параметрам облака отнесём следующие: температура эмиттера, концентрация термоэлектронов в слое, толщина облака термоэлектронов, развиваемый в облаке градиент температуры.

Из проведённых экспериментальных исследований можно только грубо оценить толщину облака термоэлектронов. При температурах эмиттера от 10^3 до $2 \cdot 10^3$ она изменяется в пределах от сотен микрометров до миллиметров. При уменьшении температур эмиттера ниже значений 500 К толщина облака резко уменьшается и может принимать значения в диапазоне от микрон до десятков микрон.

Поэтому измерения в диапазоне высоких температур следует проводить на установке с перестраиваемым расстоянием между катодом и анодом, предложенной Булыгой [19], а при работе в диапазоне комнатных температур необходимо применять структуры раз-

нообразных, но фиксированных размеров, разработанные в вакуумной микроэлектронике: диоды Шоулдерса [24, 25], либо катоды Спиндта [26].

Измерение физических параметров облака позволит определить следующие параметры теории: температуру эмиттера, концентрацию электронов, пространственный масштаб системы и масштаб напряжённости, возникающего коллективного поля, а также параметр состояния термоэлектронов. По этим значениям можно рассчитать динамический диапазон работы конкретного устройства и определить правдоподобность полученных соотношений.

Как видно из формулы пространственного масштаба l , общее свойство исследуемых систем таково, что увеличение в пространстве концентрации электронов n приводит к уменьшению пространственного масштаба l . Поскольку приведённые значения температуры перекрываются изменением приведённой длины в диапазоне $x/l \leq 3$, то увеличение концентрации будет приводить к уменьшению геометрических размеров системы.

40-летний опыт создания автоэмиссионных катодов [27] показал, что концентрация термоэлектронов при комнатной температуре очень мала. Этот факт может быть объяснён только тем, что в автоэмиссионных катодах разность температур между катодом и анодом была близка к нулю.

Если только разность температур не будет равна нулю, то будет работать предлагаемый физический принцип. В этом случае концентрацию термоэлектронов можно увеличивать искусственно, используя для этого катоды Спиндта [26]. Если на этих катодах осуществить встречные пучковые системы, то при значениях средней плотности тока $j_0 = 8 \text{ А/см}^2$ одного из катодов можно получить при скоростях движения электронов 10^7 м/с концентрации до 10^{17} м^{-3} . Изменяя напряжение на управляющем электроде катода Спиндта, эту величину можно регулировать в широких пределах.

Для концентрации 10^{17} м^{-3} и температуре 300 К пространственный масштаб системы $l \sim 4 \text{ мкм}$. Располагая катоды Спиндта в вакууме встречно без анода, и, изменяя между ними фиксированное расстояние d от 1 мкм до 10 мкм (рис. 7, принята аббревиатура КС – катод Спиндта) можно перекрыть практически весь диапазон относительного изменения температур и создать специализированные устройства для прецизионного измерения градиента температуры

либо прецизионные источники питания уровня милливольт, либо микровольт.

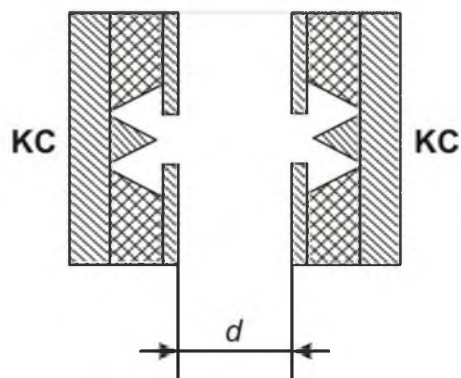


Рис. 7. Катоды Спиндта, расположенные встречно

ВЫВОДЫ

- Теории термоэлектронной эмиссии и вольт-амперных характеристик вакуумного диода, излагаемые в учебниках, – ошибочны.
- Важнейшая причина этого заключается в том, что теории не учитывали тот факт, что газ термоэлектронов у катода имеет одну температуру, а у анода – другую.
- В аналитической записке предложена теория термоэлектронов, рассматриваемых как газ невзаимодействующих зарядов.
- Получен фундаментальный закон сохранения в системе, позволяющий оценить возможный диапазон ЭДС, который можно реализовать при термоэлектронном преобразовании энергии.
- Оценки, следующие из теории нулевого приближения, дают качественное совпадение с экспериментами, проведёнными для вакуумных ТЭП, в широком диапазоне температур.
- Количественное совпадение теории с экспериментами удаётся получить при последующем учёте влияния пространственного заряда системы.
- Разность температур в двадцать градусов Кельвина позволяет прогнозировать возможность создания при комнатной температуре разнообразных источников постоянного тока с ЭДС \sim от 1 мВ до 10 мВ в диапазоне межэлектродных промежутков, изменяющихся от микрометра до миллиметра.
- Существующие наукоёмкие технологии вакуумной микроэлектроники, предложенные Шоулдерсом [24-25] и Спиндтом [26] (см. также в [27]), могут создать автономные источники питания микронных размеров, работающие на температуре человеческого тела.
- Следующие из теории результаты должны дать импульс новым исследованиям термоэлектронного преобразования энергии в малоразмерных системах с широким привлечением микро- и нанотехнологий.

Заключение

Как известно, любые теоретические законы физики всегда имеют ограниченную область применимости. При их неправильном использовании из соотношения (47) можно получить любые значения электродвижущей силы, чего в природе не наблюдается. В табл. 4 приведённая длина системы ограничена значением $x/l=3,0$. Это связано с тем, что для этих значений $\varepsilon/\varphi_0 = \Delta T/T_0 \sim 7$ и в этот диапазон попадают температуры плавления многих металлов.

Наибольшее значение ЭДС ТЭП, достигнутое на практике, порядка 2-х Вольт. Но широкая перестройка его значений в диапазоне от 1 мВ до 2 В и возможные малые размеры могут быть востребованы нуждами микросистемотехники для создания разнообразных опорных напряжений.

При уменьшении размеров транзисторов и вентилях в интегральных микросхемах стоит серьёзная проблема отведения тепла. Уменьшение тепловыделения в импульсных схемах можно достигнуть уменьшением значений ЭДС в применяемых источниках питания. Понятно, что это снижение может быть ограничено техническими требованиями.

Источники питания, созданные на градиентных свойствах газа термоэлектронов, позволят уйти от электродвижущих сил со значением вольта к электродвижущим силам со значением милливольт и микровольта.

Естественные градиенты температуры окружают нас в повседневной жизни: нагретые части теплоэлектростанций, ядерные реакторы, двигатели, печи, нагрев поверхности от солнечных лучей, локальный нагрев, возникающий в микросхемах.

Наличие разнообразных источников градиента температуры позволит создать термоэлектронные преобразователи энергии, имеющие широкий набор постоянных ЭДС, внутренних сопротивлений, коэффициентов полезного действия, значения которых можно плавно изменять по требованию заказчика. Найдут своё применение нательные источники ЭДС. Расположенные в скафандре космонавта они будут служить ему до тех пор, пока он будет жив.

Библиографический список

1. Власов В.Ф. Электронные и ионные приборы. – 3 изд., перераб. и доп. Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио. – М., 1960. – С. 734.
2. Гапонов В.И. Электроника. Ч. 1. Физические основы. ГИ физ.-мат. литературы. – М., 1960. – С. 516.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 1. Механика. Молекулярная физика. Главная редакция физико-математической литературы. – М.: Наука, 1977. – С. 416.
4. Laue M.V. Gluhelektronen. Jahrbuch der Radioaktivitat und Elektronik. Band 15, Heft 3. – P. 205, Jahr 1918.
5. Френкель Я.И. Статистическая физика. – М. – Л.: Изд-во АН СССР, 1948. – С.760.
6. Исаев В.А., Соколов Д.В., Трубецков Д.И. Электронные СВЧ-приборы с электростатическим управлением и модуляцией эмиссии//Радиотехника и электроника. – 1990. – Т. 35. – №11. – С. 2241.
7. Сапогин В.Г. Механизмы удержания вещества самосогласованным полем: Монография. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2000. – С. 254.
8. Сапогин В.Г. Механизмы удержания вещества самосогласованным полем. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. – Ростов-на-Дону, 2003. – С. 420.
9. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Наука, 1971. – С. 576.
10. Сапогин В.Г. Бесстолкновительный кластер плоской динамической системы зарядов с V-образной потенциальной щелью. Вестник ЮНЦ. – Т. 1. – №2. Апрель-май-июнь, 2005. – С. 9-16.
11. Сапогин В.Г. Зарядовые кластеры. Физические основы и применение. Выездная сессия секции энергетики отделения энергетики машиностроения и процессов управления РАН. Альтернативные естественно возобновляемые источники энергии и энергосберегающие технологии, экологическая безопасность регионов. Ч. 2. – Ессентуки, 2005. – С. 90-101.
12. Shoulders K. EV: A Tale of Discovery. 1987, Jupiter Technology, Austin TX; Shoulders Ken and Shoulders Steve, “Observation on the Role of Charge Clusters in Nuclear Cluster Reaction”, Journal of New Energy. 1996. Vol. 1. No. 3. P. 111–121; Shoulders Ken and Shoulders Steve, “Charge clusters in action”, Bodega, CA, 1999. – P.12.
13. Сапогин В.Г. Газовые шары Эмдена в самосогласованной теории гравитации: Монография. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. – С. 100.
14. Ансельм А.И. Термоэлектронный вакуумный термоэлемент. Изд-во АН СССР, 1951.
15. Добрецов Л.Н. ЖТФ. Т. 30. – 365 (1960).

16. Моргулис Н.Д. Термоэлектронный (плазменный) преобразователь энергии. Госатомиздат, 1961.
17. Булыга А.В. Известия АН БССР, серия физико-математических наук. – № 4. – Минск, 1976. – С. 121-126.
18. Булыга А.В. Известия АН БССР, серия физико-математических наук. – № 2. – Минск, 1978. – С. 52-56.
19. Булыга А.В., Капустин Н.Ф., Солонович В.К. Прибор для исследования термоэмиссии электродных материалов без источника внешнего электрического поля. Электронная техника. сер. материалы. Вып. 12 (185). – 1983. – С. 63-66.
20. Булыга А.В. О механизме возбуждения взрывной эмиссии в процессах термоэмиссионного преобразования энергии. ДАН БССР. 1983. Т. 27. – №6. – С. 32-36.
21. Hatsopoulos G.H., J.Kaye. Proc. IRE, V. 46. – P. 1574 (1958).
22. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Изд-во «Наука». ГРФМЛ, 1966. – С. 564.
23. Grover G.M., Roehling D.J., Solmia E.W., Pida R.W. J. Appl. Phys. V. 29. – P.1611 (1959).
24. Shoulders K.R. Microelectronics using electron beam activated machining techniques/Ed. F.L. Alt//Advances in Computers. 1961. V.2. – P.135.
25. Шоулдерс К. Комплексные системы на микроминиатюрных электровакуумных приборах. – М.: Мир, 1967. – С.119.
26. Spindt C.A., Brodie I., Humphrey L., Westerberg E.R. Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones//Journal of Appliade Physics. 1976. V. 47, No 12. – P. 5248.
27. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т. 2. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 648 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Базовый закон термоэлектронной эмиссии	4
2. Вольт-амперные характеристики вакуумного диода	13
3. Самосогласованный транспорт потока электронов в вакууме	16
4. Вольт-амперные характеристики запираемого вакуумного диода ...	24
5. Термоэлектронный преобразователь (ТЭП)	25
6. О физическом принципе преобразования градиента температуры в электродвижущую силу газом термоэлектронов	27
7. Оценка параметров ТЭП в газе невзаимодействующих зарядов	35
8. Метрологические особенности исследования физического принципа..	37
Выводы	39
Заключение	40
Библиографический список.....	41
Оглавление	43