

УДК 621.318.56

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗМЕРНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ  
В ПЛЕНОЧНОЙ ЭЛЕКТРОМЕХАНИКЕ

В.Л.Дятлов, В.В.Коняшкин, Б.С.Потапов

В известных конструкциях пленочной электромеханики применяются два типа емкостных структур<sup>\*)</sup>: металл-газ-металл (МГМ) и металл-газ-диэлектрик-металл (МГДМ). В обоих случаях наблюдаются следующие размерные эффекты.

1. Значительное увеличение пробивной напряженности электрического поля в газовом промежутке между металлическими электродами по мере уменьшения этого промежутка.

2. Увеличение пробивной напряженности электрического поля и электрической долговечности диэлектрической пленки с уменьшением ее толщины.

3. Увеличение пробивной напряженности электрического поля в МГДМ-структуре при уменьшении толщины изолятора.

4. Увеличение (при допустимых механических напряжениях): а) кривизны изгибной деформации и б) механической долговечности металлической и диэлектрической пленки с уменьшением ее толщины.

Для рассмотрения перечисленных электрических размерных эффектов в основном достаточно известных данных по электрическому пробою газов и твердых диэлектриков [1,2] и старению последних в электрическом поле [3]. Механические размерные эффекты объясняются кинетической природой прочности твердых тел [4] и теорией тонких пластин и оболочек [5]. Однако увеличение пробивной напряженности электрического поля в МГДМ-структурах пленочной электромеха-

\*) Термин "емкостные структуры" точно отражает сущность рассматриваемых устройств, но наравне с ним следует, по-видимому, допустить и употребление термина "электростатические структуры".

ники не следует с очевидностью (как в случае МГМ-структур) из анализа литературных данных. Поэтому настоящая работа посвящена обоснованию этого эффекта.

1. Экспериментально установлено [2,6-10] монотонное увеличение напряженности электрического поля в МГМ-структурах по мере уменьшения величины газового промежутка. Для пленочной электромеханики наиболее интересны исследования, проведенные при зазорах  $10^{-5}$ - $10^{-7}$  м [7-10]. В столь малых промежутках не соблюдается закон Пашена [6], согласно которому значения напряжений пробоя зависят от произведения величины зазора на давление газа, т.е. пробой в основном определяется свойствами газа, а не электродов. При микронных расстояниях между электродами пробивные напряжения уже существенно зависят от физико-химических и механических характеристик поверхности электродов и практически не зависят от свойств газа при этом. Значительно возрастает влияние микроскопической неоднородности электрического поля, связанной с микронеровностями поверхности [2]. По этим причинам экспериментально определяемые значения напряжений пробоя микропромежутков могут иметь большой разброс. Однако, с определенными оговорками относительно микрорельефа и чистоты поверхности электродов, и в этом случае по экспериментальным данным можно определить минимальные значения пробивных напряжений в зависимости от величины зазора между электродами.

На рис. I, а, б представлены зависимости минимальных значений напряжения пробоя  $U_{пр}$  от величины зазора  $d$  в вакууме (кривая 1) и при нормальном давлении воздуха (кривая 2), построенные нами по результатам экспериментов Кислюка [7] (электроды - палладий, вакуум  $10^{-6}$  Па (●), технический вакуум (○), воздух при нормальном давлении (◎)); Бойля [8] (электроды - вольфрам, вакуум  $10^{-7}$  Па (□)); Аталлы [9] (электроды - золото, палладий, воздух при нормальном давлении (▲)); Фролова [10] (воздух при нормальном давлении, электроды: никель (●), серебро (+), алюминий (×)). Кривая 2 на рис. I, б при зазорах менее одного микрона проведена с учетом результатов, полученных Разумихиным [11] при исследовании электрических контактов. Штриховая линия на рис. I, а - кривая Пашена, пересчитанная на нормальное атмосферное давление [7].

По пересечению прямых  $U = Ed$  при  $E = const$  с кривыми 1 и 2 можно судить о зависимости пробивной напряженности электрического поля  $E_{пр}$  от  $d$ . Так, например, в воздухе при зазоре менее 4 мкм

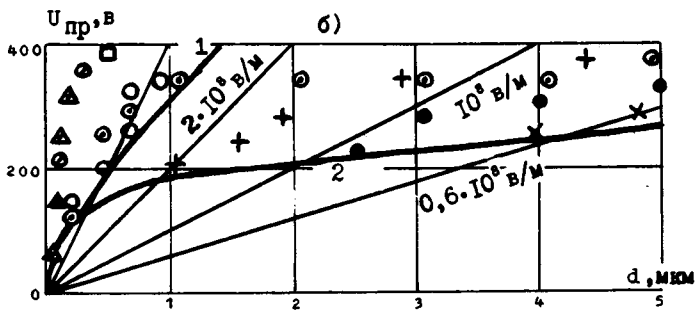
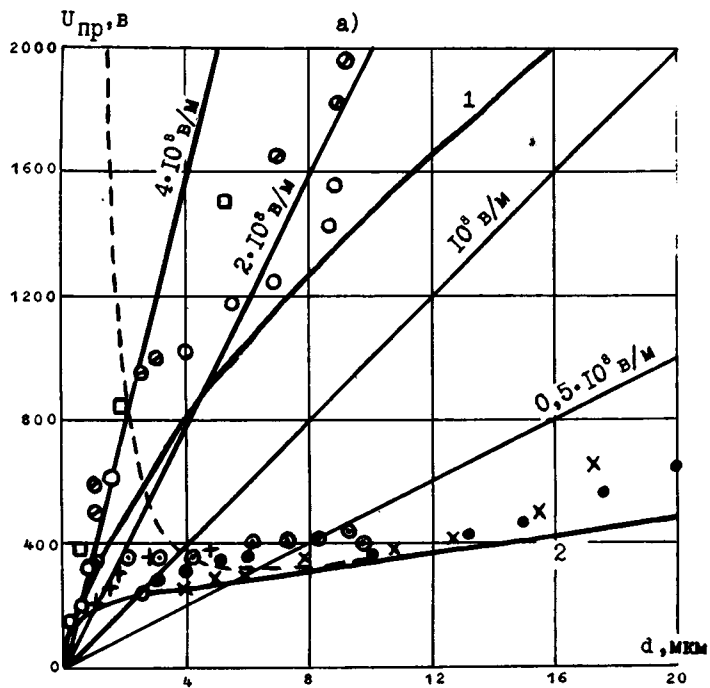


Рис. I

достижимы электрические поля  $E \geq 0,5 \cdot 10^8$  в/м, что соответствует электрическому давлению  $p \geq 0,011$  МПа. В вакууме при том же зазоре электрическое поле превысит  $p > 0,18$  МПа, так как достижима средняя напряженность поля  $E > 2 \cdot 10^8$  в/м. При высокой чистоте обработки поверхности электродов можно получить зазоры в 0,2 мкм и соответственно достичь предпробивных полей  $E \geq 20 \cdot 10^8$  в/м и электрических давлений  $p > 18$  МПа. Указанные значения пробивных напряженностей электрического поля и соответствующих им давлений интересно сравнить со значениями этих же величин при зазорах в 1 мм, характерных для классических емкостных машин с дисковым и аксиальным роторами [12]. Согласно закону Пашена, при нормальном давлении воздуха получим  $E_{пр} = 3 \cdot 10^6$  в/м и  $p \approx 40$  Па. В вакууме при таком зазоре будем иметь  $E_{пр} = 3 \cdot 10^7 - 10^8$  в/м [2] и давление  $0,004 \leq p \leq 0,044$  МПа. Эффективность емкостных МГМ-структур с микронными зазорами очевидна.

2. Развитие новых технологических методов изготовления изоляционных слоев органических и неорганических веществ позволило получить тонкие диэлектрические пленки с малым количеством макроскопических дефектов. На таких пленках обнаружено [13] увеличение пробивных напряженностей электрического поля по мере уменьшения толщины изоляции.

Для использования в пленочной электромеханике из органических диэлектриков хорошо подходит лавсан (полиэтилентерефталат), который обладает высокой механической прочностью, малой гигроскопичностью и пористостью, хорошими электрическими свойствами [14]. Увеличение кратковременной электрической прочности при уменьшении толщины пленок полиэтилентерефталата описаны в работах [15, 16].

Тонкие слои неорганических материалов, полученные методами высокочастотного или реактивного распыления, а также жидкостного анодирования не уступают по своим параметрам органическим пленкам. Так, в [17] указывается, что в пленках  $Al_2O_3$ ,  $TiO_2$ ,  $Ta_2O_5$  и других  $E_{пр} \approx (1-6) \cdot 10^8$  в/м при толщинах материала  $d_1 \approx (0,1-0,8)$  мкм. По электрической прочности такие пленки превосходят соответствующие массивные материалы на один-два порядка.

Непосредственным следствием увеличения пробивных значений напряженности электрического поля является большая электрическая долговечность диэлектрических пленок. Так, в работе [3] показано, что время жизни  $\tau$  органической изоляции может быть определено по формулам вида:

$$\tau = BE^{-m} e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad \text{или} \quad \tau = BE^{-m} \left[ 1 - \left( \frac{E}{E_0} \right)^{m+1} \right],$$

где  $B = \frac{h_0}{C(m+1)}$ ,  $T$  - абсолютная температура;  $k$  - постоянная Больцмана;  $\Delta W$  - энергия активации;  $h_0$  - исходная толщина пленки;  $C$ ,  $B$  и  $m$  - коэффициенты, определяемые экспериментально;  $U_0 = E_0 h_0$  - кратковременное пробивное напряжение пленки до старения. Так как старение органических диэлектриков существенно определяется частичными разрядами [3], то на переменном напряжении долговечность органики ниже, чем при постоянном токе. Так, для пленок лавсана при средней напряженности поля  $E \approx 10^6$  в/м (и наличии условий для развития частичных разрядов)  $\tau \approx 10^3$  сек при  $f = 50$  гц,  $T = 300$  °К и  $\tau > 10^6$  сек при  $T = 400$  °К и  $f = 0$  [3]. В то же время показано [18], что частичные разряды не являются единственной причиной старения органической изоляции. Любые заряды, возникшие на диэлектрике, постепенно приводят к разрушению полимеров [18].

Старение неорганической изоляции связано, в основном со структурными изменениями, происходящими в результате протекания тока проводимости, а частичные разряды играют при этом второстепенную роль [3,19]. Поэтому долговечность неорганической изоляции при постоянном напряжении меньше, чем при переменном, но напряженность электрического поля и в этом случае играет определяющую роль. Чем более высокую напряженность электрического поля выдерживает изоляционная пленка до пробоя, тем потенциально более долговечной она является в конкретной технической конструкции пленочной электромеханики.

3. Покажем, что в пленочных МГДМ-структурах происходит увеличение пробивных напряженностей электрического поля по мере уменьшения толщины диэлектрических пленок. Рассмотрение будем проводить с учетом зависимости заполненного газом зазора  $d_e$  от смещения координаты вдоль поверхности диэлектрической пленки. Такой зазор является необходимым элементом пленочной электромеханической структуры в отличие от стандартных конденсаторов, в которых стремятся устранить все газонаполненные поры [20]. Применим теорию пробоя [1,20,21] пористой конденсаторной изоляции для анализа пробоя пленочных МГДМ-структур пленочной электромеханики. При этом будем исходить из предположения, что до пробоя на границе раздела газ-диэлектрик отсутствуют поверхностные заряды, что в какой-то мере подтверждается опытом [22-24].

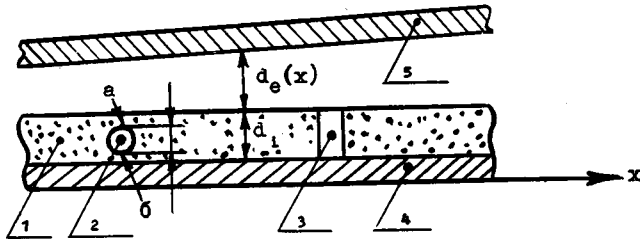


Рис.2

На рис.2 показана пленочная МГДМ-структура с дефектами твердого диэлектрика в виде пор, где  $d_1$  - толщина слоя твердого диэлектрика;  $d_e(x)$  - зазор переменной величины ( $x$  - координата вдоль поверхности диэлектрической пленки); 1 - бездефектная часть твердого диэлектрика; 2 - закрытая пора; 3 - сквозная пора; 4,5 - металлические обкладки;  $U$  - падение напряжения между металлическими обкладками.

При сделанных выше оговорках падение напряжения на слое газа в зазоре можно приближенно выразить как

$$U_3 = U_e \cong \frac{U d_e}{d_e + d_1 / \epsilon} \quad (1)$$

Падение напряжения на закрытой поре можно определить исходя из соотношений

$$k E_1 D + E_1 (d_1 - D) + E_e d_e \cong U;$$

$$E_e = \epsilon E_1; \quad E_{3П} = k E_1; \quad k = 1 + N(\epsilon - 1);$$

$$U_{3П} \cong D E_{3П},$$

где  $E_1$ ,  $E_e$ ,  $E_{3П}$  - напряженности электрического поля в твердом диэлектрике, в зазоре и внутри закрытой поры соответственно;  $U_{3П}$  - падение напряжения на закрытой поре (между точками а-б, рис.2);  $D$  - размер поры между точками а-б, рис.2;  $k$  - коэффициент, характеризующий увеличение напряженности поля внутри поры по сравнению с напряженностью внутри твердого диэлектрика [25];  $N$  - фактор формы поры (как известно [25],  $0 \leq N \leq 1$ ). Из указанных соотношений следует, что

$$U_{зп} \approx \frac{U[1 + N(\epsilon - 1)D]}{N(\epsilon - 1)D + d_1 + d_e \epsilon}, \quad D \leq d_1. \quad (2)$$

Наконец, на сквозной поре с поперечным сечением, малым по сравнению с толщиной диэлектрика, падение напряжения приблизительно можно выразить как

$$U_{сп} \approx \frac{Ud_1/\epsilon}{d_e + d_1/\epsilon}. \quad (3)$$

Из выражений (1)–(3) определяются те значения напряжений  $U$ , при которых происходит пробой либо по зазору, либо по закрытой или сквозной поре соответственно, если воспользоваться допущением [3], что пробой газового промежутка между поверхностями двух диэлектриков, диэлектрика и металла происходит при том же напряжении, что и пробой промежутка между поверхностями двух металлов при одних и тех же величинах газового промежутка. Таким образом, эти значения напряжений источника питания можно определить, используя равенства напряжений  $U_з$ ,  $U_{зп}$ ,  $U_{сп}$  напряжению  $U_{пр}$ , зависимости (1), (2) которого от величины зазора  $d$  представлены на рис. 1, а, б. При этом в функции  $U_{пр}(d)$  следует заменить величину  $d$  на  $d_e$ ,  $D$ ,  $d_1$  соответственно.

В случае пробоя по зазору ( $d = d_e$ ) из равенства  $U_з = U_{пр}$  и (1) следует, что

$$U = \frac{d_e + d_1/\epsilon}{d_e} \cdot U_{пр}(d_e). \quad (4)$$

В случае пробоя по закрытой поре ( $d = D$ ) из равенства  $U_{зп} = U_{пр}$  и (2) получаем:

$$U = \frac{N(\epsilon - 1)D + d_1 + \epsilon d_e}{D[1 + N(\epsilon - 1)]} \cdot U_{пр}(D), \quad (5)$$

$$D \leq d_1.$$

Наконец, в случае пробоя сквозной поры, приняв  $d = d_1$ , найдем из равенства  $U_{сп} = U_{пр}$  и (3), что

$$U = \frac{d_1 + \epsilon d_e}{d_1} U_{пр}(d_1). \quad (6)$$

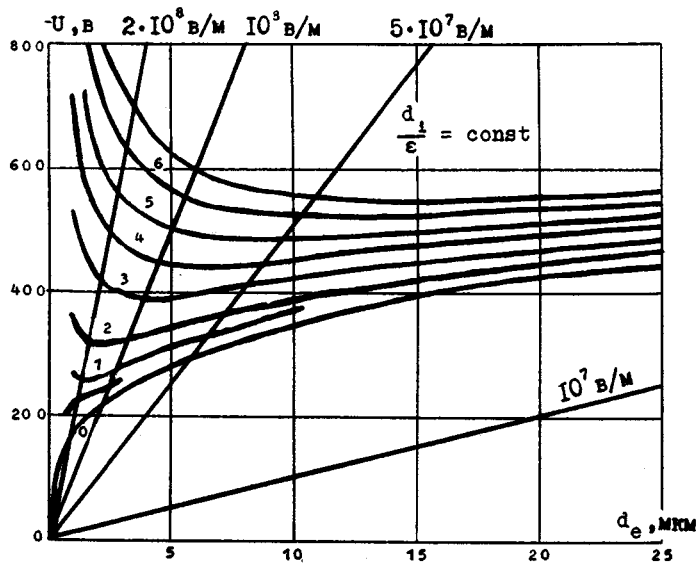


Рис.3

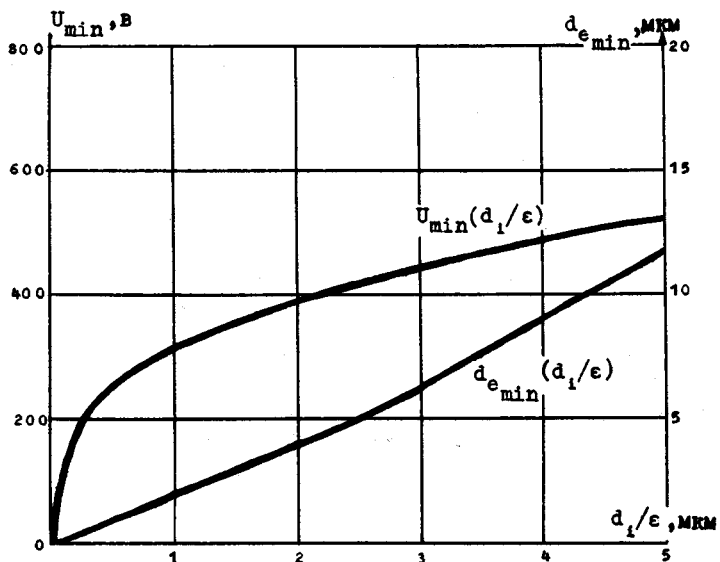


Рис.4



В электромеханических МГДМ-структурах зазор  $d_e$  изменяется и может достигать значений  $d_e = 0$ . Поэтому напряжение источника питания для МГДМ-структур следует определять согласно (4)-(6) при изменении  $d_e$  до нуля.

Как видно из (5) и (6), наименьшие значения напряжений источника питания получаются при  $d_e = 0$  и диэлектрике с дефектами в виде пор. Заметим, что необходимо также согласовать напряжение источника питания с типичным значением пробивной напряженности диэлектрика ( $U \leq E_{пр}^0 d_1$ ). Но если в конкретной конструкции пленочной электромеханики реализуется случай, когда  $d_e(x) \neq 0$ , то напряжение источника питания должно быть выбрано согласно рис.3 и 4.

На рис.3 показано семейство зависимостей  $U(d_e)$  при параметре  $d_1/\epsilon = \text{const}$ . Нижняя кривая соответствует кривой 2 рис.1 ( $d_1/\epsilon = 0$ ). Видно, что минимальные значения напряжения источника питания, при которых будут происходить пробои, соответствуют значениям  $d_e \neq 0$ . Значения этого минимального напряжения показаны на рис.4 в функции от  $d_1/\epsilon$ . Здесь же приведена зависимость минимальных пробивных значений газового промежутка  $d_{e_{min}}$  в функции от  $d_1/\epsilon$ . На рис.5 сопоставлены рассчитанные зависимости наименьших

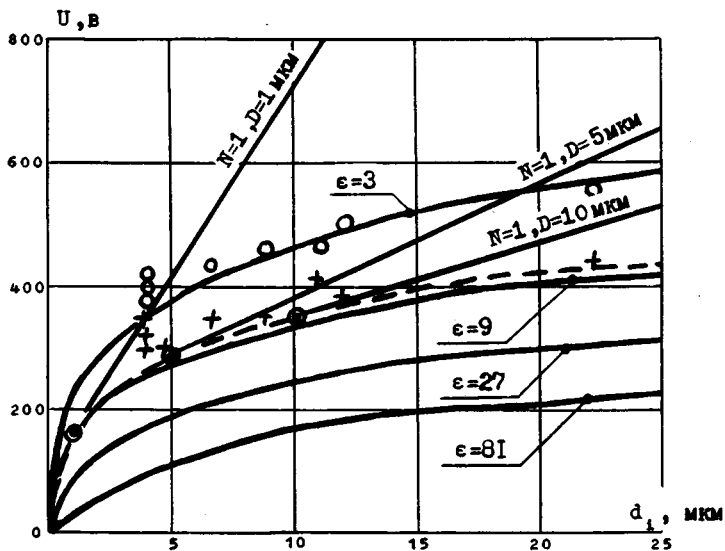


Рис.5

вызывающих пробой значений напряжения источника питания для трех случаев:

- а) пробой по зазору  $d_e$  бездефектного диэлектрика с  $\epsilon = 3, 9, 27, 81$  соответственно;
- б) пробой сквозных пор (штриховая линия на рис.5);
- в) пробой закрытых пор при факторе формы  $N = 1$  и размерах  $D = 1, 5, 10$  мкм соответственно (отрезки прямых на рис.5 сопрягаются с расчетными кривыми в точках  $(\odot)$  1, 5, 10 мкм).

Наглядно видно, что напряжение источника питания, соответствующее пробое зазора при  $\epsilon < 9$ , больше, чем напряжение источника, вызывающее пробой по сквозным порам. При  $\epsilon > 9$  ситуация меняется на обратную, т.е. при увеличении напряжения источника в первом случае пробой наступит из-за сквозных пор, а потом по зазору, а во втором случае – сначала по зазору, а потом по сквозным порам. Анализ выражения (5) показывает, что для пробоя закрытых пор требуется всегда более высокое напряжение, чем при пробое сквозных пор.

На рис. 6 (точками и крестиками) нанесены экспериментальные значения пробивных напряжений, определенных по методике, описан –

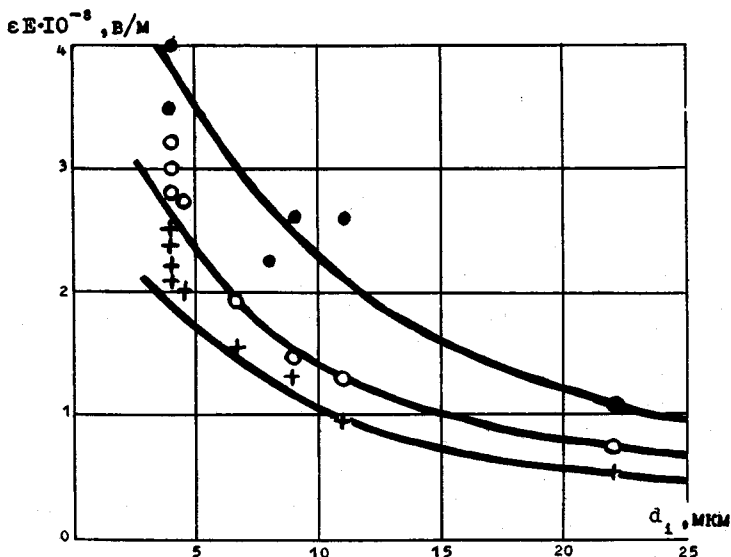


Рис. 6

ной в [26]. Испытывались пленки лавсана полиэтилентерефталата ( $\epsilon \approx 3$ ) в воздухе при нормальном давлении. Точки (o) можно трактовать как наблюдение пробоя по зазору, (+) – как пробой сквозных пор. На рис.6 показаны зависимости пробивных напряженностей электрического поля  $\epsilon E = \epsilon U / d_1$  от толщины изолятора  $d_1$  (по данным рис.5). Кроме того, точками (e) показаны экспериментально определенные значения  $\epsilon U$  при испытаниях полиэтилентерефталата в техническом вакууме [26]. Из рис.6 видно, что средние значения пробивных напряженностей электрического поля возрастают по мере уменьшения толщин пленок  $d_1$ . И если верна трактовка экспериментальных данных (+) рис.5 как пробой по сквозным порам, то из рис.6 очевидно, что напряженность поля пробоя сквозных пор в диэлектриках микронной толщины выше, чем напряженность поля пробоя по зазору при относительно толстых диэлектриках, например, при  $d_1 = 20$  мкм.

В заключение данного раздела следует указать на крайнюю нежелательность как пробоев в порах, так и частичных разрядов в зазорах пленочных МГДМ-структур. Пробои и разряды приводят к уменьшению (среднего по времени) падения напряжения на зазоре и, следовательно, к относительному уменьшению электростатических сил, так как после появления частичных разрядов в зазоре прирост электростатических сил прекращается, хотя напряжение источника питания и будет увеличиваться. Поэтому единственным путем повышения величины рабочих напряженностей электростатического поля в зазорах МГДМ-структур является уменьшение толщины диэлектрического слоя, поскольку это увеличивает, как было показано, значения пробивных напряженностей. При исключении пробоев устраняются также факторы ускоренного старения органической изоляции – частичные разряды и заряды на диэлектрике. А условия для исключения нежелательных разрядов существуют благоприятные, так как во многих случаях конкретного применения устройств пленочной электромеханики их напряжение питания может быть выбрано ниже ватодного падения напряжения и условий для существования самостоятельного разряда в газе попросту не возникает. Однако таким же простым способом мы не можем устранить появление зарядов на поверхности и в объеме диэлектрика, а они, например, в условиях повышенной влажности и

ж) Величина  $\epsilon E$  – максимальное значение электрического поля в зазоре при  $d_e \rightarrow 0$ , т.е. величина поля, определяющая максимальное электростатическое давление в МГДМ-структуре.

использования постоянного напряжения, могут возникать при напряжениях, значительно меньших [23], чем пробивные. Условия старения в этом случае никем не исследованы, но предположительно электрическая долговечность изоляции будет больше, чем даже в условиях частичных разрядов при постоянном напряжении. В пользу прогноза свидетельствуют экспериментальные данные по определению числа переключений - срабатываний пленочных МГДМ-конструкций [27].

4. Увеличение (при допустимых механических напряжениях) кривизны изгибных деформаций пленок по мере уменьшения их толщины вытекает из следующего рассмотрения. Если пленочные конструкции могут перемещаться и в исходном состоянии имеют неровности с периодом и амплитудой случайного характера, но с ограниченными максимальными значениями, меньшими, чем их собственная толщина, то величины максимальных механических напряжений в них могут быть оценены по формулам чистого изгиба [5]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E_M h}{2(1-\mu^2)} \left( \frac{1}{R_x} + \mu \frac{1}{R_y} \right), \\ \sigma_y &= \frac{E_M h}{2(1-\mu^2)} \left( \frac{1}{R_y} + \mu \frac{1}{R_x} \right), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $h$  - толщина;  $E_M$ ,  $\mu$  - модуль Юнга и коэффициент Пуассона;  $R_x$  и  $R_y$  - радиусы кривизны изгиба пленки по соответствующим направлениям;  $R_x, R_y \gg h$ .

При чистом цилиндрическом изгибе из (7) получим:

$$\sigma_{из} = \frac{E_M h}{2} \cdot \frac{\sqrt{1 + \mu^2}}{1 - \mu^2} \cdot \frac{1}{R}, \quad (8)$$

где  $R$  - радиус кривизны цилиндрического изгиба.

Если неровности пленок имеют максимальную амплитуду, сравнимую и даже превышающую их собственную толщину, то величины максимальных напряжений можно оценить по формулам изгиба стержня

$$\sigma_{из} \approx \frac{E}{2R} (h + h_{max}), \quad (9)$$

где  $h_{max}$  - максимальная величина амплитуды неровностей, которая теперь и будет определять допустимую величину радиуса цилиндрического изгиба. В емкостных структурах пленочной электромеханики [28,

29] радиусы цилиндрического изгиба равны единицам миллиметров, а используется полиэтилентерефталат микронных толщин. Поэтому согласно (9) в этих конструкциях заметные механические напряжения могут возникать лишь при значениях неровностей  $h_{\max} > 10h$ , так как согласно (8) допустимыми являются радиусы изгиба на порядок меньше использованных.

Увеличение механической долговечности механических и диэлектрических пленок по мере уменьшения их толщин является фактом, установленным в кинетической теории прочности твердых тел [4].

В этой теории время жизни  $\tau$  пленок (промежуток времени от начала приложения механической нагрузки до разрушения образца) при постоянном нагружении определяется соотношением:

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}},$$

где  $\sigma$  - механическое напряжение растяжения<sup>\*)</sup>;  $U_0$  - начальная энергия активации;  $\gamma$  - активационный объем;  $\tau_0 = 10^{-11} - 10^{-13}$  сек.

Из (8) видно, что при некоторой допустимой величине  $\sigma_{\text{из}} = \text{const}$  соответствующий ей радиус допустимого изгиба пропорционален толщине пленки. Например, для подвижного элемента МГДМ-структуры из ленты полиэтилентерефталата ( $E_M \cong 3500 - 4000$  МПа,  $\sigma_{\text{из}} = 20$  МПа,  $\mu \cong 0,4$ ) радиус кривизны должен быть не менее  $R \geq 110 - 130 h$ , а в случае подвижного элемента из бериллиевой бронзы ( $E_M = 120$  ГПа,  $\sigma_{\text{из}} = 300$  МПа,  $\mu \cong 0,3$ ) -  $R \geq 230 h$ . При этом, согласно формулам кинетической теории прочности твердых тел [4], долговечность подвижных элементов составит: а) в случае полиэтилентерефталата ( $U_0 \cong 53$  ккал/моль,  $\gamma \cong 0,9$  ккал·мм<sup>2</sup>/моль·кг;  $\tau_0 \cong 10^{-13}$  сек,  $T = 100$  °С) величину  $\tau \cong 10^{17}$  сек и б) в случае бериллиевой бронзы ( $U_0 \cong 80$  ккал/моль,  $\gamma \cong 1$  ккал·мм<sup>2</sup>/моль·кг,  $\tau_0 \cong 10^{-13}$  сек,  $T = 100$  °С) величину  $\tau \cong 10^{16}$  сек.

В случае, когда при переменных растягивающих напряжениях выполняется критерий Бейли [4]

$$\int_0^{\tau} \frac{dt}{\tau[\sigma(t)]} = 1; \quad \sigma \geq 0,$$

\*) В теории кинетической прочности долговечность рассматривается при напряжениях растяжения [4].

время жизни пленок определяется суммированием интервалов времени  $\tau_i$ , соответствующих приблизительно постоянным значениям  $\sigma_i$ ,  $\tau = \sum_i \tau_i$ .

Выполнение критерия Бейли означает, что долговечность при переменном нагружении не уменьшается по сравнению с долговечностью при постоянном нагружении. Критерий Бейли выполняется в случаях, когда в испытуемом материале обеспечен достаточно хороший теплоотвод, устраняющий локальные перегревы. Такие условия создаются в подвергающихся переменной механической нагрузке тонких пленках и тонких нитях, размещенных в газе или жидкости [4]. Увеличение долговечности пленочных материалов происходит [4] из-за уменьшения структурно-чувствительного параметра  $\gamma$ .

При уменьшении  $\gamma$  и при остальных неизменных величинах время жизни экспоненциально увеличивается, а при уменьшении  $\gamma$  и одновременном увеличении  $\sigma$  так, чтобы  $\gamma\sigma = \text{const}$ , время жизни остается неизменным. Последнее означает увеличение допустимых механических напряжений для пленок, в чем и состоит практическая ценность рассматриваемого размерного физического эффекта.

Приведенные формулы позволяют проводить анализ механической долговечности конструкций пленочной электромеханики, в которых необратимые деформации пленок не играют большой роли. Это конструкции электростатических устройств с лепестковыми и петлеобразными подвижными элементами [22,28]. Но уже в настоящее время в пленочной электромеханике известно много мембранных, балочных и консольных конструкций, особенно в области микромеханики [31,37], которые критичны к величинам необратимых деформаций. Поэтому в пленочной электромеханике важно прогнозировать при действии растягивающих напряжений не только время жизни пленок, но и величины их ползучести.

Установлена [4] имеющая фундаментальное значение взаимосвязь между скоростью установившейся ползучести  $\dot{\epsilon}$  и временем жизни  $\tau$ :  $\dot{\epsilon}\tau = \text{const}$ , т.е. с учетом формулы для времени жизни под нагрузкой

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 e^{-\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}}$$

где  $\dot{\epsilon} = 10^{12} - 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ .

Видно, что чем меньше величина  $\gamma$ , тем меньше скорость установившейся ползучести, т.е. характеристики установившейся ползучести пленочных материалов, в принципе, не хуже массивных.

Систематические исследования неустановившейся и установившейся ползучести и релаксации микронных конденсаторов в меди и берил-лиевой бронзы проведены Зилингом К.К. [30]. Им установлено, что механические свойства пленок не являются фактором, который бы ограничивал возможности и работоспособность обсуждаемых устройств. По-видимому, подтверждением этих выводов являются результаты работы [32], в которой показано, что собственные частоты микронных мембран из никеля остались неизменными в течение трехмесячных испытаний. Но превышение напряжения усталости, как это было допущено в [33], приводит к быстрому разрушению конструкций пленочной электромеханики.

### Л и т е р а т у р а

1. БОРИСОВА М.Э., КОЖОВ С.Н. Физика диэлектриков. Учебное пособие. - Л., 1979. - 240 с. (Ленинградск. госуниверситет).
2. Электрический пробой и разряд в вакууме /Сливков Н.Н., Михайлов В.И., Сидоров Н.И., Настюха А.И. - Под ред. д.ф.-м.н. Гохберга Б.М. - М.: Атомиздат, 1966. - 298 с.
3. КОЖОВ С.Н., ЦИКИН А.И. Электрическое старение твердых диэлектриков. - Л.: Энергия, 1968. - 186 с.
4. РЕГЕЛЬ В.Р., СЛУЦКЕР А.И., ТОМАШЕВСКАЯ Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М.: Наука, 1974. - 532 с.
5. ТИМОШЕНКО С.П., ВОЙНОВСКИЙ-КРИГЕР С. Пластины и оболочки. - М.: ГИЗМЛ, 1963. - 635 с.
6. МИК Дж., КРЭГС Дж. Электрический пробой в газах. - М.: ИИЛ, 1960. - 605 с.
7. KISLIUK P. Arcing at electrical contacts on closure. Pt.V. The cathode mechanism of extremely short arcs. - J. Appl. Phys., 1954, vol. 25, N 7, p. 897-900.
8. BOYLL W.S., GERMER L.H. Arcing at electrical contacts on closure. Pt. VI. The anode mechanism of extremely short arcs. - J. Appl. Phys., 1955, v. 26, N 5.
9. ATALLA M.M. Arcing of electrical contacts in telephone switching systems. Pt. IV. Mechanism of the imitation of the short arc. - The Bell System Technical J., 1955, v. XXXIV, N 1.
10. ФРОЛОВ А.И. Электрический пробой микропромежутков в газовой среде. - Электричество, 1961, № 2, с. 73.
11. РАЗУМИХИН М.А. Эрозионная устойчивость маломощных контактов. - М.: Энергия, 1964. - 80 с.
12. ПОЛОТОВСКИЙ Л.С. Емкостные машины постоянного тока высокого напряжения. - Л.: Госэнергоиздат, 1960. - 154 с.
13. ВОРОБЬЕВ А.А., ВОРОБЬЕВ Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. - М.: Высшая школа, 1966. - 224 с.

14. ПАСЫНКОВ В.В. Материалы электронной техники. - М.: Высшая школа, 1980. - 406 с.
15. СУДАРЬ Н.Т., КАБИН С.П., ГУЛЯКИН В.Н. Функции распределения пробивных напряжений в полиэтилентерефталатных пленках микронных толщин: Тез. докл. Всесоюз. науч. конф. "Физика диэлектриков". Баку, 1982, с. 76-77.
16. СУДАРЬ Н.Т., ГУЛЯКИН В.Н. Об особенностях экспериментального изучения функций распределения пробивных напряжений в полимерных пленках микронных толщин. - Там же, с. 184-185.
17. Технология тонких пленок. Справочник/ Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. Т. 2. - М.: Сов. радио, 1977. - 768 с.
18. УШАКОВ В.Я., РОБЕЖКО А.Л., ЕДРЕМОВА Т.В. Закономерности образования и развития нарушений в полимерах в процессе их электрического старения: Тез. докл. Всесоюз. науч. конф. "Физика диэлектриков". Баку, 1982, с. 61-63.
19. ПОПОВ В.П., ЛАНДАУ В.Г. Электропроводность и электрическое старение конденсаторной титаносодержащей керамики. - Там же, с. 42-44.
20. КУЧИНСКИЙ Г.С. Высоковольтные импульсные конденсаторы. - Л.: Энергия, 1973. - 175 с.
21. РЕННЕ В.Т. Электрические конденсаторы. Изд. 3-е, переработанное. - Л.: Энергия, 1969. - 592 с.
22. ДЯТЛОВ В.Л., КОНЯШКИН В.В., ПОТАПОВ Б.С. Пленочные емкостные структуры с накатом обкладок. - В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 84). Новосибирск, 1981, с. 33-53.
23. ПОТАПОВ Б.С. Вольтфарадные характеристики пленочных емкостных структур. - В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 95). Новосибирск, 1982, с. 24-53.
24. КОНЯШКИН В.В. Релаксация сил в пленочных емкостных структурах. - Там же, с. 54-61.
25. ПОЛИВАНОВ К.М. Ферромагнетики. Основы теории технического применения. - М.-Л.: ГЭИ, 1957, - 254 с.
26. ДЯТЛОВ В.Л., КОНЯШКИН В.В., ПОТАПОВ Б.С. Структуры МГДМ с подвижными пленками. - В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 95). Новосибирск, 1982, с. 2-23.
27. ПЕТЕРСЕН К.Э. Кремний как механический материал. - ТИИЭР, 1982, т. 70, № 5, май, с. 5-49.
28. КОНЯШКИН В.В., ЛУЦЕТ М.К., ПОТАПОВ Б.С. Пленочные емкостные структуры с электростатическим приводом для устройств отображения информации и модуляции света. - В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 84). Новосибирск, 1981, с. 54-63.
29. ДЯТЛОВ В.Л., КОНЯШКИН В.В., ПОТАПОВ Б.С. Модели пленочных электростатических элементов и стабильность их характеристик. - В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 66). Новосибирск, 1975, с. 3-20.
30. ЗИЛИНГ К.К. Прочностные свойства пленок и пленочная электромеханика. - Там же, с. 21-32.



31. ДЯТЛОВ В.Г., РОГАЛЕВ А.И. Электромеханические пленочные элементы.- В кн.: Вычислительные системы. Вып. 49. Новосибирск, 1972 с.132-145.

32. OROSSO R.P., YELLIN H. The membrane mirror as an adaptive optical element.- J. Opt. Am., 1977, v.67, N 3, March, p.399-406.

33. Ван РААЛТ. Новая светоклапанная система для проекции на большой экран. - Зарубежная электроника, 1971, № 12, с.90-97.

Поступила в ред.-изд.отд.

8 августа 1985 года