

УДК 537.226:621.319.4

ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Э.Г. Козцов

1. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал относительно пробоя диэлектрических пленок дает возможность выделить следующие закономерности: с уменьшением толщины диэлектрика происходит его электрическое упрочнение; повышение температуры способствует уменьшению величины напряжения пробоя $V_{кр}$; уменьшение длительности воздействия импульса напряжения τ приводит к увеличению $V_{кр}$; имеет место эффект полярности при идентичном материале электродов [1 - 4].

В рамках теории ударной ионизации качественно описывается упрочнение диэлектрика [5]. Тепловую модель пробоя, дающую возможность качественно охарактеризовать ряд сторон явления, можно найти в работах [2-4], в которых рассматриваются частные моменты, используются искусственные предположения, в том числе относительно граничных условий, вводятся дополнительные параметры, подлежащие определению из вспомогательных экспериментов.

Теория теплового пробоя диэлектрика, находящегося между плоскими электродами при постоянном напряжении, в наиболее строгой форме предложена В.А. Фоком. Нестационарная задача решена, с известными приближениями, в [6]. В обеих работах рассматривается симметричная относительно центра диэлектрика система, электропроводность которой имеет омический харак-

тер; температурная зависимость электропроводности описана с определенным приближением, теплоотдача от электрода в окружающую среду подчиняется закону Ньютона.

В настоящей работе в общем виде, без привлечения дополнительных предположений относительно распределения тепловых потоков в образце, рассматривается тепловой пробой в тонкопленочной системе металл-диэлектрик-металл, находящейся на изолированной (металлической) подложке. Соблюдается эмиссионный характер прохождения тока. Образец условно разбивается на несколько областей, которые соответствуют материалу подложки и электродов. Для линейного потока тепла справедливы уравнения:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_i \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad i = 1, 2, 4, \quad (1)$$

α_i - соответствующий коэффициент температуропроводности. В области 3 (диэлектрическая пленка) используется уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_3 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{J(\tau_k)V}{d_3 \rho_3 c_3}, \quad (2)$$

где J - плотность тока, V - величина прикладываемого к образцу напряжения, d_3 - толщина слоя диэлектрика, ρ_3 и c_3 - соответственно плотность и теплоемкость, τ_k - температура поверхности катода. На границе между областями соблюдается непрерывность теплового потока и равенство температур. Величина тока описывается выражением для термоэлектронной эмиссии, соответствующим низкой подвижности электронов в диэлектрике (захват на ловушки отсутствует) [7].

Уравнения (1), (2) соответствуют равновесному состоянию системы, и задача заключается в том, чтобы найти условия, в частности, величину приложенного напряжения $V_{кр}$, при которых тепловое равновесие рассматриваемой системы становится невозможным и, следовательно, наступает тепловой пробой. Решение подобной задачи с квазилинейными уравнениями в аналитической форме невозможно, поэтому использовался численный метод анализа. Применялась неявная разностная схема в классе разрывных коэффициентов [8], решение полученной системы алгебраических урав-

нений производилось методом прогонки [9], необходимая точность решения достигалась проведением последовательных итераций.

2. Рассмотрим случай полной теплоизоляции диэлектрической пленки, когда толщина электродов α_2 , α_4 и α_1 стремится к нулю. Такой адиабатический пробой произойдет при любой, сколь угодно малой величине прикладываемого напряжения, однако время до наступления пробоя существенно зависит от этой величины. Кривая I-I представляет такую зависимость, когда α_3 равно 1000 Å, высота потенциального барьера $\varphi = 0,8$ эВ, остальные параметры, ε - диэлектрическая проницаемость, α_3 и ρ_3 , c_3 выбраны близкими к соответствующим параметрам, характерным для материала Al_2O_3 ($c_3 \rho_3 = 2,1 \cdot 10^6$ Дж/град m^3 , $\varepsilon = 10$, $\alpha_3 = 1,6 \cdot 10^{-6}$ м²/сек). (В дальнейшем, если не будет оговорено особо, параметры, упомянутые выше, будут сохранять постоянное значение - введение безразмерных параметров в многослойной системе нецелесообразно.)

Напряженность электрического поля, по достижении которой начинается самопроизвольный рост температуры внутри диэлектрической пленки, с увеличением толщины последней практически не изменяется, а распределение температуры по толщине пленки однородно.

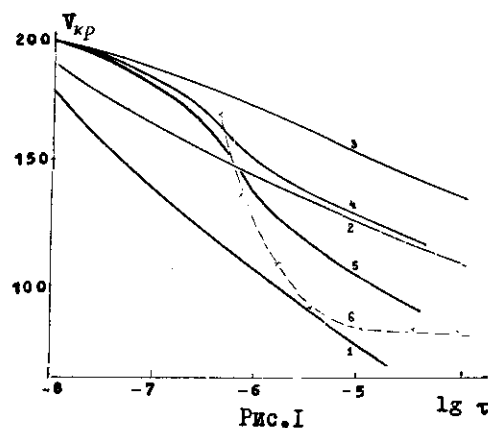


Рис. 1

ная кривая, предварительная формовка - 100 микропробоев.

3. Увеличение толщины одного из электродов (материал Al), например, α_2 , приводит первоначально к увеличению $V_{кр}$ (рис. 2), далее, по достижении величины α_2 , большей, чем глубина про-

На рис. 1 приведены кривые: 1 - адиабатический пробой; 2 - контакт с диэлектрической подложкой, $\alpha_2 = 1000$ Å; 3 - контакт с металлической подложкой; 4 - диэлектрическая подложка, $\alpha_2 = 10^4$ Å; 5 - подложка отсутствует $\alpha_2 = 10^4$ Å; $\alpha_4 = 1000$ Å для всех кривых. На внешних границах теплоизоляция; 6 - типичная экспериментальная кривая, предварительная формовка - 100 микропробоев.

никновения теплового фронта, оставляет $V_{кр}$ неизменной, несмотря на различие граничных условий. На рис. 2 кривые 1' - 4' характеризуют влияние теплового контакта электрода с диэлектрической подложкой, когда её толщина $\alpha_2 > \sqrt{\alpha_3 \tau}$. С увеличением длительности воздействия импульса напряжения относительное влияние подложки на величину $V_{кр}$ возрастает. Нарушение теплоизоляции образца на внешних границах вследствие обтекания его по поверхности свободным потоком воздуха (коэффициент теплоотдачи 10 Вт/м² град) практически не изменяет величину $V_{кр}$, вплоть до значения $\tau = 10^3$ сек.

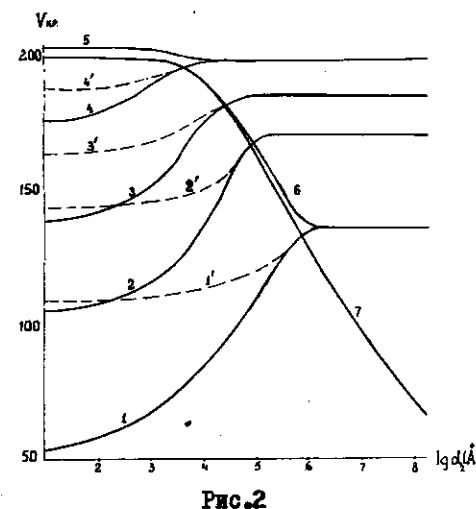


Рис. 2

Кривые 1, 2, 3, 4 - полученные при длительности импульса 10^{-4} , 10^{-6} , 10^{-7} , 10^{-8} сек, соответственно, без подложки; 1', 2', 3', 4' - контакт с диэлектрической подложкой, на границах $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$; 5, 6 - стационарный пробой, слева $T = 300^\circ$, справа $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$.

4. Температурная зависимость $V_{кр}$ характеризуется слабой степенью влияния толщины электродов, наклон кривых практически остается неизменным. (рис. 3, где кривая 1 характеризует адиабатический пробой. $\tau = 10^{-8}$ сек; 2, 3 $\tau = 10^{-8}$ сек; 4, 5 $\tau = 10^{-4}$ сек. диэлектрическая и метал-

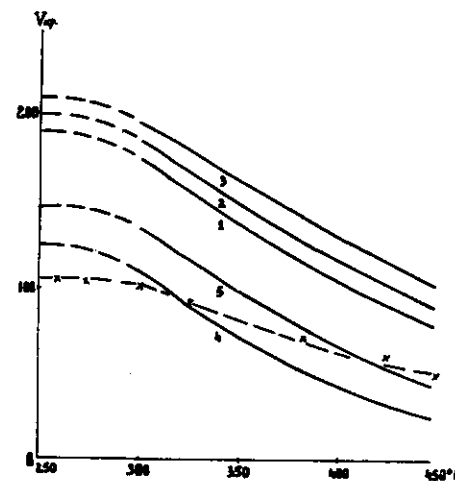


Рис. 3

лическая подложки, соответственно; X - экспериментальная кривая после формовки.) (Отметим, что понижение температуры приводит к изменению механизма пробоя; для системы $Al-Al_2O_3-Al$ это изменение происходит, начиная с температуры $280-270^\circ K$, в соответствии с перераспределением определяющей роли термо- и автоэлектронной эмиссии.) Знак же второй производной по температуре соответствует экспериментально наблюдаемому. Критическая температура катода, по достижении которой начинается самопроизвольное нарастание тока, обнаруживает слабую зависимость от длительности импульса напряжения ($\Delta T_{kp} = 22^\circ; 16,6^\circ; 13,2^\circ$ - адиабатический пробой, $\Delta T_{kp} = 25,6^\circ; 21,6^\circ; 18,6^\circ$ - металлическая подложка, $\tau = 10^{-8}; -10^{-6}; 10^{-4}$ сек, соответственно):

$$\Delta T_{kp} = \frac{T_o^2}{11600(\varphi - 1,2 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{T_{kp}}{\alpha_3}}) + 3/2 T_o},$$

где T_o - исходная температура.

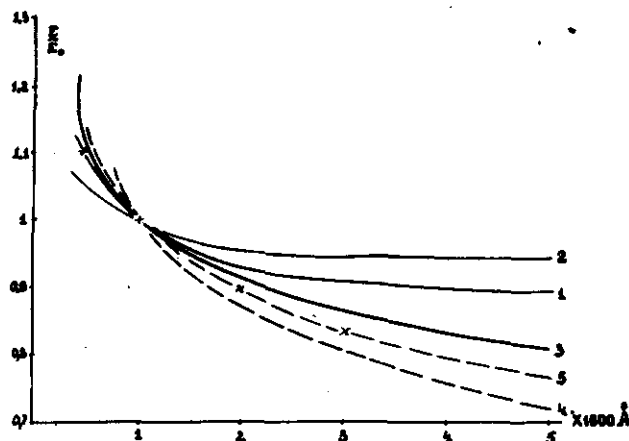


Рис. 4

5. Рис. 4 характеризует электрическое упрочнение диэлектрика при уменьшении его толщины. Этот эффект обусловлен ограниченной величиной теплопроводности диэлектрика; чем меньше

она, тем слабее влияние тепловыделения во внутреннем слое диэлектрика на изменение температуры электрода, и когда α_3 достигает величины $2 \sqrt{\alpha_3 \tau}$, напряженность поля, соответствующая пробой, далее остается неизменной. В соответствии с этим эффект упрочнения ослабевает при уменьшении длительности импульса τ . На рис. 4 приведены следующие кривые: 1, 2 $\tau = 10^{-8}$ сек, металлическая, диэлектрическая подложка, соответственно; 3 $\tau = 10^{-4}$ сек, практически независимо от материала подложки; 4 - стационарный пробой $\alpha_2 = 10^4 \Omega$, $\tau_o = 300^\circ K$; 1 - 4 справа $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$; 5 - экспериментальная кривая $\tau = 10^{-6}$ сек, $\alpha_2 = 3000 \Omega$, $\alpha_3 = 5000 \Omega$, формовка 100 микропробоев.

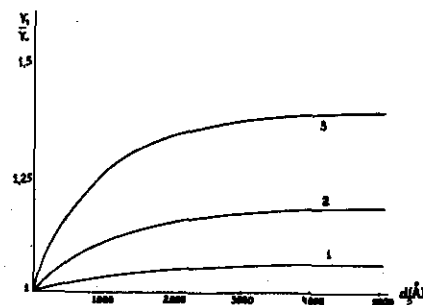


Рис. 5

$\alpha_4 = 100 \Omega$, справа $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$. На рис. 6 (для кривых 1, 2 $\tau = 10^{-8}$ сек; 3 $\tau = 10^{-6}$ сек., подложка диэлектрическая) представлено распределение температуры в образце, включая подложку, вблизи критической точки. Выравнивание температуры в пленке с течением времени способствует уменьшению эффекта полярности. С увеличением τ для $\tau = 10^{-4}$ сек, например, и тех же условий, при которых была получена кривая 2 (рис. 5), коэффициент асимметрии равен 1,02, $\alpha_3 = 5000 \Omega$.

Увеличение теплоотвода от внутренних поверхностей катода приводит к возрастанию внутри диэлектрика температуры, предшествующей началу развития лавинообразного процесса (рис. 7), подпери для которого следующие: 1, 2 $\alpha_3 = 3000 \Omega$, полярность различная; 3 $\alpha_3 = 5000 \Omega$; 1 - 3 подложка металлическая; 4 $\alpha_2 = 1000 \Omega$, $\alpha_3 = 3000 \Omega$, $\alpha_4 = 1000 \Omega$, слева $\tau_o = 300^\circ$; 1-4 $\tau = 10^{-8}$ сек.

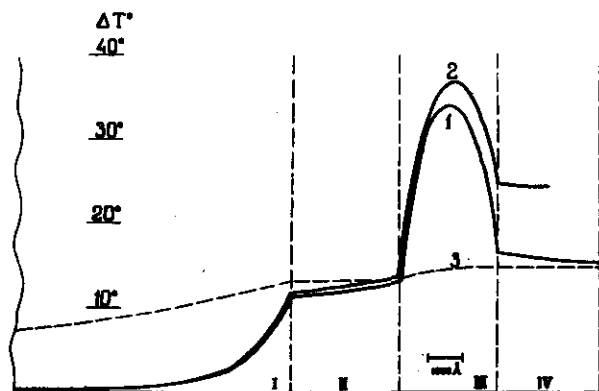


Рис. 6

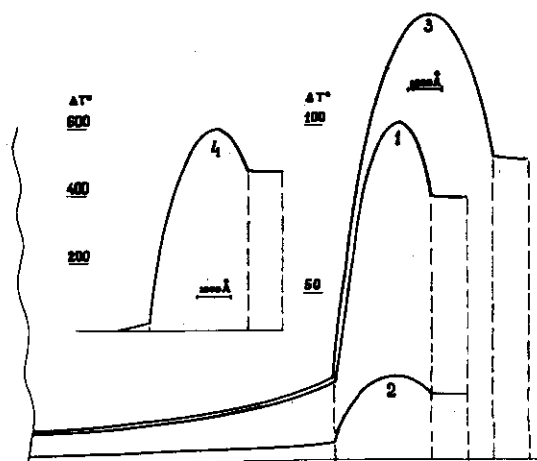


Рис. 7

Это наводит на мысль о возможности пробоя рассматриваемой системы как следствия проплавления диэлектрика эмиссионным током [10]. Вероятность пробоя по этому механизму возрастает при увеличении толщины диэлектрика, степени перенапряженности поля (уменьшении τ), увеличении теплопроводности материала като-

да, уменьшении φ . Смена полярности может привести к изменению механизма пробоя.

6. Констатируя качественное соответствие экспериментально наблюдаемых закономерностей явления пробоя диэлектрических пленок и кривых, полученных из одномерной модели теплового пробоя, при определяющей роли эмиссионного тока, равномерно распределенного по поверхности электродов, отметим, что в количественном отношении $V_{кр}$ несколько превышает (при тех же значениях φ) экспериментально наблюдаемую величину. Соответствие наблюдается только для максимальных значений напряжения пробоя из всей совокупности самозатухающих микропробоев и при исследовании монокристаллических слоев диэлектрика. В реальных образцах в большинстве случаев имеет место локальный характер прохождения тока [11], в связи с чем общее рассмотрение вопроса, без привлечения дополнительных предположений относительно теплоотвода от канала проводимости в диэлектрик и электроды, должно рассматриваться при осевой симметрии канала пробоя в двухмерной системе координат. Особенности теплового пробоя, обусловленные локальным характером протекания тока, заслуживают самостоятельного изучения, отметим лишь некоторые моменты.

При малой длительности импульса напряжения, когда количество тепла, отводимого в направлениях, перпендикулярных направлению прохождения тока, незначительно, $V_{кр}$ мало отличается от рассмотренного выше случая. По мере увеличения τ роль бокового отвода тепла возрастает и, начиная с некоторого момента*, становится определяющей, в соответствии с этим $V_{кр}$ возрастает, стремясь в дальнейшем к насыщению. Экспериментальные исследования локального пробоя подтверждают подобную картину (кривая I-6). Этот факт дополнительно свидетельствует в пользу теплового характера пробоя.

С другой стороны, увеличение величины $V_{кр}$ неблагоприятно сказывается на ее соответствии с экспериментом. Соответствие можно восстановить, учитывая неоднородность электрического по-

* Наступление этого момента зависит от соотношения толщины пленки и диаметра канала повышенной проводимости; если последний значительно превышает d_3 , то вплоть до значений $\tau = 10^{-1} - 10^{-2}$ сек, остается справедливой плоская модель пробоя.

ля вблизи локальных участков поверхности электрода, которая может иметь место вследствие шероховатости (естественной или атомарной) последнего. Наличие микровыступов на поверхности катода значительно снижает напряжение пробоя [4].

В сравнении с плоской моделью увеличение эффективной теплопроводности материала электродов, благодаря каналу повышенной проводимости, способствует повышению вероятности пробоя диэлектрика вследствие проплавления его эмиссионный ток.

7. Достижение температурой поверхности катода критического значения $T_{кр}$ не означает еще, что произошел пробой диэлектрической пленки, а характеризует лишь тот факт, что температура, начиная с этого момента, нарастает, и через некоторое время, определяемое значениями теплофизических параметров системы и величиной $V_{кр}$, превзойдет ту, при которой в образце произойдут необратимые изменения.

Рассмотрим этот процесс. Решить поставленную задачу можно с помощью уравнений (1), (2), причем за исходное распределение температуры должно быть выбрано распределение, предшествующее самопроизвольному нарастанию тока. Значение же длительности импульса τ , выбирается таким, чтобы обеспечить получение распределения температуры в образце, предшествующего началу самопроизвольного роста тока, при новых начальных условиях, но с сохранением величины импульса напряжения $V_{кр}$. Повторением этого процесса можно добиться получения распределения температуры в моменты времени $\tau + \tau_1$, $\tau + \tau_1 + \tau_2$ и т.д. Количество шагов ограничивается интенсивностью выделения тепла в диэлектрической пленке. Для высокоинтенсивных нестационарных процессов предположение о бесконечной скорости распространения линейного теплового потока становится недействительным, и должно быть применено гиперболическое уравнение теплопроводности [12]. Оценка величины τ_n — длительности импульса, при котором параболическое уравнение еще достаточно точно описывает нарастание температуры в рассматриваемой многослойной структуре, дает значение $4-8 \cdot 10^{-10}$ сек (приращение температуры за этот интервал времени — $7-15^\circ$).

Рис. 8 характеризует процесс нарастания температуры в образце, после того как к нему было приложено напряжение 131 в, а критическая температура $T_{кр}$ была достигнута через 10^{-6} сек (кривая 1).

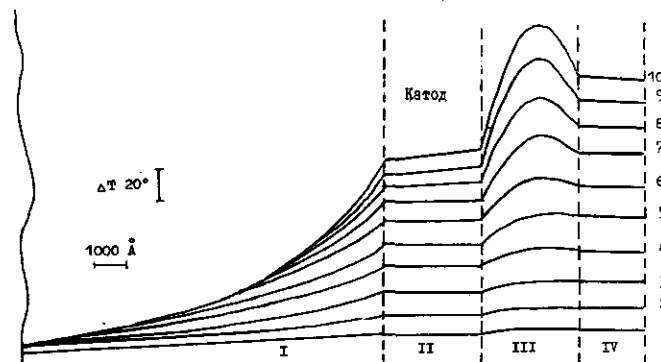


Рис. 8

вая 1). Кривые 2-8 описывают распределение температуры в структуре через 1,214; 1,341; 1,413; 1,4416; 1,462; 1,473; 1,4793; 1,4832; 1,4857; $\times 10^{-6}$ сек, соответственно (граничные условия выбраны такими же, как и при построении кривой 6-3). Отметим некоторые закономерности развития процесса пробоя: завершающая стадия пробоя, во время которой происходят необратимые изменения на поверхности электродов и в диэлектрической пленке, имеет длительность менее $10^{-9} - 5 \cdot 10^{-10}$ сек и практически не зависит от толщины электродов; разрушения на поверхности разных электродов и внутри диэлектрической пленки происходят почти одновременно, задержка во времени не превышает $10^{-9} - 5 \cdot 10^{-10}$ сек, общее время развития процесса пробоя составляет 0,3 — 0,5 τ , оно максимально для адиабатического пробоя и имеет тем меньшее значение, чем лучше условия теплоотвода от внутренней поверхности катода.

Последний факт обусловлен тем, что завершающая стадия пробоя практически не зависит от граничных условий и определяется интенсивностью тепловыделения в диэлектрической пленке, которая, в свою очередь, определяется величиной $V_{кр}$.

Из сказанного следует, что суждение о преобладающей роли электрической формы пробоя диэлектрических пленок, вытекающее из длительности времени формирования пробоя (см., например, [2]), не является оправданным.

Л и т е р а т у р а

1. BUDENSTEIN P.P., HAYES P.I. Breakdown Conduction in Al-SiO-Al capacitors. - "J.Appl.Phys.", 1967, vol. 38, p. 2837.
2. KLEIN N., BURSTEIN E. Electrical Pulse Breakdown of Silicon Oxide Films. - "J.Appl.Phys.", 1969, vol. 40, p. 2738.
3. ВОРОБЬЕВ Г.А., МУХАЧЕВ В.А., ГУДНЕВ А.Н. О механизме пробоя диэлектрической пленки монооксида кремния. - ИТФ, 1968, №11, стр. 1966.
4. КОСЦОВ Э.Г. Влияние особенностей микрорельефа поверхности электродов на характер нарушения электрической прочности диэлектрических пленок. - "Изв. вузов СССР, Физика", 1970, №7, стр. 32.
5. FORLANI F., MINNAJA N. Influence in Breakdown Phenomena of thin dielectric films. - "Phys.Stat.Sol.", 1964, vol. 4, p. 311.
6. ГРИНБЕРГ Г.А., КОНТОРОВИЧ М.И., ЛЕБЕДЕВ Н.Н. О протекании теплового пробоя во времени. - ИТФ, 1940, т. 10, №3, стр. 199.
7. SIMMONS I.G. Effect Schottky in solid state. - "Phys. Rev.Let.", 1965, N 15, p. 967.
8. САМАРСКИЙ А.А. Введение в теорию разностных схем, 1971, Изд. "Наука", стр. 104, 214.
9. МАРЧУК Г.И. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Автомиздат, 1958.
10. ВОРОБЬЕВ Г.А. О механизме пробоя диэлектрических пленок. - ФТТ, 1968, т. 10, стр. 266.
11. ГЕРШИНСКИЙ А.Е., КОСЦОВ Э.Г. О механизме прохождения тока в тонкопленочной системе металл-диэлектрик-металл. - ФТТ, 1967, № 9, стр. 1965.
12. ЛЫКОВ А.В. Теория теплопроводности. М., "Высшая школа", 1967.

Поступила в ред.-изд. отд.
27 июля 1972 г.