ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
Том 91 ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА 1956 г.

К ВОПРОСУ О ТЕПЛОВОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Г. И. СКАНАВИ

Классификация видов пробоя. Тепловой пробой

Изучение механизма пробоя твердых диэлектриков и поведения их в сильных предпробивных полях является весьма актуальным не только потому, что проблема повышения электрической прочности материалов, если она разрешима, имеет огромный практический интерес, но и в связи с тем, что это изучение дает возможность более или менее глубокого проникновения в сложные процессы движения электрических зарядов в твердом теле и в особенности структуры реальных твердых тел, отличающие их от идеальных.

В литературе установилась следующая классификация видов или форм пробоя твердых диэлектриков: тепловой пробой, электрический или собственно (внутренне intrinsic) электрический пробой и химическая форма пробоя. Следует прежде всего отметить, что химическая форма пробоя не может претендовать на отдельное место в этой классификации, так как является сложной совокупностью процессов необратимых химических изменений твердого вещества, главным образом, под действием ионизации всякого рода, которые заканчиваются чаще всего термическим (тепловой пробой) или механическим разрушением диэлектрика.

В течение долгого времени считалось, что для электрического пробоя, в отличие от теплового, в первую очередь характерна независимость пробивного напряжения от температуры и длительности приложения электрической нагрузки (вплоть до очень малых длительностей).

При этом одной из основных характеристик твердого диэлектрика считалась некоторая критическая температура, ниже которой пробивная напряженность не зависит от нее (область электрического пробоя) и выше которой $E_{пр}$ более или менее резко уменьшается с увеличением температуры (область теплового пробоя). Вместе с тем в настоящее время очевидно, что эта так называемая критическая температура отнюдь не связана только и непосредственно с особенностями вещества или материала, а определяется сочетанием того или иного вида зависимости проводимости или диэлектрических потерь диэлектрика от температуры с условиями теплоотдачи, в которых находится данный конкретный образец, и частотой приложенного напряжения. Легко видеть, что образец диэлектрика, заключенный в идеальную теплоизоляционную оболочку, должен пробиваться тепловым образом, вообще говоря, при любом малом напряжении. Такой тепловой „адиабатический“ пробой может иметь место при любой начальной температуре образца.

Не следует думать, однако, что тепловой пробой диэлектриков должен быть исключен полностью из рассмотрения физиков. Тенденция к этому проявляется в последнее время в ряде иностранных работ. Наоборот, с возможностью тепловых процессов необходимо прежде всего считаться

при постановке любого физического эксперимента в области исследования электрической прочности.

Как известно, теория теплового пробоя давно и довольно полно развита в ряде работ, согласно которым тепловой пробой наступает при том напряжении, при котором образец диэлектрика выходит из теплового равновесия в связи с тем, что тепловыделение, обусловленное проводимостью или диэлектрическими потерями, делается больше, чем теплоотдача.

Критерием чисто теплового пробоя независимо от вариантов его теории по существу является совокупность двух обстоятельств:

1) Пробивное напряжение должно уменьшаться с температурой и притом так, что в координатах $\log U_{пр}; \frac{1}{T}$ это уменьшение выражалось прямой с наклоном вдвое меньше, чем наклон прямой, выражающей зависимость логарифма сопротивления или фактора диэлектрических потерь ($\varepsilon \operatorname{tg} \delta$) от обратной температуры.

2) Пробивное напряжение должно уменьшаться с увеличением длительности электрической нагрузки в широком диапазоне времен, при этом перед пробоем должно наблюдаться прогрессивное возрастание температуры образца. Если оба указанные обстоятельства не имеют место, то пробой не является чисто тепловым, даже в том случае, когда пробивное напряжение изменяется с температурой.

Общая характеристика электрического пробоя

Электрический пробой, как следует из работ последнего десятилетия, в противоположность старым представлениям не характеризуется отсутствием температурной зависимости. Чисто электрический пробой имеет место в том случае, когда исключено влияние тепловых процессов (кратковременное приложение напряжения или весьма малые проводимости и диэлектрические потери) и отсутствует ионизация среды, поверхностные разряды и корона, ионизация воздушных включений, что обеспечивается высокой степенью однородности поля и макроскопической (по крайней мере) однородностью образца диэлектрика. Пробивная напряженность при электрическом пробое в известной степени может служить мерой электрической прочности твердого диэлектрика, как такового.

Для электрического пробоя характерно сравнительно высокое значение пробивной напряженности, которая для огромного большинства твердых диэлектриков лежит в сравнительно узких пределах 1—10 *мв/см*.

Характерным признаком электрического пробоя может считаться сочетание независимости $E_{пр}$ от длительности приложения напряжения вплоть до $10^{-7} - 10^{-8}$ *сек* (в однородном поле) и от толщины образцов вплоть до $\sim 10^{-4}$ *см* с сравнительно слабой зависимостью от температуры. При этом температурный ход простых ионных кристаллов выражается в слабом почти линейном возрастании $E_{пр}$ с увеличением температуры (при импульсах напряжения малой длительности $\leqslant 10^{-6}$ *сек*) либо имеет вид кривой с максимумом при температурах во всяком случае выше 0°С (+50°С, +200°С).

Для других диэлектриков температурный ход при электрическом пробое изучен слабо. В некоторых работах имеется указание на слабое падение $E_{пр}$ с ростом температуры для кварцевого стекла.

Существует большое количество теорий электрического пробоя, из которых в общем нужно отдать предпочтение квантовым теориям, основанным на представлении об ударной ионизации электронами. Основная трудность, встречающаяся при сопоставлении результатов теории с опытом, связана с тем, что в любом реальном случае пробой твердого диэлектрика

состоит по крайней мере из двух стадий: стадии нарушения электрической прочности, для которой характерно возрастание тока без увеличения приложенного напряжения, и стадии разрушения диэлектрика, которая обычно сопровождается образованием проводящего канала конечных размеров. Современные теории рассматривают лишь первую стадию, эксперимент же охватывает обычно обе стадии; именно поэтому количественное сравнение теории с экспериментом весьма затруднительно.

В свете сказанного уместно подчеркнуть, что первой основной экспериментальной задачей в настоящее время является разделение стадий пробоя, осуществление таких экспериментальных условий, при которых можно было бы наблюдать увеличение тока при нарушении электрической прочности, независимо от разрушения образца; первым подходом к решению этой задачи может явиться измерение и осциллографирование тока в образце перед пробоем и в момент пробоя. Кстати, почти решающим аргументом в пользу ударной ионизации было бы наличие прямолинейной зависимости логарифма тока при пробое от толщины образца в условиях постоянства напряженности однородного поля. По наклону указанных прямых, если они будут иметь место, можно было бы оценить даже величину эффективного коэффициента ударной ионизации (коэффициента Таунсенда для случая газов).

Второй важной задачей является в настоящее время изучение влияния холодной эмиссии с катода и объемного заряда на процесс электрического пробоя, ибо ряд экспериментальных данных уже сейчас, повидимому, невозможно интерпретировать без привлечения представлений о холодной эмиссии и объемного заряда (предпробивные „шумы", температурная зависимость $E_{пр}$ ионных кристаллов при разных длительностях электрической нагрузки и пр.).

Теории электрического пробоя можно разделить на две группы: теории, рассматривающие разрушение диэлектрика—вторую стадию пробоя, и теории, рассматривающие нарушение электрической прочности—первую стадию пробоя. Все современные теории относятся ко второй группе.

Некоторые классические теории электрического пробоя

Среди старых классических теорий электрического пробоя следует отметить теорию разрыва ионной решетки Роговского и теорию микротрещин Горовица. В теории Роговского подсчитывается напряженность поля, при которой внешняя сила, действующая на ионы, больше или равна максимальной равнодействующей силе связи. Расчет ведется в предположении, что при больших ионных смещениях возвращающая сила не квазиупруга и зависит как от первой, так и от третьей степени смещения вдоль поля и от квадрата смещений в направлениях, перпендикулярных полю. Коэффициент упругой связи и коэффициенты ангармотичности Роговский вычисляет из структуры решетки NaCl, пользуясь точечной моделью и пренебрегая поляризуемостью ионов. Как известно, результат вычислений заключается в том, что разрыв решетки NaCl может наступить лишь при напряженности поля большей или равной $\sim 10^8$ *в/см*. Нужно отметить, что в вычислениях Роговского различие между действующим (локальным) и средним полем не учитывается. Вместе с тем, вычислив тем или иным способом напряженность поля, которое должно действовать на каждый ион решетки для того, чтобы произошел ее разрыв, нужно затем найти напряженность среднего поля, так как именно она определяется экспериментально и называется пробивкой напряженности. Если при первой грубой оценке считать, что внутреннее поле равно Лорентцову полю

$\frac{4\pi I}{3}$ (I — электрический момент единицы объема), то среднее поле $E_{ср} = \frac{3}{\varepsilon+2} E \cong \frac{3}{8} E$ (диэлектрическая проницаемость NaCl $\varepsilon \cong 6$). Кроме того, при больших смещениях ионов, которые должны возникнуть перед разрывом решетки (по Роговскому смещение ионов должно доходить до $\sim 0{,}3$ ближайшего расстояния между ионами), локальное поле должно еще сильнее отличаться от среднего. Простое вычисление с учетом шести ближайших ионов окружения дает, что добавочное внутреннее поле, обусловленное действием зарядов и дипольных моментов смещенных ионов, равно

$$E_{доб} = \frac{q}{a_o^2}\left[\frac{4\xi}{(1-\xi^2)^2} - \frac{4\xi}{(1+\xi^2)^{3/2}}\right] + \frac{\alpha_e E}{a_o^3}\left[\frac{2}{(1-\xi)^3} + \frac{2}{(1+\xi)^3} + \frac{1-4\xi+2\xi^2}{[(1-\xi)^2+1]^{5/2}}\right],$$

где ξ — относительное смещение, равное 0,3, a_o — ближайшее расстояние между ионами, q — заряд иона, α_e — его электронная поляризуемость и E — напряженность поля, действующего на ион.

Поэтому среднее поле равно

$$E_{ср} = \frac{3}{\varepsilon+2}\left[E\left(1 - \frac{L_e}{a_o^3} B\right) - \frac{q}{a_o^2} A\right],$$

где

$$A = \frac{4\xi}{(1-\xi^2)^2} - \frac{4\xi}{(1+\xi^2)^2} \quad \text{и} \quad B = \frac{2}{(1+\xi)^3} + \frac{2}{(1-\xi)^3} + \frac{1-4\xi+2\xi^2}{[(1-\xi)^2+1]^{5/2}}.$$

Вставляя численные значения, получим

$$E_{ср.пр} = \frac{3}{8}\left[0{,}944 \cdot E_{разр} - 66{,}2 \cdot 10^6\right] в/см.$$

Если $E_{разр}$ по Роговскому равно, например, 1.10^8 *в/см* (для случая, когда оно направлено по диагонали куба), то $E_{ср.пр} = 1{,}1 \cdot 10^7$ *в/см* что уже только на один порядок больше экспериментального значения. Если учесть грубую приближенность вычислений, то следует признать это различие не чрезмерно большим. Необходимо далее отметить, что коэффициенты упругой связи и ангармоничности в принципе можно оценить из экспериментальных данных о диэлектрической проницаемости или о собственной частоте колебаний ионов решетки и о температурном коэффициенте диэлектрической проницаемости, вместо непосредственного вычисления на основании структуры решетки, которое требует очень громоздких выкладок и не может быть, повидимому, проведено достаточно точно. К сожалению, указанные экспериментальные данные также не являются достаточно точными. Во всяком случае можно утверждать, что напряженность поля, разрывающего ионную решетку, может быть меньшей 10^8 *в/см* и что в связи с этим полностью отбрасывать возможность такого разрыва во всех случаях, может быть, не следует. Конечно, дело не может обстоять так просто, чтобы сказать, что электрический пробой ионной кристаллической решетки есть разрыв в сильном поле, но нужно считать, что попытки в дальнейшем более строгого вычисления $E_{разр.}$ представляют некоторый интерес.

В теории Горовица вычисляется пробивное напряжение любого твердого диэлектрика в предположении, что электрический пробой осуществляется как разрыв микротрещины на его поверхности. В результате вычислений было получено очень простое выражение для $E_{пр}$ из того условия, что дополнительная энергия эллипсоидальной поверхности трещины, складывающаяся из энергии поля и энергии поверхностного натяжения, имеет максимальное значение при некотором $E = E_{пр}$. По формуле Горовица $E_{пр} = 4\sqrt{\frac{\sigma}{\varepsilon\lambda}}$, где σ — поверхностное натяжение, ε — диэлектрическая проницаемость и λ — длина трещины. Сравнивая вычисленное значение $E_{пр}$ для стекла, фарфора и каменной соли, автор теории пришел к заключению, что вычисленные значения заметно отличаются от экспериментальных. Возможно, что в связи с этим теория Горовица в настоящее время в сущности забыта. Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что экспериментальные значения, которые принимал во внимание в 1927 году Горовиц, были сильно занижены.

Если сравнивать более современные экспериментальные данные с результатами вычислений Горовица, то видно, что расхождение не очень велико. Так, при глубине нормальной к поверхности диэлектрика на трещины 10^{-4} *см* для стекла и фарфора $E_{пр\ выч} \cong 1{,}2 \cdot 10^6$ *в/см* ($E_{пр\ экстр} = (2-4) \cdot 10^6$ *в/см* для стекла и $E_{пр\ экстр.} = (3-7) \cdot 10^5$ *в/см* для фарфора), для каменной соли $E_{првыч}$ $0{,}6 \cdot 10^6$ *в/см*, а экспериментальное значение $\sim 10^6$ *в/см*. Конечно, глубина трещины, если она имеется, не является достаточно хорошо известной, так же как и величина поверхностного натяжения, так что указанное согласие не может считаться в какой-нибудь мере решающим; однако возможно, что при электрическом пробое несовершенных образцов диэлектриков и при пробое технических материалов нужно считаться с возможностью механизма Горовица. Было бы целесообразно поставить соответствующее экспериментальное исследование.

Квантовые теории пробоя, основанные на представлении об ионизации электронным ударом

Идеи Иоффе и Смурова об ударной ионизации в твердых диэлектриках получили плодотворное развитие в работах Хиппеля, который сформулировал основные задачи, подлежащие количественной разработке. В дальнейшем ряд авторов развил концепцию Хиппеля; несколько иные трактовки вопроса были предложены в теории Фрелиха, в теории Адировича, Чуенкова и других. Все эти теории относятся к пробою ионных (полярных) кристаллов. Пробой неполярных кристаллов теоретически обсужден в меньшем числе работ, из которых наиболее крупными являются работы Геллера и Франца. Вторая стадия пробоя качественно рассматривалась Зейтцем.

При обсуждении процесса ударной ионизации в твердом диэлектрике уместно прежде всего поставить общий вопрос о том, почему нельзя распространить закон Пашена для газов, в которых пробой обусловлен ударной ионизацией, на твердые диэлектрики. Пробивное напряжение газа является функцией произведения давления p на расстояние между электродами δ или отношения δ/λ, где λ — длина свободного пробега электрона. При переходе от газа к жидкости или твердому телу плотность увеличивается примерно в 2000 раз. При уплотнении вещества в 2000 раз длина пробега электрона, казалось бы, должна уменьшиться в 2000 раз, а так как согласно закону Пашена $E_{пр}$ приблизительно пропорционально произведению $p\delta$ или отношению δ/λ, то, следовательно, для твердого или жидкого

диэлектрика она должна быть в 2000 раз больше, чем для газа при нормальных условиях. Пробивная напряженность воздуха, как известно, равна $3 \cdot 10^4$ *в/см*, следовательно, $E_{пр}$ твердых и жидких диэлектриков должна была бы составлять $6 \cdot 10^7$ *в/см*. В действительности же оно меньше примерно раз в десять.

Причина этого расхождения заключается в общем в следующем. При движении электронов в газе значительная часть их энергии, накопленной в поле, расходуется на неупругих столкновениях, не вызывающих ионизацию, так как атомы и молекулы газов обладают уровнями возбуждения, лежащими много ниже потенциала ионизации; в плотных же фазах взаимодействие атомов друг с другом настолько велико, что разница между возбуждением и ионизацией почти стирается. Таким образом, накопление энергии электроном в газе под действием электрического поля затруднено значительными предъионизационными потерями (на возбуждение, диссоциацию и пр.) и пробивная напряженность, приходящаяся на единицу плотности, выше, чем для твердого диэлектрика.

Однако тот факт, что нарушение электрической прочности твердого диэлектрика происходит не при любой малой напряженности поля, а при $E_{пр} \sim 10^6$ *в/см* свидетельствует о том, что и в твердом диэлектрике имеют место предъионизационные потери энергии электрона (если пробой обусловлен ударной ионизацией). Так как процесс образования экситона (возбуждение) в кристаллической решетке требует энергии, близкой к энергии ионизации, то основным фактором, определяющим предъионизационные электрические потери электрона, является торможение (рассеяние) электронов проводимости на колебаниях решетки. Сравнительно медленный электрон, сталкиваясь с молекулой, имеющей во много раз большую массу, не может передать ей сколько-нибудь заметную энергию „механическим" путем. Поэтому речь может итти только о рассеянии и торможении электрона на колебаниях решетки.

В некотором грубом приближении можно считать, что электрон, приближаясь к молекуле и электрически взаимодействуя с ней, может изменить силы связи между атомами, образующими молекулу, и изменить колебания их. Молекула переходит при этом в новое колебательное состояние иной более высокой частоты и после удаления электрона, вообще говоря, пребывает в этом новом состоянии. Указанное изменение колебательного состояния молекулы происходит за счет энергии электрона, который теряет квант энергии сравнительно низкой определенной частоты (фонон). Обратный переход тоже имеет конечную, но меньшую вероятность. В газах указанное взаимодействие электронов с атомами в молекуле не может оказать заметного влияния на пробивную напряженность, так как электрон уже за один свободный пробег приобретает слишком большую энергию, и неупругое соударение электрона с молекулой приводит непосредственно к возбуждению или к ионизации. В твердом диэлектрике, наоборот, электрон электрически взаимодействует не с немногими атомами, а с большим числом атомов или ионов, образующих кристаллическую решетку. Поэтому при указанном взаимодействии возникают не только колебания двух ближайших частиц друг относительно друга, но целый спектр упругих колебаний решетки. В связи с этим интервал частот возбуждаемых колебаний делается теоретически неограниченным, а граница возбуждения исчезает.

Как известно, упругие колебания ионной кристаллической решетки делятся на две группы: оптические колебания, для которых разность фаз смещения ионов разных знаков лежит в пределах от $\pi/2$ до π, акустические колебания, для которых эта разность фаз лежит в пределах от 0 до $\pi/2$. Частота оптических колебаний в первом приближении не зависит от длины волны, и может быть найдена из оптических измерений по частоте остаточных лучей. Частота акустических колебаний зависит от длины волны и для длинных волн обратно пропорциональна ей.

Как показали вычисления Каллена, Фрелиха, Зигера и Теллера, потери энергии электрона на оптических колебаниях ионной решетки, отнесенные к единице времени, зависят от энергии электрона ε и переходят через максимум при $\varepsilon_m \cong 4\frac{h}{2\pi}\omega$, где ω — частота оптических колебаний, $\frac{h}{2\pi}\omega$ — энергия фонона.

Если энергия свободных электронов, приобретаемая ими от поля, равна энергетическим потерям, то электрический ток стационарен. Если же напряженность поля настолько велика, что энергия, приобретаемая электронами от поля, превышает энергетические потери, то стационарное состояние нарушается, возникает ударная ионизация, ведущая к электрическому пробою. Вся трудность, далее, состоит в том, чтобы сформулировать количественный критерий пробоя и вычислить теоретически пробивную напряженность, ибо электроны обладают различными энергиями и различными импульсами. В кристалле при наличии сильного поля имеется сложное распределение электронов проводимости по энергии и углам между импульсом электрона и полем.

Хиппелю, а затем Фрелиху удалось сформулировать критерии возникновения ударной ионизации, не решая кинетического уравнения и не имея выражения для указанной функции распределения. Согласно критерию Хиппеля, ударная ионизация возникает тогда, когда энергия, приобретаемая электроном от поля, равна максимальным энергетическим потерям, т. е. потерям электрона с энергией $\varepsilon_m = 4\frac{h}{2\pi}\omega$. Очевидно, что при этом остальные электроны, теряющие меньшую энергию, будут заведомо ускоряться полем. Так как энергия, приобретаемая электроном в поле, зависит от напряженности поля, то критерий Хиппеля дает возможность вычислить пробивную напряженность, если определены энергетические потери электрона на колебаниях решетки. Вычислению последних и посвящены в основном работы, развивающие концепцию Хиппеля.

Фрелих дает другой критерий пробоя, считая, что к электронам проводимости применимо Максвелловское распределение по скоростям вплоть до электронов, обладающих энергией, равной энергии ионизации, и что при любом поле в кристалле существуют электроны с энергией близкой или равной потенциалу ионизации. В этом основное отличие теории Фрелиха от теории Хиппеля, который полагает, что быстрые электроны захватываются дефектами решетки и что до возникновения ударной ионизации, т. е. в стационарном состоянии, быстрых электронов в кристалле нет. Согласно критерию Фрелиха, ударная ионизация возникает тогда, когда энергия, приобретаемая электроном в поле, равна потерям энергии такого электрона, энергия которого равна потенциалу ионизации. Подобно критерию Хиппеля этот критерий также дает возможность вычислить пробивную напряженность. Вычисления Фрелиха, так же как и вычисления Хиппеля—Калена, дают значения $E_{пр}$ по порядку величины, близкие к экспериментальным. Однако, как показал Чуенков, более точные вычисления, в частности более детальный учет отличия эффективного заряда иона от истинного, при оптических и акустических колебаниях приводят к тому, что пробивная напряженность по теории Хиппеля оказывается завышенной, а по теории Фрелиха—заниженной, что представляется, вообще говоря, довольно естественным.

Решению кинетического уравнения посвящены последующие работы (Франц, Геллер и Чуенков). В теории Чуенкова дан физически ясный критерий пробоя, и в результате довольно громоздких вычислений получаются более или менее согласующиеся с опытом результаты.

Все указанные теории при определенных допущениях дают более или менее близкие к экспериментальным численные значения $E_{пр}$ и слабое возрастание $E_{пр}$ с увеличением температуры. Согласно этим теориям, должно иметь место упрочнение в тонких слоях при толщинах около 10^{-5} *см*. Время же развития электронной лавины оказывается очень малым, в связи с чем ожидать упрочнения при временах порядка $10^{-7}-10^{-8}$ *сек* заведомо не приходится. В этом отношении теории ударной ионизации оказываются недостаточными, так как экспериментально показано, как уже говорилось, что при импульсах $10^{-7}-10^{-8}$ *сек* электрическое упрочнение, по всей вероятности, все же имеет место. Возможно, что именно вторая стадия электрического пробоя—разрушение диэлектрика требует времени порядка $10^{-7}-10^{-8}$ *сек*. Однако в таком случае нужно считать, что величина пробивной напряженности связана не только с процессом возникновения ударной ионизации, но и с механизмом разрушения диэлектрика. Это обстоятельство естественно не могло найти отражения в указанных теориях, которые совершенно не затрагивают вторую стадию пробоя.

Для пробоя газов, как известно, характерно статистическое запаздывание. Электрическое упрочнение при малых временах для твердых диэлектриков могло бы быть связано именно с этим процессом, и тогда теории ударной ионизации получили бы завершение в рамках одной первой стадии пробоя. Однако статистическое запаздывание пробоя твердых диэлектриков в однородном поле однозначно еще не установлено, хотя интересные попытки в этом имеются (работы Кавамура и др.). Трудности здесь состоят в том, что число начальных электронов проводимости в твердом теле велико и неопределенно, а также может зависеть от внешних факторов, например, холодной эмиссии с катода. Во всяком случае, детальная экспериментальная проработка вопроса о зависимости $E_{пр}$ от времени при малых временах и связанных с ним вопросов является актуальной физической задачей сегодняшнего дня.

Небезинтересные полуколичественные оценки второй стадии электрического пробоя проделаны Зейтцем. Если условие для возникновения ударной ионизации выполнено, то число вторичных электронов n, порожденное одним начальным, должно быть пропорционально времени пребывания электрона внутри кристалла и, следовательно, будет зависеть от размеров образца, места появления начального электрона и некоторых основных свойств кристалла. Можно для грубой оценки допустить, что пробой диэлектрика наступит тогда, когда каждый атом вещества получит от всех электронов в среднем энергию, равную энергии кристаллической решетки (~ 10 *эв*). Ввиду того, что потенциал ионизации также близок к 10 *эв* для многих кристаллов, результаты рассматриваемой оценки не изменятся, если исходить из того, что при пробое каждый атом должен быть ионизован, и диэлектрик тем самым не будет разрушен, но превратится в проводник. Если $E=10^6$ *в/см* и подвижность электронов в сильных полях ~ 1 *см²/в сек*, то электрон пройдет в направлении поля путь в 1 *см* за время $\tau=10^{-6}$ *сек*, так как скорость его дрейфа будет равна 10^6 *см/сек*. Кроме того, вследствие теплового движения электроны будут диффундировать в плоскости, перпендикулярной полю. Коэффициент диффузии можно оценить, как $D=\lambda v/3$, где λ — длина свободного пробега электрона, v — его скорость; это дает, что $D\cong 1$ *см²/сек*.

Таким образом, при продвижении на 1 *см* в направлении поля электрон будет отклоняться перпендикулярно этому направлению в среднем на расстояние $x=\sqrt{D\tau}=10^{-3}$ *см*. Следовательно, при прохождении пути в 1 *см* за время 10^{-6} *сек* средний электрон будет передавать свою энергию атомам, находящимся в объеме цилиндра радиусом 10^{-3} *см* и длиной 1 *см*. При $E=10^6$ *в/см* эта энергия равна 10^6 *эв*. Число атомов в указанном

объеме $\sim 3\cdot 10^{-6}$ *см*^{3} составляет примерно 10^{17}. При пробое, согласно сделанному допущению, энергия, переданная всем этим атомам, должна быть равна $10\cdot 10^{17} = 10^{18}$ *эв*. Такой суммарной энергией будут обладать $10^{18}/10^6 = 10^{12}$ электронов (т. е. на каждые $10^{17}/10^{12} = 10^5$ атомов в рассматриваемой трубке один первичный электрон должен создать один вторичный электрон).

В действительности разрушению будет подвергаться лишь конец цилиндрического канала, но это не существенно для грубой оценки. Число необходимых ударных ионизаций определяется, очевидно, из равенства $2^n = 10^{12}$, т. е. $n \cong 40$. Если расстояние между электродами δ, то для пробоя необходимо, чтобы средний свободный электрон произвел ионизацию на пути $L \leqslant \frac{1}{40}\,\delta$. Таким образом, кроме критерия возникновения ударной ионизации, необходимо еще определенное соотношение между L и δ. Очевидно, что L уменьшается с ростом напряженности поля. Если толщина δ достаточно мала, то условие $L \leqslant \frac{1}{40}\,\delta$ будет выполняться лишь при повышенной напряженности поля. Отсюда вытекает упрочнение в тонких слоях, которое по оценке Зейтца должно иметь место при толщинах порядка $\sim 10^{-4}$ *см*. Указанная оценка не предусматривает, что первичный электрон может находиться в любом месте диэлектрика, а не у катода. Однако это обстоятельство вряд ли может сильно изменить указанный результат (так как вероятность нахождения начального электрона вблизи катода всегда достаточно велика), но может быть связано с статистическим запаздыванием пробоя. При недостаточной напряженности поля L может быть больше δ, и тогда электронная лавина не завершится пробоем.

Возможно, что подобные электронные лавины могут быть обнаружены в виде заметных импульсов тока перед пробоем. В этом отношении интересны работы Кавамура и его сотрудников, в которых исследовались имеющие место предпробивные „шумы" в слюде [1]). В свете этих соображений приобретают новое значение оставленные в последнее время теории электрического пробоя, не связанные с представлением об ударной ионизации: теория „туннельного" пробоя Зинера, согласно которой рост тока в момент пробоя обусловлен наклонением в сильном внешнем поле энергетических зон и просачиванием электронов из нормальной зоны в зону проводимости; теория пробоя электродного происхождения (просачивание электронов в зону проводимости диэлектрика из катода и из нормальной зоны диэлектрика в анод) (Волькенштейн, Фаулер), теория термической ионизации Френкеля.

Действительно, если электронные лавины недостаточно интенсивны для того, чтобы привести ко второй стадии пробоя, то при увеличении напряженности поля указанные процессы могут стать решающими еще до того, как электронные лавины приобретут достаточную интенсивность.

Существенное значение могут приобрести попытки построения и такой теории, которая бы основывалась на сочетании процессов катодной эмиссии, ударной ионизации и искажения поля объемным зарядом, аналогичные тем, которые сделаны в последнее время для случая пробоя сверхчистых жидкостей.

В работах А. А. Воробьева и Е. К. Завадовской обращается внимание на связь $E_{пр}$ щелочно-галоидных кристаллов с энергией кристаллической решетки W. Имеющую место приблизительную пропорциональность между $E_{пр}$ и W можно было бы объяснить, исходя из теории разрыва кристалли-

---

[1]) В самое последнее время авторы этих работ, однако, пришли к заключению, что предпробивные „шумы" не связаны с образованием электронных лавин.

ческой решетки полем. Однако нет оснований считать, что эта теория оправдывается. Следует подчеркнуть, что из теории ударной ионизации вытекает уменьшение $E_{пр}$ с увеличением постоянной решетки, т. е. с уменьшением энергии кристаллической решетки. Таким образом, указанный параллелизм не является неожиданным и не противоречит, в частности, теориям ударной ионизации.

В заключение общей части доклада нужно подчеркнуть следующие обстоятельства.

1. Процесс электрического пробоя твердых диэлектриков является настолько сложным, что было бы неправильно в настоящее время без достаточных экспериментальных и теоретических обоснований увлекаться построением каких-либо „простых" и псевдо-общих качественных гипотез или теорий, стремясь, так сказать, свести решение системы уравнений с многими неизвестными к одному простейшему уравнению с одним неизвестным.

2. Однако ни в коем случае нельзя делать и обратный вывод о том, что вопрос настолько запутан, что нет никакой надежды внести в него ясность. Мне кажется, что существенная роль ударной ионизации в процессе электрического пробоя в настоящее время не вызывает сомнений. Но природа пробоя не определяется еще лишь возникновением ударной ионизации; эта, последняя, сочетается даже в чистых условиях опыта с холодной эмиссией с катода и усложняется влиянием объемного заряда и процессом разрушения диэлектрика. Интенсивная экспериментальная работа в направлениях, указанных выше в тесном контакте с теоретическими исследованиями, несомненно, в недалеком будущем в значительной степени приоткроет занавес, отделяющий нас от одного из сложнейших и весьма интересных явлений физики твердого тела—электрического пробоя твердых диэлектриков.

Переходя ко второй части доклада, следует заметить, что на практике часто имеют место случаи пробоя, которые на первый взгляд трудно классифицировать, исходя из общих положений, изложенных выше. Эти случаи нужно четко отделять от других физически более простых, не ставя перед природой вопросов, на которые она не может дать ответа. Сюда относится в первую очередь явление пробоя макроскопически неоднородных диэлектриков.

О температурной зависимости $E_{пр}$ при электрическом пробое

Во второй части доклада я позволю себе изложить отдельные экспериментальные результаты, полученные в лаборатории физики диэлектриков физического института им. Лебедева АН СССР, которые могут явиться иллюстрацией общих положений, изложенных выше. Важному вопросу о зависимости электрической прочности некоторых твердых диэлектриков от времени импульса и от толщины посвящен отдельный доклад Е. А. Коноровой, и я на этом вопросе останавливаться не буду. Другим существенным с нашей точки зрения вопросом является температурная зависимость электрической прочности щелочно-галоидных монокристаллов при разной длительности приложения напряжения. Соответствующее исследование проводится у нас Л. А. Сорокиной.

На предыдущих совещаниях в прениях по докладам А. А. Воробьева и Е. К. Завадовской я указывал, что в иностранной литературе имеется несколько работ, в которых получена зависимость $E_{пр}$ щелочно-галоидных кристаллов в области электрического пробоя от температуры, в противоположность старым работам немецких и советских ученых. Принципиальная важность явления, некоторая противоречивость указанных экспери-

ментальных результатов и отрицательное отношение к ним со стороны докладчиков и некоторых других специалистов, заставили нас поставить систематическое исследование, которое еще не закончено, но позволяет сделать уже сейчас достаточно однозначные выводы.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные разных авторов. Видно, что почти во всех случаях получена зависимость $E_{пр}$ от температуры, которая при постоянном напряжении выражается кривой с максимумом, а на импульсах с уменьшением длительности импульса превращается в монотонно растущую кривую, близкую к прямой.

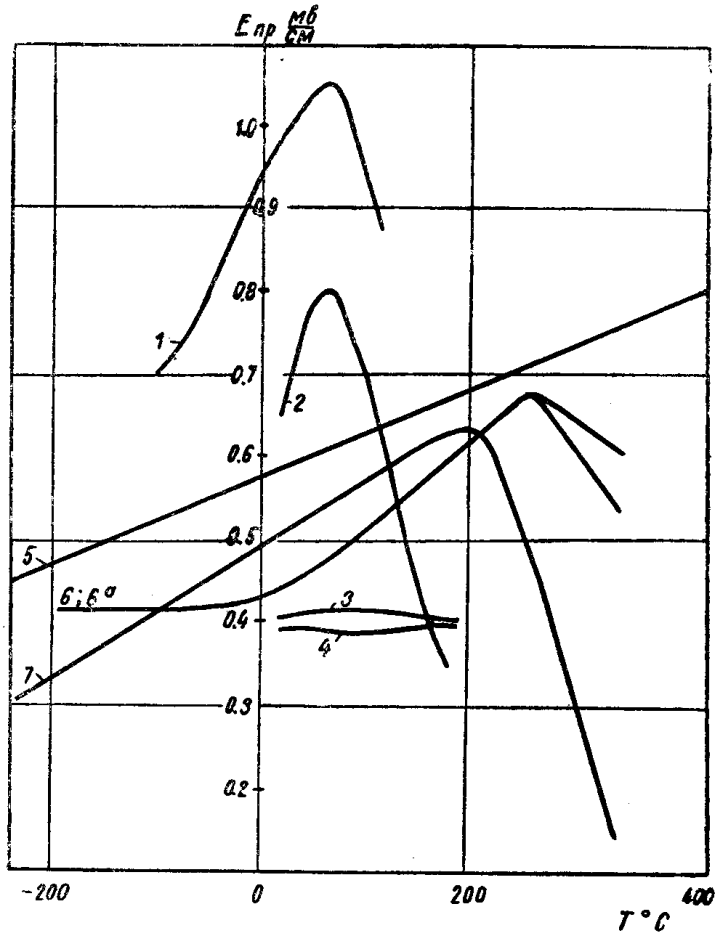

Рис. 1. Зависимость $E_{пр}$ от температуры.

1—пост. напр. и $2 \cdot 10^{-8}$ *сек*; 2—пост. напр.; 3—импульсы 10^{-4} *сек*; 4—импульсы $5 \cdot 10^{-8}$ *сек*; 5—импульсы 10^{-6} *сек*; 6—импульсы 10^{-4} *сек*; 7—пост. напр. и 60 *гц*; 5, 6, 6а и 7—Hippel и Alger, KBr [1]; 2, 3 и 4—Inuishi и Suita, KCl [2]; 1—Calderwood и Cooper [3].

В некоторых работах температурный максимум $E_{пр}$ не обнаружен и при постоянном напряжении. Абсолютная величина $E_{пр}$ на импульсах у одних авторов выше максимума $E_{пр}$ на постоянном напряжении, у других, наоборот, ниже. В отдельных случаях при длительности импульса 10^{-6}*сек* вообще не наблюдалась температурная зависимость $E_{пр}$.

В нашей работе проведено измерение температурной зависимости $E_{пр}$ монокристаллов KBr на постоянном напряжении и на импульсах длительностью 10^{-2},10^{-4} и 10^{-6} *сек* в области температур выше 0°С (область низких температур обследуется в настоящее время). Одним из наиболее су-

аучно техническая
библиотека ТПИ
№ 13078

щественных для получения надежных результатов обстоятельством является равномерный нагрев образцов, обеспечивающий отсутствие растрескивания образцов. Кристаллы KBr выращивались из расплава, раскалывались на пластинки площадью 1—2 $см^2$ и толщиной 3—4 *мм*, в которых высверливались цилиндрические углубления с полусферическим дном. Толщина образца в наиболее тонком месте при этом доводилась до 0,2—0,3 *мм*. После такой обработки образцы подвергались отжигу для снятия механических напряжений, полученных при сверлении. Отжиг проводился при температуре, близкой к температуре плавления ($t_{пл} = 730°C$, $t_{отж} = 680 - 700°C$) в течение 2—3 часов, после чего образцы медленно охлаждались. Указанный отжиг заметно уменьшал разброс значений $E_{пр}$. После отжига полировались поверхность лунки и плоская поверхность образцов, и толщина образца доводилась до 0,1—0,2 *мм*. Перед нанесением электродов образцы просматривались под микроскопом для обнаружения видимых трещин и царапин на полированных поверхностях. Электроды наносились вакуумным распылением серебра. Пробой образцов производился в фарфоровом стакане, в масле или кремний органической жидкости; высоковольтный электрод опускался в лунку. Нагрев производился с помощью термостата и контролировался несколькими термопарами. Скорость нагрева устанавливалась с таким расчетом, чтобы показания трех термопар, прижатых к образцу, и термопары в жидкости совпадали, а показание термопары, помещенной внутрь металлического заземленного электрода, превышало показания остальных термопар не более чем на 10°C. При этом трещин на образце не возникало. Время нагрева, выбранное указанным образом, составляло при повышении температуры от комнатной до 50°C—1,5—2 часа, а при повышении температуры до 200°C—около 4-х часов.

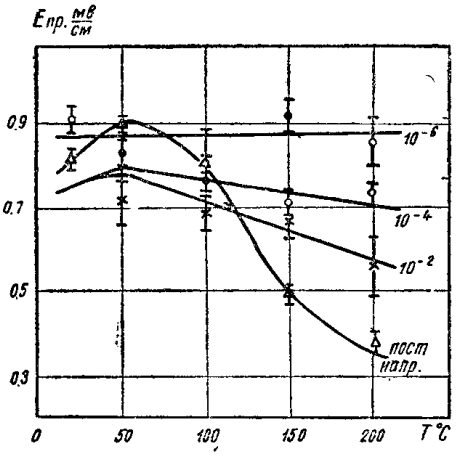

Рис. 2.

Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 2. Экспериментальные значения $E_{пр}$ являются средними из 12—15 измерений. Разброс экспериментальных данных, показанный на рис. 2, сравнительно невелик и не вуалирует полученные закономерности. Можно считать установленным, что в вышеописанных экспериментальных условиях электрическая прочность кристаллов KBr на постоянном напряжении имеет явный температурный максимум при 50°C, с уменьшением длительности импульса этот максимум сглаживается и при длительности импульса 10^{-6} *сек* имеет место монотонное возрастание $E_{пр}$ с увеличением температуры. Таким образом, наши результаты подтвердили в основном результаты, полученные для KBr Хиппелем и Алджером с той разницей, однако, что температурный максимум $E_{пр}$ по нашим данным соответствует +50°C, а не +200°C, как у Хиппеля и Алджера. Следует отметить, что в этой работе применялись не серебряные, а золотые электроды. В других работах золотые электроды не применялись, и температура максимума $E_{пр}$ оказалась близкой к 40—50°C. Существенно, что температурный максимум $E_{пр}$ ионных кристаллов имеет место лишь при достаточно большой длительности приложения напряжения.

В связи с этим применимость второй, так называемой, „высокотемпературной" теории Фрелиха ставится под большое сомнение. Эта теория имеет, однако, в известной мере общее значение, так как является пока,

повидимому, единственной работой, в которой делается попытка учесть влияние дефектов решетки на процесс электрического пробоя. При низких температурах число электронов на дефектных уровнях мало, поскольку мало число дефектных уровней. При повышении температуры число дефектных уровней сильно возрастает и в процессе электрического пробоя, по предположению Фрелиха, начинают участвовать электроны, захваченные дефектами решетки. При достаточно высокой температуре вероятность столкновения свободного электрона с электроном на локальном уровне может заметно превышать вероятность рассеяния на колебаниях решетки. В этом случае, как в плазме газового разряда, электроны в кристалле при наличии сильного поля должны обладать собственной „электронной температурой" T_e, превышающей температуру решетки T_o.

Далее, предполагается, что свободные электроны, получив энергию от поля U, взаимодействуя с электронами на локальных уровнях, передают энергию этим последним, а не непосредственно решетке. Электроны на локальных уровнях в свою очередь передают энергию решетке. При этом рассматриваются уровни различной глубины, но основную роль играют мелкие уровни, лежащие ниже зоны проводимости на ΔV при $\Delta V \ll 1$ *эв*. В отличие от первой теории Фрелиха и теории Хиппеля здесь определяется энергия, приобретаемая от поля всеми электронами проводимости, и энергия, отдаваемая решетке всеми электронами на локальных уровнях. Распределение электронов между зоной проводимости и локальными уровнями находится с помощью функции Ферми-Дирака.

Приближенные вычисления приводят к тому, что энергия, приобретаемая в среднем одним электроном от поля A, возрастает с увеличивающейся скоростью при росте электронной температуры, а энергия, отдаваемая в среднем одним локальным электроном решетке (потери энергии) B, с ростом электронной температуры увеличивается с уменьшающейся скоростью. При этом величина A возрастает, естественно, и при увеличении напряженности поля. Критерий пробоя определяется так же, как и раньше, равенством величин A и B, но лишь при определенном значении электронной температуры T_e, соответствующей касанию кривых $A=f(T_e)$ и $B=f(T_e)$. Если кривые пересекаются, то устанавливается стационарное состояние, если кривая $A=f(T_e)$ идет выше кривой $B=f(T_e)$, то стационарное состояние невозможно. Граничным случаем является, очевидно, случай касания кривых. С помощью указанного критерия пробоя Фрелих оценивает величину $E_{пр}$; оказывается, что $E_{пр}$ уменьшается с увеличением температуры кристалла T_o, а критическая электронная температура лишь немного превышает температуру кристалла.

Таким образом, в области температур выше некоторой определенной T_c $E_{пр}$ по Фрелиху должно уменьшаться с ростом температуры. При $T_o=T_c$ число столкновений свободных электронов с колебаниями решетки сравнимо с числом столкновений их с локальными электронами. При $T_o<T_c$— локальных электронов, как указывалось выше, мало, и основную роль приобретает взаимодействие свободных электронов с колебаниями решетки (рассматриваемое всеми теориями ударной ионизации), при котором $E_{пр}$ растет с увеличением температуры. Отсюда вытекает, что вблизи T_c должен иметь место максимум $E_{пр}$. Увеличение числа дефектов структуры при переходе от монокристаллического к поликристаллическому и аморфному состоянию диэлектрика должно понижать температуру T_c и, следовательно, температуру максимума $E_{пр}$. Согласно изложенным соображениям Фрелиха, при электрическом пробое аморфных диэлектриков $E_{пр}$ должно уменьшаться с температурой в широком диапазоне температур. С другой стороны, уменьшение длины свободного пробега электрона должно, вообще говоря, увеличивать $E_{пр}$. Таким образом, открывается возможность оценить изменение величины и температурной зависимости

$E_{пр}$ при изменении структуры диэлектрика. С указанными результатами качественно согласуются экспериментальные данные о температурной зависимости $E_{пр}$ кристаллического и аморфного кварца.

К сожалению, изменение температурной зависимости $E_{пр}$ ионных кристаллов при изменении длительности электрической нагрузки, которое подтверждено нашими экспериментальными данными, не укладывается в рамки „высокотемпературной" теории Фрелиха. Хотя процесс передачи энергии от свободных электронов локальным и от локальных—решетке может быть и требует иного (большего) времени, чем процесс непосредственной передачи энергии от свободного электрона решетке, и время развития пробоя может быть различным. Однако вряд ли можно думать, что температурная зависимость $E_{пр}$ при постоянном напряжении отличается от температурной зависимости $E_{пр}$ уже при сравнительно длительных импульсах (10^{-2} *сек*).

Поэтому более вероятной причиной температурного максимума $E_{пр}$ следует признать в согласии с Хиппелем влияние объемного заряда, которое достаточно мало лишь при сравнительно кратковременных импульсах ($\sim 10^{-6}$ *сек*). При этом следует иметь ввиду, что объемный заряд может быть двух видов: электронный (при наличии катодной эмиссии) и ионный—положительный, образующийся при продвижении электронной лавины.

Количественный учет влияния объемного заряда представляет, повидимому, весьма большие трудности. Если объемный заряд увеличивает напряженность поля в достаточном объеме диэлектрика, то $E_{пр}$ должна падать. Если, наоборот, образуется объемный заряд в тонком слое вблизи электрода противоположного знака, то в большей части объема диэлектрика поле ослабляется и, вообще говоря, $E_{пр}$ может возрасти при условии, что увеличение поля у катода, вызывающее рост холодной эмиссии, не влияет на процесс пробоя (в противном случае результат может быть обратным). В одной из недавних работ [3] влияние объемного заряда исследовалось с помощью одновременного приложения к образцу высокого постоянного напряжения, создающего, по мнению авторов, объемный заряд, и добавочного импульсного напряжения разной полярности. Оказалось, что при невысоких температурах (10°С) объемный заряд увеличивает пробивное напряжение, а при высоких (180°С) вообще не оказывает влияния. Таким образом, объемный заряд может оказать различное влияние на величину $E_{пр}$.

Хиппель предполагает, что температурный максимум $E_{пр}$ объясняется снижением $E_{пр}$ при низких температурах под влиянием электронного объемного заряда, образованного за счет холодной эмиссии, и уменьшением $E_{пр}$ под влиянием положительного объемного заряда при высоких температурах. Вблизи температурного максимума, по мнению Хиппеля, происходит компенсация действия отрицательного и положительного объемного заряда. В связи с вышеуказанным, это предположение является экспериментально недостаточно обоснованным. Таким образом, хотя в настоящее время экспериментальных данных явно недостаточно для детальной интерпретации температурного хода $E_{пр}$ ионных кристаллов, однако представляется вероятным, что при достаточно больших длительностях приложения напряжения сочетание объемного заряда с холодной эмиссией с процессом ударной ионизации оказывает наиболее существенное влияние на ход кривой $E_{пр} = f(T)$.

Пробой неоднородных диэлектриков (поликристаллических титанатов)

Перейдем теперь к другому циклу явлений из области пробоя твердых диэлектриков, имеющему существенное практическое значение. Выше

говорилось о том, что часто наблюдаются такие экспериментальные закономерности, которые без достаточно подробного анализа нельзя отнести ни к тепловому, ни к электрическому пробою. Это имеет место особенно при исследовании в широком диапазоне частот и температур твердых диэлектриков сравнительно сложной структуры. В качестве примера позвольте привести некоторые из экспериментальных результатов по исследованию электрической прочности поликристаллических титанатов, полученные в нашей лаборатории В. И. Сарафановым [4, 5]. Измерение $E_{пр}$ титанатов магния, цинка, кальция, бария, тетратитаната бария и стронцийви-

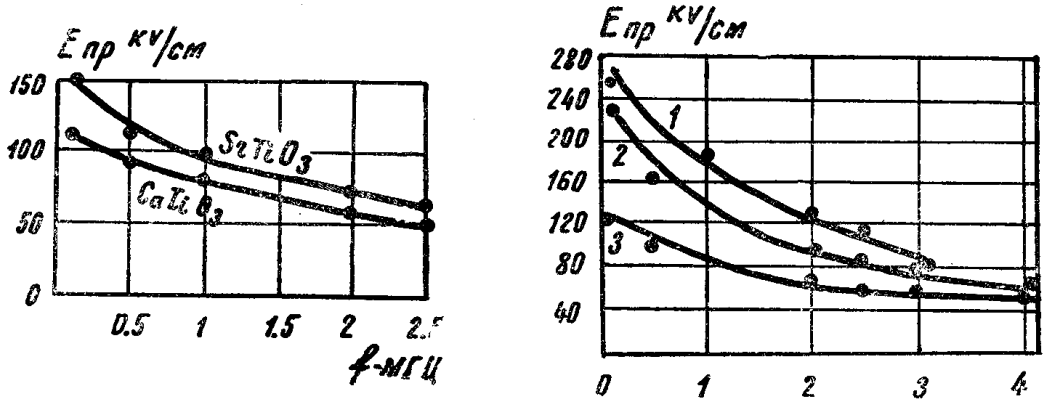

Рис. 3. 1—$MgTiO_3$ 2—$ZnTiO_3$ 3—$Ba04TiO_3$

смуттитаната (СВТ) в зависимости от частоты (постоянное напряжение 50 *гц*, 143 *кгц*, 1 *мггц* и 2,5 *мггц*) и от температуры (от комнатной до 30°С) в условиях приблизительно однородного поля показало в общем, что $E_{пр}$ большинства титанатов уменьшается с ростом частоты и почти не зависит или слабо зависит от температуры в довольно широком интервале температур (рис. 3, 4). На первый взгляд кажется, что эти закономерности

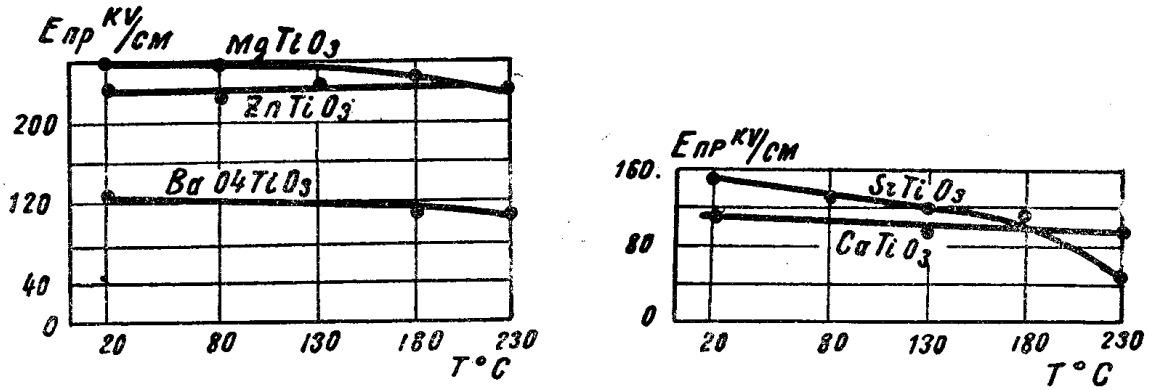

Рис. 4.

не могут быть отнесены ни к тепловому, ни к электрическому пробою. При высоких частотах (более 1 *мггц*) пробой всех титанатов является тепловым, несмотря на сравнительно слабую температурную зависимость $E_{пр}$, связанную с тем, что фактор потерь $\varepsilon \operatorname{tg}\delta$ сравнительно медленно увеличивается с ростом температуры. Это видно из рис. 5, на котором представлена зависимость температуры образца от времени при разных значениях напряженности поля частоты 2,5 *мггц* для титаната цинка. При $E \geqslant E_{пр}$ температура прогрессивно возрастает со временем, и происходит пробой. При $E < E_{пр}$ устанавливается стационарное состояние при некоторой по-

стоянной температуре. При частоте 50 *гц* пробой всех титанатов является электрическим, закономерности которого усложнены неоднородностью материала (практическая независимость $E_{пр}$ от температуры вплоть до 180°С не может иметь места в случае теплового пробоя).

При постоянном напряжении пробой титаната стронция, бария и, по всей вероятности, тетратитаната бария является тепловым, а остальных— электрическим.

В промежуточной области частот (140 *кгц*—1 *мггц*) пробой титанатов имеет особый характер, обусловленный наличием воздушных пор в поликристаллической титанатовой керамике. В работе Пирятинского [6] было дано представление об термоионизационном, точнее электротермомеханическом пробое пористой керамики, согласно которому выделение тепла в воздушных порах при ионизации повышает температуру (точнее температурный градиент) на стенке поры, и поэтому керамика механически разрушается. Это представление в общем применимо к пробою титанатов в интервале частот 100 *кгц*—1 *мггц*. Однако следует отметить, что формула, полученная Пирятинским для $E_{пр}$, содержит некоторые ошибки. Удельное тепловыделение в поре Пирятинский оценивает по диэлектрическим потерям в материале, справедливо относя эти потери при высокой частоте и высоком напряжении в основном к энергии, затрачиваемой на ионизацию пор. Полагая далее, что согласно экспериментальным данным $tg\,\delta = k_1 E_{ср}$, он приравнивает удельные потери в материале к удельным потерям в поре, что неверно. На самом деле, удельные потери в поре должны быть больше,

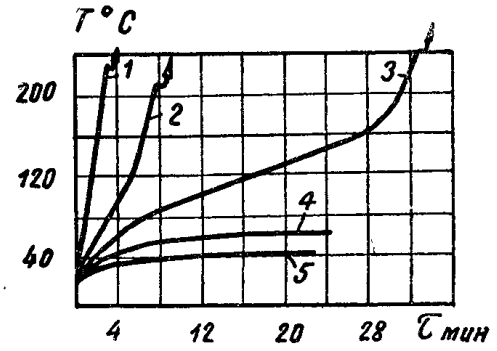

Рис. 5. Зависимость температуры образца от времени для титаната цинка при; $f = 2{,}5$ *мгц*. и E_m, равном: 1—44 *кв/см*. 2—34 *кв/см*; 3—30 *кв/см*; 4— 25 *кв/см*; 5—21 *кв/см*.

если $P_{мат} = \dfrac{f\varepsilon . \operatorname{tg}\delta E^2_{ср}}{k}$, то $P_{пор} = \dfrac{f\varepsilon \operatorname{tg}\delta E^2_{ср}}{k\Theta}$, где $k = 4\pi 9 \cdot 10^{11}$,

и Θ — объемная концентрация пор. Если $\Theta = 0{,}01$, то удельные потери в поре в 100 раз больше, чем определенные Пирятинским. Именно в этом случае они, как показывает оценка, достаточны для создания такого градиента температуры, а не величины температуры, как считает Пирятинский, на стенке поры, при котором возможно механическое разрушение керамики. Кроме этого, у Пирятинского по недоразумению из расчетов выпала диэлектрическая проницаемость материала. Таким образом, формула эта должна иметь следующий вид

$$E_{пр} = \sqrt[3]{\frac{3\lambda\sigma_{кр}\Theta(1-\nu)}{\alpha\beta a^3 k_1 f \varepsilon}}, \qquad (1)$$

где $\sigma_{кр}$ — временное сопротивление материала, ν — коэффициент Пуассона, α — коэффициент линейного расширения, β — модуль Юнга, a — радиус поры, λ — теплопроводность материала, $k = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}$.

Формула Пирятинского в отличие от приведенной не содержит ε и Θ.

Закономерности для $E_{пр}$ титанатов в промежуточном интервале частот (100 *кгц*—1 *мгц*) отвечает формуле (1), ибо $E_{пр}$ приблизительно обратно пропорционально $\sqrt[3]{f}$ и практически не зависит от температуры до 180°С. При более высоких температурах для некоторых титанатов имеет место

чисто тепловой пробой. Кроме того, уменьшение $E_{пр}$ с ростом ε согласно формуле (1) в указанном интервале частот и температур качественно выполняется за некоторыми исключениями.

Представляют значительный интерес закономерности пробоя стронций висмуттитаната—диэлектрика, обладающего весьма высокой диэлектрической проницаемостью (800—1000), но не являющегося сегнетоэлектриком. Диэлектрики указанного типа были нами открыты и изучены последнее время довольно подробно. О механизме поляризации и потерь этих диэлектриков я сообщу в моем втором докладе. Здесь же позволю себе вкратце остановиться на пробое стронцийвисмуттитанатов.

На рис. 6 представлены кривые зависимости $E_{пр}$ СВТ от температуры при постоянном напряжении, частоте 50 *гц* и частоте 140 *кгц*. Видно, что в области температур 20—180°С практически $E_{пр}$ не зависит от температуры. При температуре—180°С имеет место явно повышенное значение $E_{пр}$. При температурах выше 200°С имеет место в случае постоянного напряжения тепловой пробой ($E_{пр}$ падает с температурой).

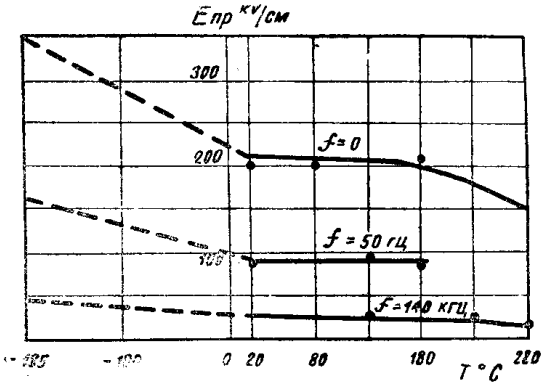

Рис. 6. Зависимость $E_{пр}$ и СВТ от температуры.

Механизм электротермомеханического пробоя для интервала 20—200°С, повидимому, не имеет места, так как в связи с сравнительно низким значением $E_{пр}$ при частоте 50 *гц* и 140 *кгц* поле в малой поре недостаточно для ее интенсивной ионизации и пробоя. При постоянном напряжении постоянная времени зарядки пор больше, чем время подъема напряжения, имевшее место в экспериментальных условиях, и трудно ожидать, чтобы поры пробивались достаточно часто. При постоянном напряжении и частоте 50 *гц* пробой СВТ по всей видимости носит электрический характер; пониженное значения $E_{пр}$, может быть, можно отнести за счет многофазного строения керамики, хотя этот вопрос еще недостаточно ясен. При частоте 140 *кгц*, несмотря на отсутствие температурной зависимости $E_{пр}$ в интервале 20—280°С, пробой является тепловым пробоем, но особого рода. На рис. 7 и 8 приведены кривые зависимости установившейся температуры образца от времени при разных напряженностях поля частоты 140 *кгц* и кривая зависимости установившейся температуры от напряженности поля. Видно, что если $E \geqslant E_{пр}$, то рост температуры замедляется, однако заканчивается пробоем. Из рис. 7 видно, что наклон кривой $T = f(E)$ резко возрастает при некотором E ($E = 8 - 12$ *кв/см*), а затем снова уменьшается и только при новом возрастании температуры с напряженностью поля наступает пробой. Указанная закономерность навела на мысль о том, что вблизи 190—200°С при частоте 140 *кгц* должен иметь место второй добавочный максимум $\operatorname{tg}\delta$ и ε. Измерения показали, что эта мысль правильна (рис. 9).

Таким образом, при сложной зависимости ε и tg δ от температуры закономерности теплового пробоя также усложняются. В связи с изложенным нужно отметить, что задача экспериментального и теоретического изучения закономерностей теплового пробоя диэлектриков с ярко выраженной релаксационной поляризацией и потерями (твердые диэлектрики, содержащие слабо связанные ионы в дефектах структуры или дипольные радикалы) представляет безусловный интерес.

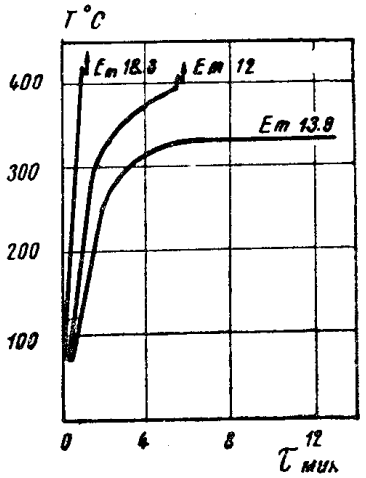

Рис. 7.

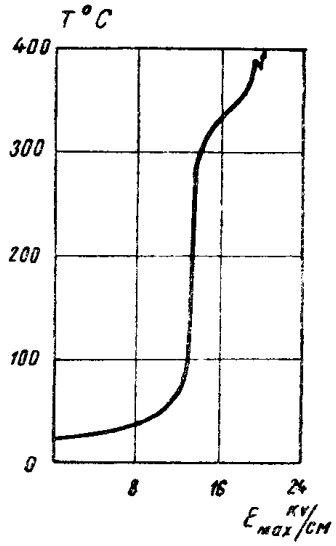

Рис. 8.

Пробой поликристаллических титанатов исследовался в нашей лаборатории в таких экспериментальных условиях, когда влияние тепловых процессов и других усложняющих факторов исключено, т. е. при импульсах разной длительности с электродами в максимально возможной степени однородности поля (в плоских образцах высверливались и полировались сферические лунки). Результаты измерений, проведенных В. В. Краснопев-

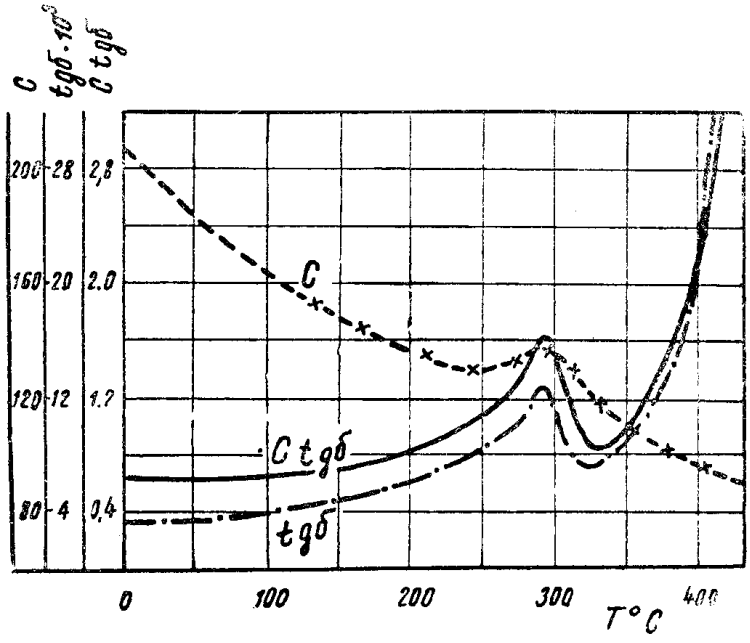

Рис. .

цевым, представлены на рис. 10 для титаната цинка, имеющего наиболее высокую электрическую прочность среди всех титанатов, титаната бария и СВТ. Можно думать, что при длительностях импульса 10^{-6} *сек* и менее влияние тепловых процессов исключено. Практическое отсутствие зависимости $E_{пр}$ титаната цинка, титаната бария и СВТ от времени вплоть до 10^{-6} *сек* подтверждает сделанное выше заключение, что пробой этих диэлектриков имеет электрический характер. Упрочнение СВТ в районе очень малых длительностей импульса (меньше 10^{-6} *сек*) может быть связано с наличием в материале разных структурных фаз, из которых одна (кристаллическая) характеризуется релаксационной поляризацией и высокой диэлектрической проницаемостью.

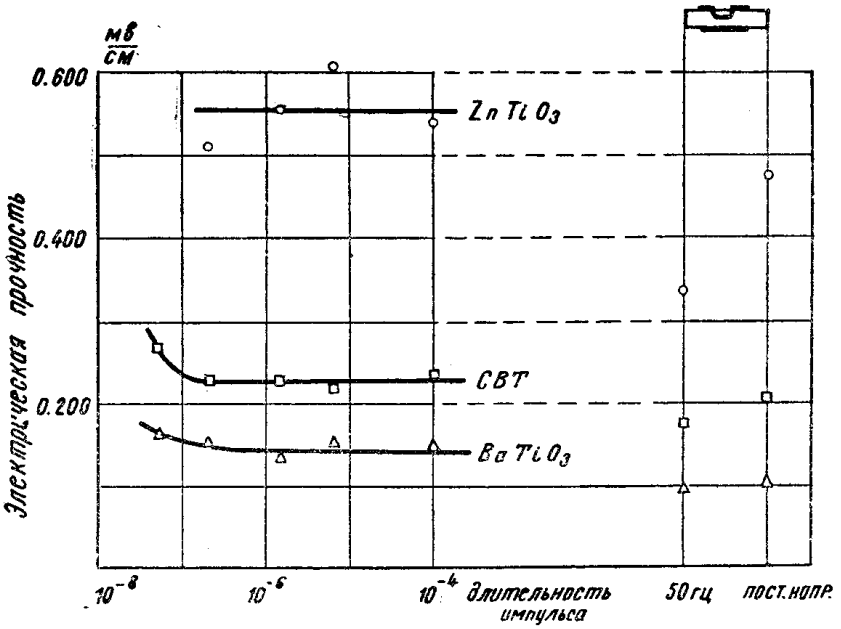

Рис. 10.

Действительно, поле в межкристаллических прослойках, имеющих малую диэлектрическую проницаемость, много сильнее, чем в кристалликах с $\varepsilon \sim 1000$, и поэтому пробой должен начинаться с разрушения (пробоя) межкристаллических прослоек. Поэтому, чем выше ε кристалликов, тем ниже должно быть $E_{пр\ ср.}$ С другой стороны высокая ε обусловлена релаксационной поляризацией, время релаксации которой при комнатной температуре не очень мало ($10^{-6} — 10^{-7}$ *сек*). Следовательно, при длительностях импульса 10^{-7} *сек* релаксационная поляризация не успевает развиться, ε кристалликов заметно меньше 1000, поле в межкристаллических прослойках относительно меньше, и $E_{пр.\ ср.}$ выше. При понижении температуры время релаксации поляризации СВТ сильно возрастает, поэтому, если правильно указанное предположение, то при низких температурах электрическое упрочнение должно иметь место, начиная с больших длительностей импульса. Это обстоятельство в настоящее время нами проверяется экспериментально.

Труднее интерпретировать электрическое упрочнение титаната бария, ε которого начинает уменьшаться лишь при 10^{10} *гц*, и время релаксации поляризации, следовательно, много меньше, чем для СВТ. Приходится допустить, исходя из того, что $E_{пр}$ $BaTiO_3$ при постоянном напряжении, когда пробой его имеет чисто тепловой характер, близко к $E_{пр}$ на импульсах, что вследствие большой проводимости тепловые процессы играют роль даже при пробое на импульсах и только при $\tau \leqslant 10^{-7}$ *сек*

влияние их ослабляется. Указанная интерпретация нам не кажется все же удовлетворительной. На очереди задача исследования электрической прочности монокристаллов с высокой диэлектрической проницаемостью в области электрического пробоя и выяснения влияния внутреннего поля на процесс пробоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hippel A and Alger P. S. Phys. Rev. **76**, 127, 1949.
2. Inuishi J and Suita T. J. Phys. Soc. Japan, **8**, № 4, 567, 1953.
3. Calderwood and Cooper, Proc. Phys Soc, **66**, 2, 74, 1953.
4. Сарафанов В. И., ЖЭТФ, **27**, № 5 (11), 590, 1954.
5. Сканави Г. И. и Сарафанов, ЖЭТФ, **27**; № 5 (II), 595, 1954.

Москва, физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
5	15 сверху	Зинерман	Зингерман
9	2 снизу	пробивкой напряженности	пробивной напряженностью
13	4 сверху	$\varepsilon_m \cong 4\,\frac{h}{2\pi}$	$\varepsilon \cong 4\,\frac{h}{2\pi}\,\omega$
24	подпись под рисунком	рис.	рис. 9.
50	14 сверху	$\frac{1}{M_L^{ак}} = \left\{ \frac{1}{M} \right.$	$\frac{1}{M_L^{ак}} = \left\{ \frac{1}{M_-} \right.$
53	10 сверху	$\frac{df^{1/2}}{d\varepsilon}$	$\frac{df^{1}{}_{2}}{d\varepsilon}$
57	5 сверху	$\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{1{,}3\,\varepsilon}}\right) e^{\frac{q}{E}(\varepsilon - I)^2}$	$\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{1{,}3\,\varepsilon}}\right) e^{\frac{q}{E}(\varepsilon - I)^2}$
64	Уравнение (87)	$l_2(\varepsilon_2, \varepsilon_1) = l_1 e^{-\frac{1}{l_0}}$	$l_2(\varepsilon_2, \varepsilon_1) = l_1 e^{\frac{l_1}{l_0}}$
65	18 снизу	$I \div 2\varepsilon_p$	$I + 2\varepsilon_p$
85	7 снизу	$10^{14} \cdot \frac{\pi\, 0{,}52 \cdot 10^{-2}}{4} \cdot 10^{-}$,	$10^{14}\,, \frac{\pi \cdot 0{,}52 \cdot 10^{-2}}{4}\; 10^{-2}$
111	2 сверху	производимости	проводимости
111	8 и 10 сверху	активизации	активации
120	5 сверху	прочности химического	прочности от химического
135	литерат. 6	стр...	стр. 113
147	11 снизу	$\varepsilon = 1000$	$\varepsilon \approx 1000$
148	подпись к рис. 4.	$u_{разр.}\ u_{проб.}$	$u_{разр.} / u_{проб.}$
204	рис. 1	KbBr	RbBr
253	подпись к рис. 6	2 – f = 4.10^3 *гц*; 3 – f = 10^2 *гц*	2 — f = 4.10^2 *гц*; 3 — f = 10^3 *гц*
273	7 сверху	KCJ	KCl
290	подпись к рис. 4	210^5	2.10^5
294	1 снизу	от 10	от 10^{-4} при f = 2.10^7 до 6 10
282		таблица	таблица 2
324	3 сверху	стр. 269	стр. 251
336	16 снизу	[3,4]	[3]
337	10 сверху	[5]	[4]
337	4 снизу	[6]	[5]
337	1 снизу	[7]	—
338	2 сверху	[8]	[6]
338	4 и 5 сверху	[9,10]	[7,8]
339	8 снизу	[11,12]	[9,10]
340	14 сверху	[13]	[11]
347	23 снизу	[14]	[12]
347	3,4 снизу	[15]	—
348	17 снизу	[16]	[13]
359	4 сверху	$\psi_\varphi [M] x = \text{Const}$	$\psi_\varphi [M]^x = \text{Const}$
451	1 снизу	механический	технический