

К ВОПРОСУ О СТАТИСТИЧЕСКОМ ЗАПАЗДЫВАНИИ ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Е. А. КОНОРОВА

Поскольку в настоящее время наиболее принятыми теориями электрического пробоя твердых диэлектриков являются теории ударной ионизации электронами, постольку можно предполагать, что некоторые закономерности, уже установленные для газов, применимы и для твердых диэлектриков. Поэтому естественно возник вопрос о статистическом запаздывании электрического пробоя. Если бы экспериментаторам удалось доказать существование статистического запаздывания пробоя в твердых диэлектриках, то это было бы одним из решающих доказательств правильности теории ударной ионизации. Как известно, многими экспериментаторами было установлено, что если и существует статистическое запаздывание, то оно во всяком случае имеет порядок не более 10^{-8} сек. Так как тот же порядок величины может иметь время, необходимое для разрушения диэлектрика, то вопрос о статистическом запаздывании экспериментально до сих пор остается открытым.

Были сделаны попытки теоретически оценить время, необходимое для развития лавины. Уайтхед [1] подсчитал это время, исходя из критерия пробоя, предложенного Фрелихом, как время, необходимое для приобретения электроном скорости, достаточной для ионизации.

В результате расчета получилась величина порядка 10^{-10} сек.

Чуенков [2] на основании предложенного им критерия пробоя также определил время ускорения электрона до энергии ионизации. Оно оказалось равным 10^{-13} сек.

Для кристаллов с нарушенной структурой и аморфных тел Фрелих [3] предположил передачу энергии поля электронами проводимости не непосредственно решетке, а путем возбуждения электронов, находящихся на дефектных уровнях. При таком механизме обмена энергией можно было бы ожидать задержки в приобретении электроном достаточной энергии. Однако соответствующий расчет, произведенный Симпсоном [1], показал, что время, необходимое для пробоя, лежит между 10^{-10} — 10^{-12} сек. Таким образом, все приведенные расчеты показывают, что время образования лавины значительно меньше 10^{-8} сек времени, при котором экспериментаторы обнаружили упрочнение.

В 1949 году Зейтц [4], придерживаясь в основном взглядов Хиппеля, указал, на возможность отклонения поведения электрона от среднего. Рассуждения Зейтца сводятся к следующему. Электрон проводимости в электрическом поле имеет некоторую вероятность пройти без столкновений расстояние, необходимое для приобретения энергии ионизации. Эта вероятность определяет промежуток времени, за который электрон может один раз ускориться до энергии ионизации. Эта же вероятность, с другой стороны, определяет путь, пройдя который, электрон испытывает одно столкновение, сопровождающееся актом ионизации. Таким образом, можно ввести понятие длины „свободного пробега“ электрона λ , которая зави-

сит от величины приложенного поля. Согласно Зейтцу, эта длина свободного пробега определяется формулой:

$$\lambda = \frac{E \epsilon'}{e E_n^2} \exp(\alpha E_n/E),$$

где E_n — пробивное поле, подсчитанное по критерию Хиппеля;
 E — приложенное поле;
 ϵ' — энергия, передаваемая электроном решетке за одно столкновение;
 α — коэффициент, который по подсчетам Зейтца равен 3,8 для неполярных кристаллов и близок к этой величине для полярных.
 Для КВг $E_n = 0,85 \cdot 10^6$ в/см и $\epsilon' = \varphi = 0,021$ эв. При этом λ изменяется от 10^{-6} см при $E = E_n$ до 10^{-5} при $E = 0,6 E_n$.

Приведенная величина λ для поля, равного $0,6 E_n$, находится в разумных пределах для образцов, обычно применяемых при пробое, а поэтому можно ожидать, что величина действительной пробивной напряженности будет ниже, чем критическая напряженность по Хиппелю.

Так как лавина, разрушающая диэлектрик, образуется в результате ряда последовательных ионизаций, то можно думать, что пробивная прочность, равная $0,6 E_n$, соответствует толщине образца порядка 10^{-4} — 10^{-3} см и увеличивается с уменьшением толщины. То есть в этом интервале толщин должна наблюдаться зависимость пробивной прочности от толщины. С увеличением толщины зависимость становится менее заметной.

Применяя к твердому диэлектрику расчет вероятности образования лавины с числом электронов n , можно определить среднее статистическое время запаздывания пробоя [8]. Оно определяется по формуле:

$$\tau = \frac{1}{V_0} \exp\left(\frac{n_0}{n}\right),$$

где V_0 — число электронов, образующихся в диэлектрике в сек;
 n_0 — число электронов в лавине, необходимое для разрушения материала;
 \bar{n} — наиболее вероятное число электронов в лавине, соответствующее определенной длине свободного пробега λ и толщине образца d . Это число электронов определяется по формуле:

$$\bar{n} = \exp\left(\frac{d}{\lambda}\right).$$

Из приведенной формулы следует, что среднее статистическое время запаздывания сильно зависит от толщины образцов, если \bar{n} меньше n_0 и $\exp\left(\frac{n_0}{n}\right)$ отличается от единицы. Для толстых образцов экспоненциальный член стремится к единице и $\tau = \frac{1}{V_0}$. Таким образом, зависимость от времени пробивной прочности диэлектриков должна быть более резко выражена и легче наблюдается для тонких образцов.

В 1950—1953 гг. был опубликован ряд работ японских исследователей по электрическому пробое твердых диэлектриков [5, 6, 7]. Были сняты зависимости пробивной прочности слюды и КСІ от времени приложения напряжения и от толщины. Толщина образцов слюды имела порядок 10^{-4} см, а КСІ — 10^{-3} см. Для слюды была получена зависимость времени запаздывания пробоя от величины пробивного напряжения, изображенная на рис. 1, и зависимость пробивного напряжения от толщины — рис. 2. Как видно из кривой на рис. 1, зависимость пробивного напряже-

ния от времени начинается уже при 10^{-4} сек, что явно указывает на наличие статистического запаздывания пробоя. Кривая рис. 2 показывает сильную зависимость от толщины. Для монокристаллов KCl зависимости от толщины и от времени теми же авторами не было получено.

На основании полученных результатов авторы работы делают вывод, что механизм пробоя, предложенный Зейтцем („однолавиный пробой“), имеет место в слюде и отсутствует в кристаллах KCl и стекле. Последнее обстоятельство объясняется наличием взаимодействия между электронами лавины, при большой плотности последней, и торможением дальнейшего развития лавины. Это влечет за собой необходимость повышения напряжения для пробоя, что ослабляет значение флуктуаций. Взаимодействие между электронами лавины должно сказываться на поведении электрона в том случае, если энергия этого взаимодействия сравнима с энергией взаимодействия электрона с решеткой. Так как у слюды последняя больше, чем у KCl, то взаимодействие между электронами не имеет решающего значения.

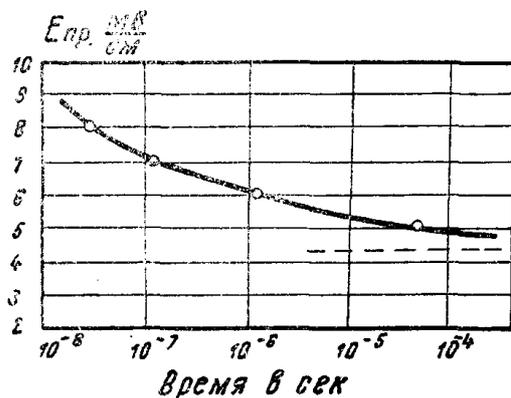


Рис. 1. Зависимость пробивной прочности слюды—биотит от времени приложения напряжения (Кавамура, Окура и Кикучи).

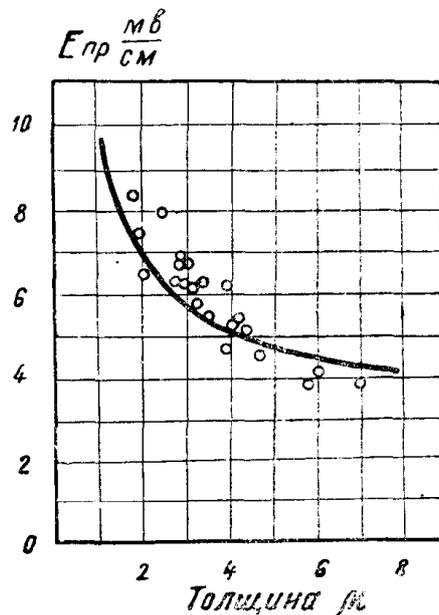


Рис. 2. Зависимость пробивной прочности слюды—биотита от толщины диэлектрика (Риу и Кавамура).

Правильность такого объяснения должна, конечно, быть подтверждена дальнейшими экспериментами. Здесь следует только отметить, что отсутствие зависимости от толщины и от времени для KCl еще не исключает возможности в нем механизма пробоя по Зейтцу. Во первых, для KCl и стекла измерения производились на образцах, толщина которых на порядок больше, чем для слюды, во вторых, у нас пока отсутствуют данные о величине V_0 —числе электронов, образующихся в единицу времени в промежутке. Поэтому экспериментальные условия для KCl могли оказаться неблагоприятными для выявления зависимости.

Так как полученные экспериментальные данные представляют значительный интерес с точки зрения теории электрического пробоя, нами также были проведены измерения пробивной прочности слюды-мусковит и стекла в зависимости от толщины и времени действия напряжения. Измерения были произведены на образцах толщиной от 2 до 10 мкн. Так как при измерении пробивной прочности очень легко может возникнуть ошибка за счет неоднородности поля, то большое внимание нами было обращено на выбор соответствующей формы электродов и среды, в которую погружался образец. В окончательных измерениях для анода применялась система электродов, изображенная на рис. 3. На пластинку слюды наноси-

лись испарением в вакууме серебряные электроды в виде дисков, диаметр меньшего диска равнялся 1,5 мм. Образцы помещались между системой электродов шар-плоскость и заливались смесью глицерина и спирта. Среда с большой проводимостью в значительной степени сглаживала влияние краевого эффекта. Большие полученные значения электрической прочности, а также то обстоятельство, что пробой в 50% случаев происходил в центре

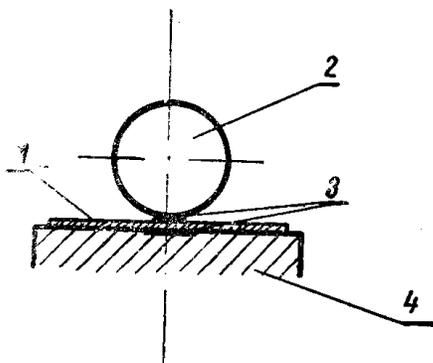


Рис. 3. 1 — образец, 2 — верхний электрод, 3 — серебро, 4 — нижний электрод.

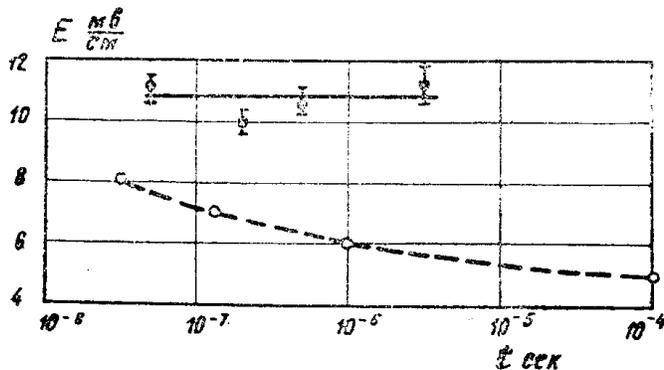


Рис. 4. — — — — по Кавамуре.

меньшего диска, свидетельствует о том, что выбранная система электродов не внесла существенных искажений поля.

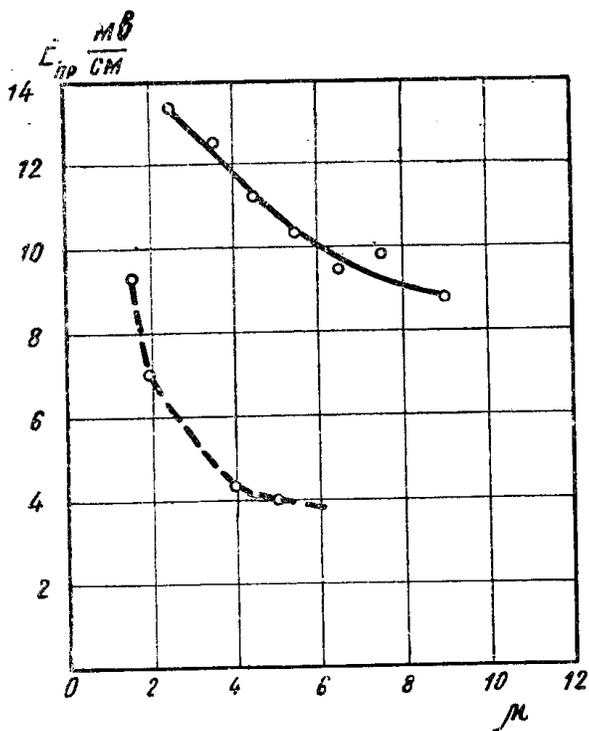


Рис. 5. Указанная толщина образцов соответствует среднему значению толщины в интервале 1 мкм — — — — данные Кавамуре.

Пробой стекла производился на плоских пленках, помещенных между электродами шар-плоскость в смеси глицерина и спирта. Зависимость пробивной прочности от времени действия напряжения была снята в пределах изменения времени от $5 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ сек для образцов толщиной $4 \div 5 \cdot 10^{-4}$ см. На образцы подавались импульсы экспоненциальной формы, амплитуды, несколько большей пробивного напряжения образца, так что пробой происходил всегда на фронте. Пробивное напряжение измерялось непосредственно по осциллограмме. Толщина образцов измерялась емкостным микрометром с точностью для наиболее тонких образцов—5%.

Полученные результаты представлены на рис. 4 в виде кривой, из которой видно, что зависимости пробивной прочности от времени не наблюдалось.

Кроме того, полученные нами значения пробивной прочности для слюды-мусковит на импульсах 5×10^{-6} сек превышают значения пробивной прочности, полученные японскими исследователями. Поэтому трудно предположить наличие ошибки в наших измерениях.

Что касается зависимости от толщины, то здесь результаты, полученные нами и в Японии, по существу совпадают. Зависимость от толщины нами снималась на импульсах 5×10^{-6} сек и представлена на рис. 5.

На развитие электрического пробоя в твердых диэлектриках, очевидно, оказывают сильное влияние такие факторы, как холодная эмиссия с катода и образование объемных зарядов. Эти факторы и степень их влияния на пробой совершенно не изучены. В то же время образование объемных зарядов, особенно в тонких слоях, где напряжения, прикладываемые к образцу, невелики, может служить причиной изменения пробивной прочности со временем. Возможно, что это и есть причина расхождения экспериментальных данных в данном случае, так как идентичные условия опыта для холодной эмиссии трудно воспроизводимы.

В заключение следует сказать, что существование статистического запаздывания при пробое слюды нельзя признать экспериментально доказанным фактом.

В дальнейших исследованиях по этому вопросу следует принять во внимание влияние таких факторов, как катодная эмиссия и образование объемных зарядов, тем более, что изучение этих явлений для экспериментаторов имеет самостоятельный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Whitehead. „Dielectric breakdown of solids“.
2. Чуенков В. А. Диссертация, ФИАН, 1954.
3. H. Fröhlich and J. O'Dwyer. Proc. Phys. Soc. Sec. A, 63 part 2, № 362A.
4. Seitz. Phys. Rev. 76 p. 1376—1393.
5. Kawamura. Onuki and Ohkura
I J Phys Soc. Japan U 7 № 5 1952
II J Phys Soc. Japan V 8 № 6 1953.
6. Kawamura, Ohkura and Kikushi. J Phys. Soc. Japan U 9 № 4 1954.
7. Ruy and Kawamura. J Phys Soc. Japan V 9 p. 438—439 1954.
8. Furry. Phys Rev 52 569 1937.

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