

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О МЕХАНИЗМЕ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ***Л. В. Тарасова*

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в науке и технике широко используются изолирующие свойства вакуума. Ускорители заряженных частиц, рентгеновские трубки, электроннолучевые трубки, электронные микроскопы, вакуумные конденсаторы — таков далеко не полный перечень приборов, работа которых связана с электрической прочностью вакуумного зазора. В связи с этим возникла необходимость изучить и объяснить механизм возникновения и развития электрического разряда в высоком вакууме.

При уменьшении давления газа (обычно при $p < 10^{-3} - 10^{-4}$ мм рт. ст.) средняя длина свободного пробега молекул и носителей зарядов — электронов и ионов — становится больше размеров межэлектродного промежутка. В этих условиях электроны и ионы практически не сталкиваются с молекулами остаточного газа в объеме, не происходит ионизация и не развиваются лавинные процессы, необходимые для образования газового разряда. Но эксперименты показывают, что такая высоковакуумная прослойка не является идеальным изолятором. При определенных условиях неизбежно возникает разряд. Так же как и при пробое газовых промежутков высокого давления, токи при пробое вакуумного зазора можно считать ограниченными лишь сопротивлением цепи источника тока. Большинство экспериментальных данных указывает на независимость пробивного напряжения вакуумного промежутка от дальнейшего понижения давления остаточного газа в разрядном объеме. Следовательно, все носители электричества возникают либо на электродах, либо на стенках прибора.

Вакуум, как и всякий реальный изолятор, обладает некоторой проводимостью. Если не учитывать ничтожного влияния остаточных газов в объеме, а также токов термоэлектронной эмиссии, незначительных при нормальной температуре, то стабильную проводимость

вакуума можно считать обусловленной явлением холодной эмиссии. Формула для плотности тока холодной эмиссии выводится на основе представлений квантовой механики с учётом силы электрического изображения. Если E — напряжённость электрического поля на катоде в вольтах на сантиметр и φ — работа выхода в электрон-вольтах, то плотность тока с катода j в амперах на квадратный сантиметр выражается следующим образом:

$$j = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} e^{-\frac{6,85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E}} \cdot \psi \left(\frac{3,78 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{\varphi} \right) \quad (1)$$

Значения $\psi \left(\frac{3,78 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{\varphi} \right)$ находятся из специальных таблиц или графиков.

Экспериментальная проверка подтверждает справедливость формулы (1). Анализ этой формулы показывает, что при напряжённости поля меньше 10^7 в/см токи холодной эмиссии очень малы; при повышении напряжённости плотности тока быстро возрастает. Обычно в реальных конструкциях токи холодной эмиссии становятся измеримыми уже при полях порядка 10^6 в/см, а иногда 10^5 в/см. Однако эти напряжённости поля вычисляются без учёта шероховатости катодной поверхности. На микронеровностях поля больше и эмиссия определяется не всей поверхностью катода, а микронеровностями. Поэтому при расчёте плотности тока с реальной поверхности необходимо учитывать фактор шероховатости и площадь излучающей поверхности.

Токи холодной эмиссии, рассчитанные теоретически и измеренные экспериментально для напряжений, близких к пробивным для вакуумного зазора, на несколько порядков ниже, чем токи, которые могут развиваться при пробое. Следовательно, существуют другие процессы, которые обеспечивают быстрое выделение большого количества носителей зарядов в вакуумном зазоре и большие токи при пробое.

Экспериментальные исследования показывают, что развитие пробоя в высоком вакууме может быть разделено на две стадии. Первая стадия характеризуется малым давлением, направленным движением электронов и ионов, наличием рентгеновского излучения. В первой стадии протекают основные процессы, определяющие развитие пробоя: выделение носителей зарядов, газа и паров металла из электродов и стенок вакуумной камеры. Первая стадия заканчивается быстрым ростом тока и падением напряжения на вакуумном зазоре.

Вторая стадия — горение «вакуумной дуги» — характеризуется повышенным давлением в межэлектродном зазоре, малым напряжением и большим током. Длительность и режим горения «вакуумной дуги» зависят, в основном, от параметров внешних электрических цепей.

Установлено, что явления, наблюдаемые при относительно малых напряжениях в малых вакуумных зазорах, отличаются от явлений, протекающих при больших напряжениях и больших зазорах. Также существенно различен механизм пробоя вакуумного зазора в равномерном электрическом поле и в сильно неоднородных полях. В реальных системах большое влияние на развитие пробоя оказывают наличие адсорбированного газового слоя на поверхности электродов и их загрязнённость. Сильно изменяет пробивное напряжение вакуумного зазора наличие вблизи электродов изолятора, который является неотъемлемой частью любого электровакуумного изделия.

За последние десятилетия в литературе появилось значительное число работ, посвящённых изучению механизма возникновения и развития пробоя в высоком вакууме. Были сделаны многочисленные попытки объяснения явлений, наблюдаемых при пробое различных вакуумных зазоров и при различных формах электродов. Накоплен обширный экспериментальный материал.

Настоящая работа посвящена изложению наиболее важных экспериментальных данных и гипотез, объясняющих механизм развития пробоя в высоком вакууме. Мы ограничили свою задачу вопросами, связанными с первой стадией пробоя в простейших двухэлектродных системах. В работе не рассматривается вакуумный пробой, возбуждаемый затравочной искрой в высоком вакууме. Не обсуждаются также явления, протекающие во второй стадии пробоя (горение «вакуумной дуги»).

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

1. Экспериментальные данные

Пробивное напряжение вакуумного зазора сильно зависит от условий эксперимента. Так как носители зарядов, обеспечивающие пробивные токи, выделяются из граничных поверхностей вакуумного зазора, то пробивное напряжение определяется конфигурацией электродов и стенок трубки, их характеристиками и состоянием поверхностей. Чем лучше отполирована поверхность электрода, чем лучше она очищена и обезгажена, тем выше пробивное напряжение. Пробой вакуумного промежутка происходит при более высоком напряжении в случае полей, близких к равномерным.

Пробивное напряжение зависит от материала электродов. В табл. I представлены полученные Андерсоном данные о влиянии материала электродов на пробивное напряжение вакуумного зазора длиной 1 мм для полей, близких к равномерным¹.

С увеличением расстояния между электродами растёт и пробивное напряжение вакуумного зазора. Однако лишь при малых расстояниях (сотые доли миллиметра) и небольших напряжениях (до 20—50 кВ) эту зависимость можно считать пропорциональной

для полей, близких к равномерным. В этом случае напряжённость поля, соответствующая пробой, не изменяется с ростом расстояния между электродами^{2, 54}.

Другой ход кривой наблюдается при больших расстояниях и больших напряжениях, даже для полей, близких к равномерным. Экспериментальные кривые в этом случае удовлетворительно согласуются с формулой³

$$U = (Cd)^{1/2},$$

где U — пробивное напряжение вакуумного зазора, d — расстояние между электродами, C — константа. Таким образом, напряжённость

Таблица I

Пробивное напряжение вакуумного промежутка при электродах, изготовленных из различных материалов

Материал	Пробивное напряжение, кВ
Сталь	122
Нержавеющая сталь	120
Никель	96
Алюминий	41
Медь	37

поля, соответствующая пробой, уменьшается с увеличением расстояния между электродами, и пробой зависит не только от напряжённости поля на катоде, но и от общего напряжения на вакуумном зазоре.

При достаточно больших напряжениях и расстояниях между электродами стабильная проводимость вакуума оказывается иной природы. Андерсоном¹ исследовались предпробойные токи до напряжений 120 кВ в условиях полей, близких к равномерным. Величина

этих токов оказалась порядка $10^{-8} - 10^{-7}$ а. Установлено, что предпробойные токи в этом случае определяются не только напряжённостью поля на катоде, т. е. холодной эмиссией, но и полным напряжением между электродами. Андерсон предполагает участие в проводимости положительных ионов с анода. Ионы, бомбардируя катод, могут выбивать из него некоторое количество электронов, поддерживающих проводимость вакуума.

Выделение ионов металла с анода при высоких межэлектродных напряжениях подтверждается следующим опытом Андерсона. Электроды вакуумного зазора были изготовлены из двух различных металлов: меди и стали. Межэлектродный зазор выдерживался в течение нескольких минут при напряжении, близком к пробивному. После этого материал анода (медь) был обнаружен в заметном количестве на стальном катоде.

В случае плохо обезгаженного анода положительные ионы возникают вследствие выделения газа из анода и его ионизации. Эффекты возникновения ионов газа под действием электронной бомбардировки необезгаженной анодной поверхности и необезгаженной поверхности стекла исследованы в работах Беннета^{4, 5}.

Многочисленные эксперименты различных авторов показывают, что пробивное напряжение можно считать не зависящим от давления остаточных газов, если свободный пробег молекул больше размеров сосуда. Эксперименты производились в интервале давлений $10^{-3} - 10^{-7}$ мм рт. ст. Однако давление остаточных газов тесно связано со степенью обезгаженности электродов, с количеством газа, адсорбированного на поверхности электродов и стенок трубки, а пробивное напряжение сильно зависит от степени обезгаженности. Следовательно, и давление остаточных газов оказывает некоторое влияние на пробивное напряжение^{6, 7, 8}.

В последнее время появились некоторые указания на возрастание электрической прочности вакуумного зазора при увеличении давления остаточных газов. Так, согласно данным Мак Киббена и Бойера⁹ в ускорительной секционированной трубке диаметром 200 мм и длиной приблизительно 560 мм пробивное напряжение сильно увеличивалось, когда давление возрастало до $1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. По данным Тарнера¹⁰, добавление к остаточному газу водорода, гелия, азота и аргона в определённых пропорциях ограничивает явления, связанные с пробоем.

Линдер и Христиан¹¹, исследуя работу радиоактивного генератора высокого напряжения на 365 кВ, обнаружили зависимость предельного напряжения генератора от давления остаточного газа в камере. В интервале $10^{-6} - 10^{-4}$ мм рт. ст. предельное напряжение генератора остаётся постоянным. При дальнейшем увеличении давления напряжение растёт и достигает максимума примерно при 10^{-3} мм рт. ст. Дальнейший рост давления приводит к быстрому спаду предельного напряжения.

Приблизительно при тех же давлениях ($10^{-3} - 10^{-2}$ мм рт. ст. для гелия, воздуха и аргона) Кустовой и Рейхруделем¹² обнаружены некоторые особенности в развитии разряда как в трубках с затравочной искрой, так и в двухэлектродных системах. В частности, интегральная интенсивность рентгеновского излучения в этой области давлений имеет максимум. Авторы связывают появление максимума с увеличением времени формирования разряда в связи с появлением в этой области давлений переходной стадии между первой фазой разряда (направленный поток электронов) и второй фазой (плазменной). В переходной стадии происходит газовая фокусировка электронного луча. Появление газосфокусированного луча подтверждается как расчётами авторов, так и их дополнительными экспериментами.

Исследования развития процессов при пробое вакуумного промежутка во времени производились различными методами: осциллографированием напряжений и токов при пробое, измерением времени рентгеновской вспышки, развёрткой световых явлений при пробое с помощью вращающегося зеркала. Некоторое представление о времени развития пробоя можно получить, зная коэффициент импульса

для вакуумного промежутка, т. е. отношение пробивного напряжения при импульсах заданной длительности к пробивному напряжению при постоянном напряжении.

Экспериментальные данные показывают, что при различных условиях в вакуумном зазоре временные характеристики пробоя различны.

По данным Сливака и Дубининой¹³, при малых расстояниях между электродами (сотые доли миллиметра) и малых напряжениях переход от статического напряжения к импульсному (прямоугольные импульсы длительностью 1—10 мксек) сильно повышает пробивное напряжение. Если при статическом напряжении пробой наступал при 300 в, то при импульсном — более чем при 2 кв. Такой большой коэффициент импульса указывает, что при этих условиях время развития пробоя в высоком вакууме — порядка нескольких микросекунд. Приблизительно при таких же условиях Бойлем, Кислюком и Джермером⁵⁴ измерены времена развития пробоя порядка микросекунды. Значительные коэффициенты импульса замечены также Мезоном² для длительностей импульса порядка микросекунд, небольших расстояний между электродами и напряжений до 60 кв.

Коэффициенты импульса порядка 1,5—2 и более наблюдаются также для случая пробоя вдоль изоляции в вакууме при импульсах микросекундной длительности и напряжениях в десятки киловольт. Этот эффект используется в импульсной осциллографии¹⁴.

Отличный от единицы коэффициент импульса для пробоя вакуумного зазора обнаружен и при больших напряжениях. В работе Холперна¹⁵ вакуумный зазор длиной 5 см выдерживал импульсное высокочастотное напряжение 2000 кв. Напряжение подавалось с частотой 3000 Мгц при длительности импульса 2 мксек. При постоянном напряжении аналогичный зазор пробивается при напряжении, не превышающем 800 кв.

Дайком и Троланом⁷ производилось осциллографирование токов и напряжений при пробое вакуумного зазора в случае острого катода против плоского анода при напряжениях в несколько десятков киловольт. При таких условиях для развития пробоя необходимо время около 1 мксек.

Время развития пробоя около $2 \cdot 10^{-7}$ сек. получено в работах Вармольца¹⁶ (15 кв, вольфрамовые шары на расстоянии 0,25 мм) и Шеффера¹⁷ (28 кв, пробой между пластинами осциллографа при расстоянии 15 мм).

Халлом и Бюргером¹⁸ установлено, что при расстоянии между вольфрамовыми электродами около 2 мм и напряжении до 100 кв переход к дуге в парах металла совершается менее чем за 10^{-7} сек.

Развёртка во времени световых явлений, сопровождающих пробой в высоком вакууме, изучалась Снодди¹⁹ и Чайлсом²⁰ при помощи камеры с вращающимся зеркалом. Установлено, что, за исклю-

чением редких случаев, свечение возникает сначала на аноде, и лишь спустя некоторое время ($1-2 \cdot 10^{-7}$ сек. по Снодди или $1,3-9,3 \cdot 10^{-8}$ сек. по Чайлсу) светится область у катода. Чайлсом измерены также скорости распространения светящегося облака металлического пара от анода к катоду для различных материалов анода. Эти скорости лежат в пределах $5,0-8,9 \cdot 10^5$ см/сек.

2. Электрический пробой в высоком вакууме при малых расстояниях между электродами и относительно небольших напряжениях

В случае полей, близких к равномерным, малых расстояний между электродами (до сотых долей миллиметра) и небольших напряжений (до $20-50$ кВ) механизм электрического пробоя в вакууме считается известным. Экспериментальные данные ^{2, 1, 6, 54} показывают, что в этом случае напряжённость поля у катодной поверхности перед пробоем достаточна для возникновения холодной эмиссии с микронеровностей катода. Электроны холодной эмиссии ускоряются в межэлектродном зазоре до больших скоростей и бомбардируют анод. Анодная поверхность локально разогревается до высоких температур, при этом выделяется значительное количество газа и паров металла. Высокий вакуум нарушается, и происходит пробой в газе или парах металла. Таким образом, в случае малых расстояний между электродами и небольших напряжений электрический пробой наступает, когда напряжённость поля на катоде E превышает критическую напряжённость $E_{кр}$, приводящую к появлению заметных токов холодной эмиссии:

$$E \geq E_{кр}. \quad (2)$$

Более точный критерий электрического пробоя при малых расстояниях и небольших напряжениях выведен в работе Бойля, Кислюка и Джермера ⁵⁴. Эксперименты, произведённые при давлении порядка 10^{-9} мм рт. ст. с двумя перекрещенными вольфрамовыми проволоками диаметром $0,75$ мм при расстоянии между ними менее $8 \cdot 10^{-4}$ см и пробивном напряжении менее $2,2$ кВ, подтвердили механизм пробоя, описанный выше. При напряжениях ниже пробивного были обнаружены и измерены постоянные и импульсные токи холодной эмиссии от 10^{-8} до 10^{-2} а. Пробивное напряжение в зависимости от расстояния изменялось приблизительно по линейному закону, т. е. пробивная напряжённость поля для разных расстояний практически оставалась постоянной.

Исходя из экспериментальных данных, подсчитано, что мощность, выделяемая на аноде за счёт бомбардировки его электронами холодной эмиссии, даже при учёте отвода тепла за счёт теплопроводности, достаточна для испарения металла анода. Металлический пар частично ионизируется электронным током с катода,

но ионный ток, по расчётам авторов, на несколько порядков меньше электронного.

Приближённый расчёт авторов с использованием упрощённых формул позволяет определить плотность тока холодной эмиссии с катода j_E под действием поля $E = E_A + E^+$, где E_A — приложенное поле, E^+ — поле, вызванное ионами. Для j_E выводится следующее соотношение:

$$j_E = j_0 e^{M j_E^2},$$

где j_0 — плотность тока холодной эмиссии без учёта влияния положительных ионов, M — константа. Графическое решение этого уравнения и исследование стабильности приводят к условию пробоя:

$$\frac{j_E}{j_0} = \sqrt{e} \approx 1,65, \quad (3)$$

т. е. электрический пробой между электродами в высоком вакууме наступает, когда пространственный заряд положительных ионов достаточен, чтобы повысить холодную эмиссию электронов на 65% по сравнению с эмиссией, которая была бы без ионного пространственного заряда.

После возрастания поля до значения, достаточного, чтобы вызвать пробой, в течение приблизительно 1 мксек ещё нет заметного возрастания тока. Это время необходимо для разогрева и испарения анодного материала. Приближённая оценка авторов совпадает с экспериментальными данными. Вслед за испарением материала анода следует быстрый рост тока, происходящий за время, меньшее 10^{-8} сек.

При увеличении расстояния между электродами описанный механизм пробоя постепенно заменяется механизмом пробоя при высоких напряжениях и больших межэлектродных расстояниях²¹. Мезон², Халл и Бюргер¹⁸ наблюдали при несколько больших расстояниях и напряжениях механизм пробоя, связанный с холодной эмиссией и испарением поверхности анода.

В работе Чайлса²⁰ при напряжениях 55—120 кВ, размерах электродов порядка 1 мм и примерно таких же межэлектродных зазорах наблюдался смешанный механизм пробоя. По его представлениям, токи холодной эмиссии разогревают анод, выделяется облако пара,двигающееся к катоду. Его намного опережают положительные ионы. Бомбардировка катода положительными ионами и увеличение напряжённости поля у катода при приближении к нему положительных ионов вызывают дополнительную эмиссию электронов. Подобная бомбардировка катода положительными ионами сопровождается свечением катодной поверхности. Возникновение свечений на электродах и движение облака пара от анода к катоду наблюдались Чайлсом с помощью камеры с вращающимся зеркалом.

Экспериментальные данные Мезона² для межэлектродных расстояний от 0,2 до 0,7 мм показывают, что коэффициенты импульса

в этом случае могут быть объяснены на основании описанного выше механизма, если скорость потока пара, выходящего из анода, составляет примерно 10^5 см/сек. Такие скорости измерены экспериментально для случая ртутного анода в атмосфере водорода независимо от давления²². Близкие значения скоростей были получены также в работе Чайлса.

3. Электрический пробой в высоком вакууме при больших расстояниях между электродами и больших напряжениях

Как видно из кривых рис. 1, при увеличении расстояния между электродами пробивное напряжение возрастает гораздо медленнее, чем требует условие (2), и напряжённость поля около катода, соответствующая пробоем, неуклонно падает⁶. Например, при пробивном напряжении 650 кВ градиент на катоде составляет менее чем 100 кВ/см; при таком градиенте не могут возникнуть заметные токи холодной эмиссии, обеспечивающие развитие пробоя. Таким образом, пробивные напряжения при больших расстояниях между электродами определяются не только напряжённостью поля, но и зависят от полного напряжения на вакуумном зазоре.

Были высказаны различные соображения о возможных причинах, обуславливающих пробой вакуумного зазора при больших напряжениях. Наиболее чётко сформулированы две гипотезы: механизм обмена заряженными частицами и фотонами и механизм отрыва крупных частиц вещества от поверхности электродов. Рассмотрим каждую из них более детально.

а) Механизм взаимного обмена электронами, ионами и фотонами между катодом и анодом. Для объяснения процессов, происходящих при пробое длинных вакуумных промежутков при больших напряжениях, Трампом и ван де Граафом⁶ был рассмотрен механизм пробоя, учитывающий влияние полного напряжения между электродами на электрическую проч-

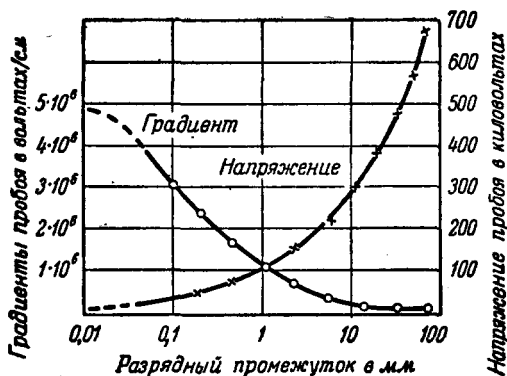


Рис. 1. Пробивные напряжения (крестики) и напряженности поля (кружки) при пробое в высоком вакууме между стальным шаром диаметром 25,4 мм (анод) и плоским стальным диском диаметром 50,8 мм⁶.

ность зазора. Это — механизм взаимного обмена заряженными частицами и фотонами между катодом и анодом. Из представлений Трампа и ван де Граафа следует, что пробой может развиваться от одного или нескольких электронов, случайно оказавшихся в разрядном промежутке. Электроны, движущиеся от катода, разгоняются электрическим полем до больших скоростей. При соударении с анодом из последнего выделяются положительные ионы и рентгеновские фотоны. Ионы и фотоны, попадая на катод, вызывают дальнейшую электронную эмиссию. Когда условия в разрядном промежутке становятся такими, что взаимный обмен накапливается, наступает пробой.

Для количественной формулировки условия пробоя введём следующие обозначения:

- A — среднее число ионов, выбиваемых из анода одним электроном;
- B — среднее число вторичных электронов, выбиваемых из катода одним из этих ионов;
- C — среднее число рентгеновских квантов, излучаемых анодом при ударе одного электрона;
- D — среднее число вторичных электронов, выделяющихся из катода под действием одного из этих квантов.

Тогда условие пробоя можно записать в следующем виде:

$$AB + CD \geq 1. \quad (4)$$

Следует ожидать, что коэффициенты A , B , C и D должны возрастать при увеличении ускоряющего напряжения между электродами. Кроме того, они зависят от градиентов на поверхностях электродов, а также от материала электродов и состояния их поверхностей. Однако имеющиеся экспериментальные данные показывают, что левая часть соотношения (4) всегда меньше единицы. Значения коэффициента A , определённые ещё в первой работе Трампа и ван де Граафа, составляли $2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$ для напряжений до 230 кВ. Позднее Философо и Ростagni²³ подвергли серьёзной критике эти измерения. В их опытах число ионов на один электрон, достигающий анода при напряжениях до 70 кВ, оказалось в 200—2000 раз меньше, чем в экспериментах Трампа и ван де Граафа*). Эффективные значения коэффициента A могут быть несколько увеличены за счёт вторичной электронной эмиссии. По измерениям Трампа и ван де Граафа^{6,24}, коэффициент вторичной электронной эмиссии в диапазоне напряжений 30—340 кВ не превышает 8 (вольфрамовый анод).

Значение коэффициента B (число электронов на один положительный ион) измерялось многими авторами^{6, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32}

*) Философо и Ростagni считают, что завышенные значения коэффициента A в опытах Трампа и ван де Граафа связаны с наличием адсорбированных паров масла на поверхности анода. В опытах Философо и Ростagni пары масла вымораживались.

при различных условиях для разных ионов. По этим данным коэффициент B не превышает 25. Таким образом, даже если принять максимальное значение коэффициента A по Трампу и ван де Граафу и учесть возможную максимальную вторичную электронную эмиссию, значение члена AB в соотношении (4) будет меньше 0,4.

Интересные наблюдения обменного механизма опубликованы недавно Боурном³³. Мощности, выделяемые на электродах отрицательными и положительными частицами предпробойных токов в высоком вакууме при напряжениях около 100 кВ, раздельно определялись по изменению температуры соответствующего электрода. Сравнение полученных таким путём данных позволило установить, что ток положительных ионов составляет десятки доли процента от общего тока. Боурн полагает, что величина предпробойного тока, в основном, определяется электронными токами холодной эмиссии. Из-за малых значений коэффициента B наблюдаемые предпробойные токи не могут быть объяснены обменными процессами.

Второй член соотношения (4) — произведение CD — даже по мнению авторов гипотезы очень невелик. Экспериментальные определения коэффициентов C и D специально не производились. Ориентировочный подсчёт показывает, однако, что, по крайней мере, для напряжений до 1000 кВ этот член не превышает сотых долей. Фюнфер экспериментально установил, что облучение вакуумного промежутка интенсивной рентгеновской вспышкой не оказывает влияния на его электрическую прочность²¹.

Механизм электронно-ионного обмена не согласуется также с данными по электрической прочности вакуумного зазора при кратковременном действии напряжения. При частотах 3000 Мгц и напряжениях 2000 кВ¹⁵ даже самый лёгкий ион не успеет пересечь межэлектродный промежуток длиной 5 см за время, соответствующее половине периода напряжения.

Эти данные и расчёты показывают, что в своём первоначальном виде механизм обмена заряженными частицами и фотонами экспериментально не подтверждается. В последнее время делались попытки дополнить эту гипотезу соображениями об участии отрицательных ионов в обменном процессе^{28, 31, 32}. Предполагается, что положительные ионы при ударе о поверхность катода выбивают наряду с электронами и отрицательные ионы. Коэффициент вторичной эмиссии положительных ионов под действием бомбардировки отрицательными ионами, несомненно, гораздо больше, чем при бомбардировке электронами. В этом случае вероятность возникновения обменного механизма существенно возрастает.

Заметное влияние отрицательных ионов на процесс пробоя было установлено опытами Мак Киббена и Бойера⁹. Магнитное поле, приложенное в межэлектродном зазоре, было рассчитано так, что отклоняло электроны, практически не изменяя траектории отрицательных ионов. Электроны не попадали на анод (рентгеновское

излучение отсутствует). Однако пробивное напряжение промежутка не изменилось. Это указывает на несомненное участие отрицательных ионов в процессе пробоя.

б) Механизм отрыва частиц от электродов. В 1952 г. Крэнберг³ выдвинул следующую гипотезу для объяснения механизма электрического пробоя в высоком вакууме. Он предполагает, что пробой происходит благодаря отделению частиц с поверхности одного из электродов. Эти частицы считаются электрически связанными с электродом, а их отрыв вызывается действием сил электростатического отталкивания. В межэлектродном поле заряженные частицы разгоняются до больших энергий и при ударе о противоположный электрод создают весьма высокие локальные температуры. По предположению, это должно привести к развитию пробоя.

Для количественной формулировки гипотезы Крэнберг вводит следующие обозначения:

W — энергия на единицу площади, сообщаемая электроду при ударе частицы;

C' — некоторая энергетическая постоянная, характеризующая данную пару электродов.

Тогда условие пробоя записывается в виде

$$W \geq C'.$$

Но $W = \sigma U$, где σ — поверхностная плотность зарядов на частице, а U — напряжение между электродами. Если E — напряжённость поля у поверхности электрода до отрыва частицы, то для приближённой оценки можно считать $\sigma \sim E$. Тогда критерий пробоя записывается:

$$UE \geq C \quad (C — \text{константа}). \quad (5)$$

В случае равномерного поля $E = \frac{U}{d}$ и окончательно критерий пробоя имеет вид

$$U \geq (Cd)^{1/2}, \quad (6)$$

т. е. напряжение, которое может выдержать вакуумный промежуток в случае равномерного поля, пропорционально корню квадратному из длины промежутка для заданной пары электродов.

Для экспериментальной проверки соотношения (6) Крэнберг обработал литературные данные о зависимости пробивного напряжения от расстояния между электродами для полей, близких к равномерным. Эти данные в логарифмическом масштабе представлены на рис. 2. Все экспериментальные точки (за исключением трёх точек из результатов Глейхауфа) ложатся на прямые линии с тангенсом угла наклона, приблизительно равным $1/2$. Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные в широком диапазоне напряжений, 20—7000 кВ, при вариации расстояний от десятых долей миллиметра до 6 м согласуются с этой формулой. Значение кон-

станты C является функцией состояния электродов и обычно составляет приблизительно $10^{11} \text{ в}^2/\text{см}$.

При неравномерных полях формула (6) уже не справедлива, но должно сохраняться соотношение (5), т. е. электрический пробой

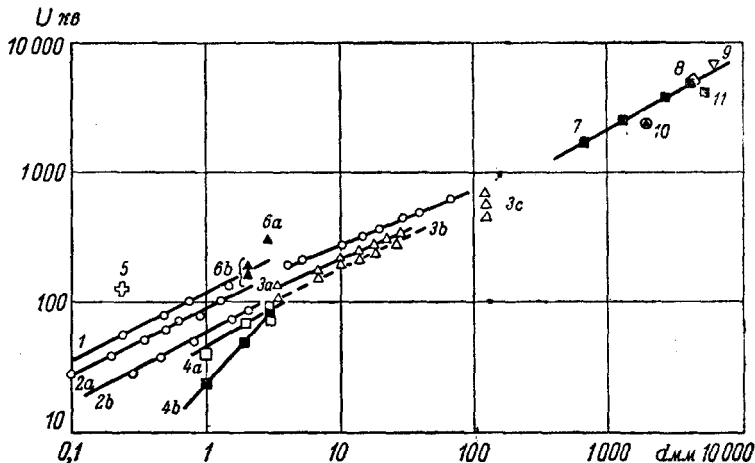


Рис. 2. Зависимости пробивных напряжений вакуумного зазора от расстояний между электродами для полей, близких к равномерным, обработанные Крэнбергом: 1 — стальной сферический анод диаметром 25,4 мм, стальной диск диаметром 50,8 мм⁶; 2 — импульсное напряжение с фронтом нарастания $3 \cdot 10^{-7}$ сек.; 2а — вольфрамовые полусферы диаметрами 50 мм; 2б — медные полусферы диаметром 50 мм³⁴; 3а — алюминиевые плоскости; 3б — стальные плоскости; 3с — алюминиевое кольцо против стальной анодной плиты (секция трубки электростатического генератора)³⁵; 4а — плоские электроды с закругленными краями из кобальта (катод) и стали; 4б — плоские электроды с закругленными краями из меди с отверстием в центре анода³⁶; 5 — молибденовые сферы³⁷; 6а — молибденовые сферы диаметром 1 см, обезгаженные; 6б — молибденовые сферы диаметром 1 см, необезгаженные³³; 7 — алюминиевые электроды; 8 — данные Робинсона (не опубликованы); 9 — алюминиевые электроды; 10 — стальные электроды; 11 — стальные электроды.

определяется величиной произведения напряжения на напряженность поля у поверхности электрода. Из табл. II видно, что значения C для неравномерных полей близки к значениям C для равномерных полей. Это, по мнению Крэнберга, указывает на справедливость механизма отрыва частиц и в случае неравномерных полей.

На основе этого механизма легко объясняются эффект тренировки (повышение пробивного напряжения при многократных разрядах), перенос материала анода на катод, трудность воспроизведения одинаковых условий в разрядном промежутке (разброс значений пробивного напряжения).

При пробое вдоль поверхности цилиндрического диэлектрика между плоскими электродами пробивное напряжение также пропорционально $d^{1/2}$, но значение C меньше (приблизительно $3 \cdot 10^9 \text{ в}^2/\text{см}$).

С помощью ориентировочного расчёта Крэнберг пытается оценить локальные температуры на электроде-мишени, которые возникают при ударе частиц, а также скорости этих частиц перед ударом. Энергия, выделяющаяся в результате удара, выражается следующим образом:

$$W' \approx QU,$$

где Q — заряд частицы. Используя соотношения: $Q = \sigma \cdot \pi r^2$ (r — радиус частицы), $E = 4\pi\sigma$, $E = \frac{U}{d}$ и $U = (Cd)^{1/2}$, получим:

$$W' \approx \frac{Cr^2}{4}.$$

Эта энергия приходится на участок электрода-мишени площадью

Таблица II

Геометрия электродов	Анод	Катод	U , кв	E катода, мэ/см	UE катода, $10^{11} \text{ э}^2/\text{см}$
Цилиндрическая ³⁹	Никель	Вольфрам 0,0125 мм . .	$11 \pm 10\%$	2,6	0,28
		Вольфрам 0,04 мм . . .	$23 \pm 10\%$	2,0	0,43
Цилиндрическая ⁴⁰	Никель диаметром 20 мм	Торированный вольфрам 0,015 мм	17	2,0	0,33
		Торированный вольфрам 0,025 мм	24	2,6	0,62
		Чистый вольфрам 0,015 мм	15	2,8	0,43
		Чистый вольфрам 0,025 мм	23	2,7	0,62
Проволока, параллельная плоскости ²	Медный диск диаметром 50 мм	Вольфрамовая проволока диаметром 0,7 мм, согнутая полукругом диаметра 25 мм . . .	35	0,6	0,20
Остриё — плоскость на расстоянии 1 мм ⁴¹	Никелевая плоскость	Никелевое остриё . . .	30	—	—
	Никелевое остриё	Никелевая плоскость . .	90	—	—

πr^2 и глубиной n атомных слоёв, т. е. на число атомов

$$\frac{\pi r^2 n}{a^3},$$

где a — межатомное расстояние. Тогда можно записать:

$$W' \approx \frac{3}{2} kT \frac{\pi r^2 n}{a^3} \approx \frac{Cr^2}{4},$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Отсюда локальная температура, возникающая при ударе частиц,

$$T \approx \frac{1}{6\pi} \frac{Ca^2}{kn}. \quad (7)$$

Подставляя значения C , a , k , получим для $n=1$ $T \approx 10^6$ °К. Следовательно, даже для нескольких сотен атомных слоёв можно ожидать температуру, превышающую температуры плавления металлов.

Если частицы считать сферическими с радиусом r и плотностью около 1, то скорость их в конце пути можно найти из соотношения $\frac{mv^2}{2} = W'$, где m — масса частицы:

$$v \approx \sqrt{\frac{1}{8} \frac{C}{r}}. \quad (8)$$

Для радиусов частиц от 10^{-2} до 10^{-6} см скорость частиц лежит в пределах 10^4 — 10^6 см/сек. Таким образом, время развития пробоя по Крэнбергу должно быть больше 1 мксек для промежутков, больших 1 см. Это не согласуется с большинством экспериментальных данных.

Механизм Крэнберга не может объяснить возникновение рентгеновской вспышки, сопровождающей развитие пробоя. Не ясно также, какие частицы имеет в виду Крэнберг. Если инородные, то это — не общий случай; при соответствующей обработке электродов их может и не быть. Если это металлические частицы электродов, то непонятны механизмы сцепления их с электродом и отрыва.

Основная ценность работы Крэнберга состоит в систематизации большого числа экспериментальных результатов (рис. 2, табл. II). Кроме того, можно считать доказанным, что если при достаточно длительном приложении напряжения от какого-либо электрода оторвётся частица, то это поведёт к пробую. Однако объяснить развитие пробоя вакуумного зазора механизмом отрыва частиц в общем случае не представляется возможным.

4. Электрический пробой в сильно неравномерном поле

В случае сильно неравномерного поля пробой в высоком вакууме, даже для значительных расстояний между электродами, происходит при сравнительно небольшом напряжении. При этом градиенты потенциала у одного или обоих электродов велики (острие — пло-

скость, остриё — остриё, тонкая проволока — цилиндр и т. д.). В ранних работах величины градиентов не определялись, так как неизвестен был точный профиль острия или проволоки. Судить о механизме пробоя по таким экспериментам трудно.

На рис. 3 приведены кривые зависимости пробивного напряжения от расстояния между электродами для конфигурации электродов игла — плоскость, полученные в 1947 г. Хасимото ⁴¹. Радиус кривизны острия неизвестен. Три нижние кривые соответствуют отрицательной игле, три верхние — положительной. Видно, что при отрицательной игле пробой развивается при значительно меньших напряжениях. Зависимость пробивного напряжения от расстояния

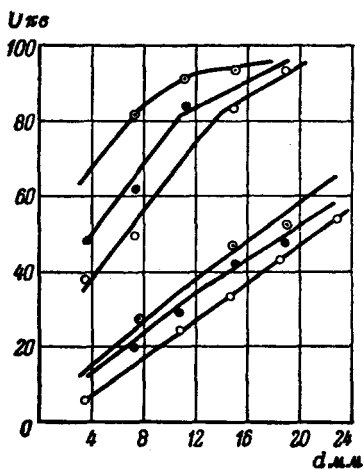


Рис. 3. Пробивные напряжения для конфигурации электродов остриё—плоскость в вакууме. Три верхние кривые соответствуют положительной игле, три нижние—отрицательной ⁴¹.

следует приблизительно линейному закону. В той же работе приводятся любопытные фотографии поверхности плоского электрода после пробоев при различных условиях, но картины этих поверхностных изменений никак не объясняются.

Существует предположение ⁴², что разряд в высоком вакууме при остром аноде против плоскости или аноде-проволоке в цилиндре развивается за счёт испускания анодом положительных ионов под действием сильных полей. Пробивное напряжение возрастает при прогреве анода, отжиге всей трубки или пропускании нескольких разрядов. Однако, по мнению Леба ⁴³, такой механизм вряд ли возможен, так как эмиссия ионов под действием сильных полей никогда не наблюдалась.

Пробой в высоком вакууме в случае отрицательного острия против плоскости подробно изучен Дайком и Троланом ⁷. В этих опытах катодом служила вольфрамовая игла, анодом — молибденовая плоскость на расстоянии 5 мм от катода. Профили катодов исследовались с помощью электронного микроскопа до и после пробоя. Электроды находились в отпаянном баллоне с распылённым геттером при давлении химически активных газов $\sim 10^{-12}$ мм рт. ст. При таком давлении поверхности тщательно обезгаженных электродов можно считать свободными от остаточных газов. Эксперименты производились при импульсном напряжении от 2 до 35 кВ с длительностями импульсов в 2 или $\frac{1}{2}$ мксек. Формы импульсов близки к П-образным.

Для нескольких вольфрамовых катодов были сняты кривые зависимости силы тока от напряжения между электродами. При плот-

ностях тока у катода от 6 до $6 \cdot 10^6$ а/см^2 экспериментальные данные совпадают со значениями токов, рассчитанными по формуле для холодной эмиссии (1). При плотностях тока от $6 \cdot 10^6$ до $1 \cdot 10^7$ а/см^2 расчётные значения оказываются завышенными по сравнению с экспериментальными. Это объясняется влиянием пространственного заряда электронов вблизи острия на эмиссионные токи. При плотности тока, превышающей $1 \cdot 10^7$ а/см^2 , наступает пробой. Радиус кривизны острия до пробоя составляет доли микрона, и результаты измерений воспроизводимы. После пробоя остриё оплавлено; его радиус увеличивается до десятков микрон.

Процесс перехода от токов холодной эмиссии к вакуумной дуге исследован осциллографически. При сравнительно небольших импульсных напряжениях осциллограмма тока имеет постоянное плато продолжительностью примерно 1 $\mu\text{сек}$. Это — токи холодной эмиссии. Увеличение напряжения приводит к росту тока за время импульса. При увеличении импульсного напряжения ещё приблизительно на 1% в течение первой микросекунды импульса ток медленно нарастает (как в предыдущем случае), затем скачкообразно увеличивается примерно на два порядка (пробой, переход к «вакуумной дуге»). Скачкообразный переход длится менее чем $5 \cdot 10^{-8}$ сек., напряжённости поля у катода, необходимые для пробоя, составляют приблизительно $8 \cdot 10^7$ в/см .

Авторы представляют себе механизм пробоя следующим образом. Токи холодной эмиссии, достигающие больших плотностей, разогревают тонкое остриё катода. Разогревание происходит из-за малого сечения острия и большого его электрического сопротивления. Возникает термоэлектронная эмиссия, приводящая к возрастанию тока во время импульса. С ростом тока растёт и температура острия вплоть до испарения и развития электрического пробоя между электродами в парах металла катодного острия.

В работе Дайка, Тролана и др.⁴⁴ с помощью несложного электронно-оптического устройства были сняты фотографии участков катода, излучающих электроны. Работа велась с импульсами длительностью 1 $\mu\text{сек}$. Анализ фотографий показывает, что случаю возрастания тока за время импульса соответствуют более равномерное распределение эмиссии по поверхности катода и большая эмиттирующая площадь. Эти эффекты подтверждают влияние объёмного заряда на эмиссию с катода. Плотность тока непосредственно перед пробоем больше, чем плотность тока, рассчитанная по формуле холодной эмиссии при данном электрическом поле, следовательно, в процессах принимает участие и термоэлектронная эмиссия. Теоретический расчёт температуры острия с учётом теплопроводности металла даёт значения, достаточные для термоэлектронной эмиссии.

Авторы доказывают, что в случае острого катода против плоского анода бомбардировка отрицательного острия ионами или частицами с анода не существенна для развития пробоя. Пробой может

развиваться и за времена, недостаточные для прохождения ионом или частицей межэлектродного расстояния (например, пробой при импульсе длительностью в $1/2$ мксек при напряжении ниже 10 кВ и расстоянии между электродами 8,5 см).

Против участия в пробое ионов и частиц с анода говорит также то обстоятельство, что пробивное напряжение зависит только от плотности электронного тока с катода, т. е. от напряжённости поля на катоде, и не зависит от полного напряжения между электродами. Это проверено в области напряжений от 5 до 60 кВ. Однако при плохо обезгаженном аноде положительные ионы принимают активное участие в механизме пробоя. Электроны, возникающие в результате холодной эмиссии с острого катода, при ударе об анод вызывают выделение газа и его ионизацию ⁴.

II. ВЛИЯНИЕ ТВЁРДОГО ДИЭЛЕКТРИКА НА ПРОБОЙ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

Электроды в вакууме всегда бывают разделены изолятором, ограничивающим вакуумный объём. Практически в большинстве высоковольтных конструкций поверхности изоляторов играют решающую роль в развитии процесса пробоя. В вакуумных высоковольтных устройствах со стеклянными оболочками (например, в рентгеновских трубках) пробой обычно сопровождается интенсивной вспышкой стекла, указывающей на участие поверхности стекла в процессе пробоя. Пробивное напряжение такого устройства зависит от формы оболочки и её свойств (чистоты, обезгаженности, поверхностной электропроводности) и намного меньше пробивного напряжения вакуумного зазора. При определённых условиях можно наблюдать вспышки стекла или светящиеся пятна на стекле, не сопровождающиеся пробоем ⁴⁵. Все эти эффекты на стеклянных оболочках рентгеновских трубок объясняют обычно бомбардировкой стекла электронами как первичными, так и вторичными ⁸.

Большое влияние на электрическую прочность готового изделия оказывает высоковольтная тренировка. Она обычно заключается в последовательном повышении напряжения по мере гаскращения разрядов в приборе. С помощью такой тренировки можно повысить электрическую прочность трубки более чем на 100% ⁸. Однако при неправильном проведении тренировки можно и значительно ухудшить электрические свойства вакуумного прибора. Это наблюдается в том случае, когда при тренировочных пробоях через трубку проходят слишком большие токи. Интенсивное выделение газа, порча поверхности электродов и распыление их на баллон приводят часто даже к выходу трубок из строя. Поэтому необходимо при тренировке изделия и при его работе (если это возможно) в цепь источника тока ставить ограничительные сопротивления. Экспериментально найдено, что величина ограничительных сопротивлений большей

частью должна быть порядка 1 ом на 1 в напряжения для приборов, работающих в диапазоне 30—200 кв⁸.

Из всего многообразия форм изоляторов можно считать изученным лишь наиболее простой случай: цилиндрический изолятор в равномерном электрическом поле (образующая цилиндра расположена по силовой линии поля). Пробой по поверхности различных изоляторов такой формы при постоянном напряжении до 100 кв изучался Глейхауфом^{46, 36}. Были исследованы разные изоляционные материалы в виде прутков (или трубок) диаметром около 13 мм и длиной приблизительно 23 мм.

Автор не обнаружил зависимости пробивного напряжения от давления остаточного газа в объёме в интервале от $5 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-7} мм рт. ст. Не обнаружено также зависимости пробивного напряжения от материала электродов (нержавеющая сталь, медь, магний, алюминий) для изоляторов из стекла пирекс и из плавленого кварца.

На рис. 4 представлена зависимость пробивного напряжения от длины изолятора для случая полых пирексовых цилиндров диаметром 51 мм с толщиной стенок 1,9 мм. Пробивное напряжение возрастает с длиной нелинейно, как и в случае вакуумного зазора, но абсолютные значения напряжений существенно ниже.

Табл. III иллюстрирует зависимость пробивного напряжения от материала изолятора. Анализируя эти экспериментальные данные, Глейхауф приходит к выводу, что пробивное напряжение не зависит от упругости паров изолятора, его диэлектрической постоянной и плотности, а определяется главным образом удельным поверхностным сопротивлением изолятора. С уменьшением поверхностного сопротивления пробивное напряжение падает. Грубо обработанной матовой поверхности стекла или кварца соответствует пробивное напряжение, повышенное приблизительно на 40%. На пробивное напряжение особенно действуют шероховатости цилиндрической поверхности изолятора вблизи катода; шероховатости на анодном конце влияют слабо. Глейхауф особенно подчёркивает важность условий на катоде и вблизи катода для развития пробоя. По его данным, заметно влияют на пробивное напряжение качество контакта изолятора с катодом и покрытие катода тонким слоем стекла.

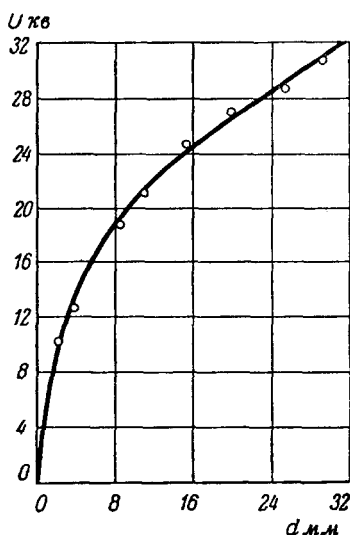


Рис. 4. Зависимость пробивного напряжения от длины изолятора для полых пирексовых цилиндров диаметром 51 мм с толщиной стенок 1,9 мм³⁶.

Чтобы выяснить механизм пробоя по поверхности диэлектрика, Глейхауфом исследовалась предпробойная стадия, т. е. природа и величина токов, протекающих в данной конструкции при напряжениях ниже пробивного. Производились косвенные измерения предпробойных токов посредством обнаружения рентгеновских квантов счётчиком Гейгера, который был поставлен с наружной стороны вакуумной камеры. При таком методе измерялся только электронный ток в вакууме и токи утечки не мешали измерениям. В статье приводятся кривые зависимости силы предпробойного тока в интервале 10^{-11} — 10^{-8} а от напряжения (40—65 кВ). Несмотря на очень сильный разброс точек, имеется общая тенденция к возрастанию

Таблица III

Пробивное напряжение по поверхности различных изоляторов в вакууме

Материал	Размеры прутка		Пробивное напряжение, кВ $\pm 10\%$
	длина, мм	диаметр, мм	
Плавленный кварц	22,5	12,0	65
Стекло пирекс	22,5	12,5	45
Стекло пирекс, покрытое просущенным силиконовым маслом	22,5	12,5	56—73
Содовое стекло	22,5	12,5	40
Проводящее стекло	22,0	~13	6—17
Стеатит	22,5	13,0	50
Рутил	22,5	15,0	40
Титанат бария	15,0	15,5	8
Двуокись циркония	22,5	11,1	40
Полистирол	22,5	12,5	75
Тефлон	22,5	14,0	50
Сера	23,0	~45	45

тока с напряжением. Сильный разброс точек наблюдался и для вакуумных зазоров без изолятора. Тренировка зазора высоким напряжением (без пробоя) заметно уменьшает разброс.

Естественно было ожидать, что пробой происходит после предпробойных токов определённой критической величины. Однако на опыте такой критической величины не обнаружено, пробой возникал при предпробойных токах, меняющихся на несколько порядков (от $5 \cdot 10^{-11}$ до $5 \cdot 10^{-7}$ а). Глейхауф считает, что предпробойные токи обусловлены холодной эмиссией.

Кроме регистрации рентгеновского излучения счётчиками Гейгера, были выполнены исследования при помощи камеры-обскуры с применением фильтров. Это позволило выявить место возникновения рентгеновского излучения и оценить его жёсткость.

Оказалось, что изолятор в начале пробоя заряжен отрицательно и отклоняет электроны, поэтому места основного, наиболее жёсткого

излучения на аноде немного удалены от изолятора. Вблизи изолятора на анод попадают лишь электроны небольшой скорости в тот момент, когда развитие пробоя привело к значительному уменьшению напряжения между электродами.

Осциллографические исследования показали, что при пробое напряжение между электродами падает с 10—15 кВ до сотен вольт (иногда до 2,5 кВ). Низковольтная дуга, которая зажигается в результате пробоя, не может гореть при токе, меньшем 1 а как для зазора с изолятором, так и для вакуумного зазора без изолятора. Если внешние сопротивления цепи источника тока не допускают таких токов в схеме, то при пробое происходит только разрядка межэлектродной ёмкости.

Глейхауфом описывается также эффект тренировки — повышения пробивного напряжения при последовательных пробоях — как для вакуумного зазора, так и для зазора с диэлектриком (стекло, плавленый кварц). При последовательных пробоях промежутка с диэлектриком значение пробивного напряжения, несмотря на большой разброс, существенно возрастает. Повидимому, тренировка оказывает влияние как на состояние поверхности электродов, так и на сам диэлектрик. Если после такой тренировки напряжение некоторое время не прикладывается, то пробивное напряжение уменьшается, однако остаётся всё-же выше первоначального. Подобное же снижение наблюдается и после выдержки образца при атмосферном давлении; в этом случае продолжительность выдержки не важна.

Из экспериментальных данных по тренировке вакуумных зазоров, зазоров с диэлектриком и высоковольтных вакуумных изделий со стеклянными баллонами можно заключить, что при тренировке происходят как необратимые, так и обратимые процессы. К необратимым процессам следует отнести, прежде всего, оплавление острий на поверхности электродов и выгорание случайных посторонних частиц (например, пылинок) и загрязнений как на электродах, так и на диэлектрике. Возможно также улучшение вакуума — жестчение трубки. При пробоях происходит выделение газа или ионов из электродов и частей диэлектрика, участвующих в пробое. Всё это активно поглощается более удалёнными частями трубки. В результате дополнительно обезгаживаются наиболее напряжённые участки трубки. Этот последний процесс можно считать частично обратимым. Наконец, зарядка поверхности диэлектрика и высоковольтная поляризация могли бы (но лишь для некоторых конструкций) повысить электрическую прочность за счёт более выгодного перераспределения полей. Такие эффекты, несомненно, обратимы.

Возможно, что процессы при тренировке не исчерпываются перечисленными выше. Нельзя ясно представить механизм тренировки во всех подробностях, пока не нашли себе объяснения многие процессы при пробое в высоком вакууме и участие диэлектриков в этих

процессах. Ни Глейхауф, ни авторы других работ, наблюдавшие поведение диэлектриков в вакууме при пробоях, не касаются механизма происходящих при этом процессов.

Какой бы формы ни был диэлектрик (прутки между электродами, оболочки трубок и т. д.), его влияние искажает, перераспределяет электрические поля между электродами как в случае газа ⁴⁷, так и в случае вакуума. На такое перераспределение полей указывают данные, полученные Глейхауфом с помощью камеры-обскуры. Подобное изменение, несомненно, должно отражаться на электрической прочности зазора.

Можно указать следующие причины перераспределения полей:

1. Диэлектрическая постоянная изолятора всегда больше диэлектрической постоянной вакуума, поэтому при внесении изолятора напряжённость поля в вакуумной прослойке между изолятором и электродом увеличивается. Этот эффект распределённых ёмкостей играет решающую роль в случае переменного или импульсного напряжения, когда не успевает сказываться утечка по изолятору и образование поверхностных зарядов.

2. Поверхностное сопротивление изолятора может быть неодинаковым в разных местах; тогда при утечках вдоль поверхности возникнут различные падения потенциала на разных участках.

3. Искажение поля может возникнуть из-за поверхностных зарядов на изоляторе за счёт предпробойных излучений в трубке или за счёт предшествующих разрядов.

4. Когда в диэлектрике имеются включения с меньшей диэлектрической постоянной (например, неплотное прилегание изолятора к электроду — «включение» вакуума), то на этом включении падение потенциала повышено и может произойти местный пробой. Искра при таком пробое служит затравкой для общего перекрытия изолятора. Подобные искрения в местах соединения изолятора с электродом часто наблюдаются ⁴⁵.

5. Поля у электродов могут измениться под действием высоковольтной поляризации диэлектрика — накопления объёмных зарядов в приэлектродных областях ⁴⁸. Длительность этого процесса измеряется минутами, и потому для переменного и импульсного напряжения высоковольтную поляризацию можно не учитывать при оценке полей у электродов. На рис. 5 дано распределение потенциала в кварце ⁴⁸. Прямая линия соответствует распределению по-

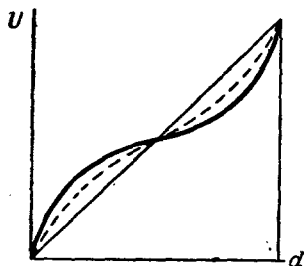


Рис. 5. Распределение напряжения в кварце.

тенциала тотчас же после приложения напряжения. Пунктирная и жирная кривые сняты в последующие моменты времени. Видно, что в случае кварца вблизи обоих электродов образуются слои из зарядов, про-

тнвоположных подведённым к электродам от внешнего источника. Для некоторых диэлектриков заряженный слой может образовываться только у одного из электродов (например, в случае кальцита — у катода).

Эти эффекты объясняются перемещением ионов примесей или компонент диэлектрика под действием электрического поля. Например, при формовке стекла быстроподвижные щелочные ионы перемещаются к катоду, а у анода остаётся слой кварца^{49, 50}. В этом случае меняется и электропроводность отдельных областей диэлектрика в связи с изменением его состава; это также усиливает неравномерность распределения поля между электродами.

В отличие от описанной выше поляризации, иногда называемой «внутренней поляризацией», при некоторых условиях могут возникать слои, по заряду одноимённые с зарядом соответствующего электрода. Эту так называемую «внешнюю поляризацию» обнаруживают все диэлектрики, если налагаемое поле больше некоторого порогового значения (для стекла 9 кВ/см). При «внешней поляризации» заряды либо генерируются на поверхности раздела диэлектрик — электрод, либо переходят в диэлектрик с электрода⁵¹. Время сохранения зарядов высоковольтной поляризации после выключения напряжения при разных условиях различно: обычно порядка нескольких часов или суток.

Итак, внесение диэлектрика в вакуумный зазор значительно искажает электрическое поле. Это искажение зависит от свойств диэлектрика, его формы, формы электродов, длительности и величины прикладываемого напряжения. Но участие диэлектрика в пробое вакуумного промежутка, повидимому, не ограничивается искажением полей этого промежутка. Изоляторы поставляют также носители зарядов, необходимые для пробоя. Это может происходить или под действием высокого напряжения (холодная эмиссия из диэлектрика), или под действием бомбардировки изолятора электронами и ионами (вторичная эмиссия электронов и ионов, выделение газа).

При выборе правильной конструкции и размеров высоковольтного вакуумного изделия необходимо помнить, что пробивное напряжение растёт медленнее, чем размеры изолятора (см. рис. 4). Начиная с некоторого напряжения, увеличение размеров изделия не приводит к заметному повышению электрической прочности. Поэтому изготовление трубок на напряжения, большие 200—300 кВ связано с большими трудностями. Для таких напряжений обычно используются секционированные трубки, в которых между катодом и анодом помещается ряд промежуточных электродов (секций), находящихся при различных промежуточных потенциалах (обычно до 100 кВ на секцию). Потенциалы на секции задаются либо принудительно (например, с помощью потенциометра), либо при переменных или импульсных напряжениях происходит деление разности потенциалов между

катодом и анодом по ёмкостям секций. В секционированных трубках распределение потенциала вдоль оболочки более равномерное, поэтому электрическая прочность значительно выше. Зависимость напряжения перекрытия изолирующей части секции от длины изучалась Ноертом⁵².

Имеется ещё одно оригинальное решение проблемы электрической прочности изделия: создание полупроводящего слоя на поверхности диэлектрика. В статье Блоджет⁵³ подробно описывается технология приготовления такого полупроводящего покрытия. Фарфоровый цилиндр покрывался изнутри свинцово-силикатным стеклом. С помощью специальной водородной обработки в поверхностном слое восстанавливались атомы свинца и возникала значительная поверхностная электропроводность (сопротивление поверхностного слоя ~ 160 *Мом* на квадратный сантиметр). Для защиты полупроводящего слоя и увеличения его стабильности служила тонкая плёнка кварца, образованная на поверхности свинцово-силикатного стекла с помощью травления в соляной или азотной кислоте.

При приложении высокого напряжения к концам цилиндра потенциал вдоль него распределялся равномерно и заряды, образованные в разрядном объёме, не скапливались на стенках, а стекали вдоль полупроводящего слоя. При использовании таких полупроводящих слоёв для статического напряжения 140 *кв* достаточна длина изолятора 38 *мм*.

Следует заметить, что, по данным Глейхауфа, диэлектрики с большей поверхностной электропроводностью при наложении высокого напряжения имеют худшие качества. Блоджет, наоборот, повышая электропроводность поверхности, улучшала электрические свойства изолятора. Здесь, повидимому, механизм электропроводности таков, что не возникает высоковольтной поляризации, и потенциал распределяется действительно равномерно вдоль образующей цилиндра, тогда как при измерениях Глейхауфа большей поверхностной электропроводности соответствовала большая высоковольтная поляризация и большее искажение равномерного поля между электродами.

Результаты Блоджет, а именно пробивная напряжённость поля вдоль поверхности изолятора 3,5 *кв/мм*, — лучшие из опубликованных. В современных высоковольтных трубках, работающих в диапазоне напряжений 100—200 *кв*, напряжённости поля вдоль поверхности стекла обычно не превышают 1 *кв/мм*.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные выше экспериментальные данные и гипотезы показывают, что в настоящее время нет достаточно ясного представления о всём многообразии явлений, происходящих при пробое в высоком вакууме. Однако для ряда конкретных условий можно считать выясненными основные процессы, развивающиеся при вакуумном пробое. К таким

случаям следует отнести пробой малых вакуумных зазоров (до сотых долей миллиметра) при относительно небольших напряжениях (до 20—50 кВ), когда пробой развивается в результате разогрева поверхности анода токами холодной эмиссии.

Удовлетворительно объяснен также механизм пробоя в сильно неоднородных полях в случае острого катода и плоского анода при хорошо обезгаженных электродах в очень высоком вакууме. Наблюдаемые в подобных условиях экспериментальные закономерности хорошо согласуются с гипотезой о разогреве и испарении катодного острия под действием токов холодной эмиссии.

В более общем и важном для практики случае больших расстояний и больших напряжений удовлетворительной теории пока не существует. При некоторых условиях механизм отрыва частиц от электродов может иметь место. Однако эта гипотеза не объясняет многих явлений, происходящих при пробое вакуумного промежутка (рентгеновская вспышка, время развития пробоя). Механизм обмена заряженными частицами между электродами может оказаться более универсальным при учете участия в обмене отрицательных ионов. Ни один из этих механизмов не в состоянии объяснить пробой вакуумного промежутка при кратковременном приложении напряжения.

Диэлектрик в вакуумном зазоре перераспределяет электрические поля межэлектродного промежутка и участвует в поставке электронов и ионов, необходимых для пробоя. Однако механизм влияния диэлектрика на пробой в высоком вакууме нельзя считать достаточно ясным. Покрытие диэлектрика полупроводящим слоем существенно увеличивает электрическую прочность вакуумных высоковольтных приборов. Дальнейшие работы в этом направлении, видимо, позволят уменьшить размеры подобных изделий, сохраняя на высоком уровне их электрическую прочность.

В заключение автор выражает глубокую благодарность доктору технических наук В. А. Цукерману за подробное обсуждение вопросов, затронутых в настоящей работе, и ценные советы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Anderson, Am. Inst. Elec. Eng. **54**, 1315 (1935).
2. R. C. Mason, Phys. Rev. **52**, 126 (1937).
3. L. Cranberg, J. Appl. Phys. **23**, 518 (1952).
4. W. H. Bennett, Phys. Rev. **40**, 416 (1932).
5. W. H. Bennett, Phys. Rev. **40**, 1043 (1932).
6. J. G. Trump and R. J. Van de Graaff, J. Appl. Phys. **18**, 327 (1947).
7. W. P. Dyke and J. K. Trolan, Phys. Rev. **89**, 799 (1953).
8. В. И. Раков, Электронные рентгеновские трубки, Госэнергоиздат, 1952.
9. J. L. McKibben and K. Boyer, Phys. Rev. **82**, 315 (1951).
10. C. M. Turner, Bull. Am. Phys. Soc. **25**, 17 (1950).
11. E. G. Linder and S. M. Christian, J. Appl. Phys. **23**, 1213 (1952).

12. А. В. Кустова и Э. М. Рейхрудель, ЖТФ 24, 2183 (1954).
13. Г. В. Спивак и Е. М. Дубинина, Вестник МГУ № 2, 27 (1953).
14. И. С. Стекольников, Импульсная осциллография и её применение. Изд. АН СССР, 1949.
15. Halpern, Eberhardt, Rapuano and Slater, Phys. Rev. 69, 688 (1946).
16. N. Warmoltz, Philips Techn. Rdsch. 9, 105 (1947).
17. H. Schäffer, Arch. f. Elektrot. 25, 647 (1931).
18. A. W. Hull and E. E. Burger, Phys. Rev. 31, 1121 (1928).
19. L. B. Snoddy, Phys. Rev. 37, 1678 (1931).
20. J. A. Chiles, J. Appl. Phys. 8, 622 (1937).
21. L. Fünfer, Zeits. f. angew. Phys. 5, 426 (1953).
22. J. R. Haynes, Phys. Rev. 73, 891 (1948).
23. J. Filosofo, A. Rostagni, Phys. Rev. 75, 1269 (1949).
24. J. G. Trump and R. J. Van de Graaff, Phys. Rev. 75, 44 (1949).
25. I. S. Allen, Phys. Rev. 55, 236 (1939).
26. L. H. Linford, Phys. Rev. 47, 279 (1935).
27. Hill, Buechner, Clark and Fisk, Phys. Rev. 55, 463 (1939).
28. W. Webster, R. J. Van de Graaff and J. G. Trump, J. Appl. Phys. 23, 264 (1952).
29. M. Healea and C. Houtermans, Phys. Rev. 58, 608 (1940).
30. H. C. Bourne «Study of Theory of Voltage Breakdown in High Vacuum». Докторская диссертация. Массачузетский технологический институт (1952).
31. B. Aarset, R. W. Cloud and J. G. Trump, J. Appl. Phys. 25, 1365 (1954).
32. H. C. Bourne, R. W. Cloud and J. G. Trump, J. Appl. Phys. 26, 596 (1955).
33. H. C. Bourne, J. Appl. Phys. 26, 625 (1955).
34. W. M. Parkins, MDDC 858, 18 февраля 1946 г.
35. J. L. McKibben and R. K. Beauchamp, AECD, 2039.
36. P. H. Gleichauf, J. Appl. Phys. 22, 766 (1951).
37. R. J. Piersol, British Assoc. Advancement of Science, Report 359 (1924).
38. J. L. Hayden, Am. Inst. Elec. Eng. J. 41, 852 (1924).
39. C. C. Chambers, J. Franklin Inst. 218, 463 (1934).
40. A. J. Ahearn, Phys. Rev. 50, 238 (1936); 44, 277 (1933).
41. K. Hashimoto, J. Phys. Soc. Japan 2, 71 (1947).
42. J. W. Beams, Phys. Rev. 43, 382 (1933).
43. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехиздат, 1950.
44. W. P. Dyke, J. K. Trolan, E. E. Martin and J. P. Barbour, Phys. Rev. 91, 1043 (1953).
45. В. Н. Малышев, Н. Н. Семенов, Н. В. Томашевский, Журнал прикладной физики, т. V, вып. 3—4, стр. 93 (1928).
46. P. H. Gleichauf, J. Appl. Phys. 22, 535 (1951).
47. B. Gänger, Der elektrische Durchschlag von Gasen, Berlin, 1953.
48. Электроматериаловедение, под ред. Н. Г. Дроздова, Госэнергоиздат, 1954.
49. М. С. Косман и Н. И. Созина, ЖЭТФ 17, 340 (1947).
50. Я. М. Ксендзов, ЖТФ 18, 3 (1948).
51. F. Gutmann, Rev. Mod. Phys. 20, 457 (1948).
52. H. Neuert, Phys. Zeits. 39, 309 (1938).
53. K. B. Blodgett, J. Am. Cer. Soc. 34, 14 (1951).
54. W. S. Boyle, P. Kisliuk and Z. H. Germer, J. Appl. Phys. 26, 720 (1955).