

УДК 537.312

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРЕТНОГО ЭФФЕКТА НА РАЗРЯДКУ ОБЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ДИЭЛЕКТРИКА

Н. Н. Негуляев, С. И. Зайцев^{*)}, Е. А. Грачев

(кафедра компьютерных методов физики)

E-mail: bot@cmp.phys.msu.su

Исследован процесс деполяризации облученной электронным пучком тонкой диэлектрической пленки с учетом термоэлектрического эффекта. Установлено, что его появление приводит к увеличению скорости спада потенциала на поверхности мишени и возрастанию времени релаксации заряда в объеме образца. Показано, что термоэлектрический эффект может использоваться для косвенного измерения температуры электронорезистов в электронной литографии.

Введение

Процессы взаимодействия электронного пучка с веществом определяются влиянием заряда, накопленного в верхнем слое облучаемого образца, на подлетающие электроны. Это явление известно как в электронной микроскопии (ЭМ), так и в электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) сверхбольших интегральных микросхем, где пучок электронов используется как технологический инструмент для получения скрытого рисунка в тонком слое радиационно-чувствительного резиста (диэлектрика). Вследствие указанного эффекта искажается рисунок микросхемы или фотшаблона. Длительные времена релаксации неравновесных зарядов в объемах диэлектрических образцов принято объяснять малой подвижностью носителей и долгим временем их термической активации из ловушек [1]. При этом, однако, не учитывается возможность того, что на деполяризацию облученной электронным пучком мишени может оказывать влияние термоэлектрический эффект (ТЭЭ).

Термоэлектриками называют такие материалы, которые после нагревания их выше определенной критической температуры (температуры стеклования T_g) и помещения во внешнее электрическое поле, при остывании материала ниже T_g и снятия затем поля сами обладают способностью являться источником электрического поля в окружающем пространстве [2]. Причина этого явления заключается в том, что релаксация к равновесному состоянию поляризованных молекул вещества происходит не мгновенно, как в обычных диэлектриках, а за некоторое время τ_r . Значение температуры стеклования T_g большинства термоэлектриков лежит в пределах 100–130°C [3]. В ЭМ и ЭЛЛ ТЭЭ может возникать в областях непосредственного контакта пучка с веществом, так как во время облучения там происходит разогрев образца до 150–200°C [4].

Целью статьи является изучение влияния ТЭЭ на процесс деполяризации диэлектрического образца

по окончании его электронно-лучевого экспонирования.

Постановка задачи

Полагаем, что мишень представляет собой трехслойную структуру резист (толщина 1.0 мкм) — металл (0.08 мкм) — стекло (1 мкм) (рис. 2). За начало отсчета времени выбираем момент прекращения облучения. Деполяризацию резиста рассматриваем начиная с момента t_0 , соответствующего остыванию диэлектрика ниже T_g . Из-за того что слой тонкий, можем считать, что температура имеет одно и то же значение вдоль всей его глубины [4]. По данным работы [4] значение времени t_0 составляет приблизительно 1 мкс.

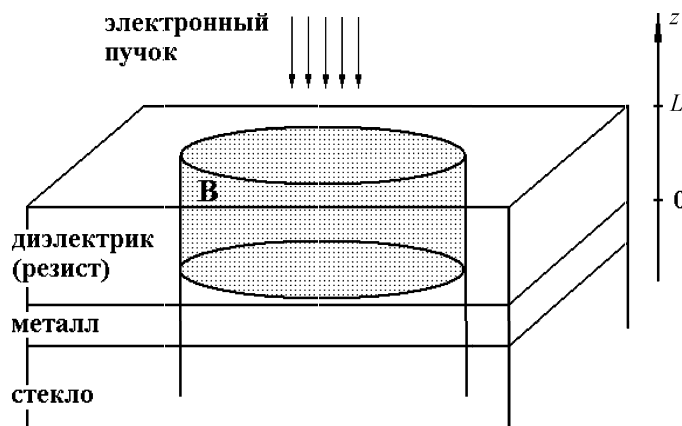


Рис. 1. Образование «перегретых» выше температуры стеклования T_g вещества областей (область В) в облучаемом электронным пучком трехслойном образце

Для исследования на качественном уровне вопроса о том, как изменяется разрядка слоя диэлектрика в том случае, если он обладает термоэлектрическими свойствами, ограничимся одномерной моделью релаксации заряда к равновесному состоянию, представленной в работе [5]. Согласно этой модели, динамика электронов описывается действием двух механизмов: дрейфа в электрическом поле и локализации носителей на ловушках. Предполагается,

^{*)} Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка.

что спектр центров захвата моноэнергетический, вкладом дырок пренебрегается. Система уравнений, описывающая релаксацию заряда в слое диэлектрика, в этом случае имеет вид:

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = k_3 n_f (N_0 - n_t) - \frac{n_t}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = \mu_n \frac{\partial}{\partial z} (n_f E) - k_3 n_f (N_0 - n_t) + \frac{n_t}{\tau}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e(n_f + n_t)}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (3)$$

где $n_t(z, t)$ — концентрация электронов, локализованных на центрах захвата (ловушках); N_0 — концентрация центров захвата; k_3 — константа скорости захвата на ловушки; τ — среднее время активации электрона из ловушки; $n_f(z, t)$ — концентрация свободных электронов с истинной подвижностью μ_n , $\varphi(z, t)$ и $E(z, t)$ — потенциал и напряженность электрического поля, создаваемые зарядом в диэлектрике; e — заряд электрона; ε — относительная диэлектрическая проницаемость резиста; ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума. Уравнение (1) описывает кинетику носителей, локализованных на ловушках, а соотношение (2) — динамику свободного заряда под действием дрейфа в поле и захвата на центры. Для краткости записи введем обозначение: $n(z, t) = n_f(z, t) + n_t(z, t)$.

Граничные условия для потенциала электрического поля в слое диэлектрика толщины L имеют следующий вид (рис. 1):

$$\varphi|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z}|_{z=L} = 0.$$

Рассмотрим, как изменяется вид соотношений (2), (3) в случае, если релаксация заряда происходит в резисте, являющемся термоэлектретом.

Напряженность поля внутри диэлектрика $E(z, t)$:

$$E(z, t) = E_0(z, t) + P(z, t), \quad (4)$$

где $E_0(z, t)$ — напряженность поля в вакууме, создаваемого тем же самым зарядом, что создает поле в диэлектрике, $P(z, t)$ — поляризация среды. Функция $E_0(z, t)$ является решением дифференциального уравнения

$$-\frac{\partial E_0}{\partial z} = \frac{en(z, t)}{\varepsilon_0} \quad (5)$$

с граничным условием $E_0|_{z=L} = 0$.

В средах, не обладающих термоэлектретными свойствами, значения $P(z, t)$ и $E_0(z, t)$ в любой момент времени t связаны соотношением

$$P(z, t) = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E_0(z, t), \quad (6)$$

что при подстановке в (4) с учетом (5) дает равенство (3).

В термоэлектретах условие (6) должно быть заменено на уравнение

$$\tau_r \frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = -P(z, t) - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E_0(z, t) \quad (7)$$

с начальным условием

$$P(z, t_0) = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E_0(z, t_0), \quad (8)$$

где τ_r — характерное время релаксации поляризации молекул термоэлектрета [2]. Подставляя выражения (5), (7) и (8) в (4), находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & -\frac{e}{\varepsilon_0} n(z, t) + \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \frac{e}{\varepsilon_0} n(z, t_0) \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_r}\right) + \\ & + \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \frac{e}{\tau_r \varepsilon_0} \int_{t_0}^t d\xi n(z, \xi) \exp\left(-\frac{t - \xi}{\tau_r}\right). \quad (9) \end{aligned}$$

Складывая формулы (1) и (2) и учитывая (9), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(n_f + n_t)}{\partial t} = & \frac{\mu_n e}{\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[n_f(z, t) \left(\int_z^L dy n(y, t) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_r}\right) \int_z^L dy n(y, t_0) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon \tau_r} \int_{t_0}^t d\xi \exp\left(-\frac{t - \xi}{\tau_r}\right) \int_z^L dy n(y, \xi) \right) \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

Уравнения (1), (10) описывают динамику заряда в слое диэлектрика (рис. 1), обладающего термоэлектретными свойствами. В частном случае $\tau_r = 0$ они сводятся к системе (1), (2). При нахождении решения уравнений (1), (10) особое внимание обращаем на те характеризующие процесс разрядки величины, которые могут быть измерены экспериментально и с помощью которых можно оценить значение τ_r .

Это 1) $Q(t) = \int_0^L dy n(y, t)$ — поверхностная плотность заряда, находящегося внутри слоя диэлектрика, и 2) $V(t) = \varphi(L, t)$ — потенциал на границе диэлектрик-вакуум.

Построение решения системы уравнений, описывающей релаксацию заряда в слое диэлектрика при наличии ТЭЭ

В работе [6] показано, что все электроны в диэлектрике разделяются на две группы: свободные и локализованные на центрах захвата. При этом объемная плотность носителей на ловушках $n_t(z, t)$ не может превышать концентрацию центров захвата N_0 . Оценим время t , требующееся свободному электрону, чтобы под действием электрического поля при полностью заполненных ловушках покинуть слой диэлектрика и уйти в металл. Для этого воспользуемся следующими очевидными соотношениями:

$$v = \mu_n E, \quad L = vt, \quad V_0 = EL,$$

где E — характерное значение напряженности электрического поля в резисте, v — средняя скорость электрона, V_0 — потенциал на поверхности образца. Тогда $t_e = L^2/(\mu_n V_0)$. Полагая значения величин L и V_0 такими же, как в работе [7] ($L \approx 1.6$ мкм, $V_0 \approx 9.0$ В), а $\mu_n < 10^{-7} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [8], получаем $t_e < 1$ мкс. Видно, что $t_e < t_0$. Это означает, что к моменту, когда диэлектрический слой остывает ниже температуры стеклования T_g , все свободные электроны уже покидают резист и оказываются в металле. А так как, согласно данным работы [6], к моменту времени t_0 все ловушки оказываются заполненными, то начальные условия к системе (1), (10) могут быть записаны следующим образом:

$$n_f|_{t=t_0} = 0, \quad n_t|_{t=t_0} = N_0. \quad (11)$$

На рис. 2, 3 приведены графики функций $Q(t)$ и $V(t)$, построенные путем численного решения системы уравнений (1), (10) с начальными условия-

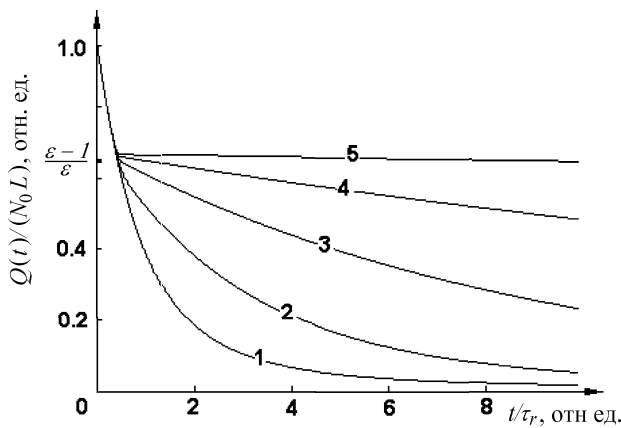


Рис. 2. Зависимость $Q(t)$ при различных значениях $\gamma = \tau/\tau_r$: 1 — $\gamma = +\infty$ (ТЭЭ отсутствует); 2 — $\gamma = 1.0$; 3 — $\gamma = 0.33$; 4 — $\gamma = 0.1$; 5 — $\gamma = 0.001$ (сильный ТЭЭ). При расчете выбраны следующие значения параметров: $\mu_n = 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\mu_n/k_3 = 10^9 \text{ В}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [6, 8], $\epsilon = 3$

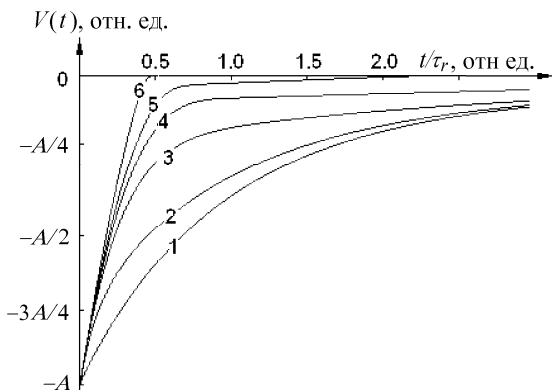


Рис. 3. Зависимость $V(t)$ при различных значениях $\gamma = \tau/\tau_r$: 1 — $\gamma = +\infty$ (ТЭЭ отсутствует); 2 — $\gamma = 10.0$; 3 — $\gamma = 3.0$; 4 — $\gamma = 2.0$; 5 — $\gamma = 1.0$; 6 — $\gamma = 0.001$ (сильный ТЭЭ). $A = (eN_0 L^2)/(2\epsilon\epsilon_0)$. При расчете выбраны следующие значения параметров: $\mu_n = 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\mu_n/k_3 = 10^9 \text{ В}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [6, 8], $\epsilon = 3$

ми (11) методом Рунге–Кутты 4-го порядка при различных значениях τ_r/τ . При расчетах принималось: $\mu_n = 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\mu_n/k_3 = 10^9 \text{ В}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [6]. Видно, что появление ТЭЭ может существенно изменять ход деполяризации образца: увеличивается скорость спада потенциала на поверхности мишени, возрастает характерное время ухода заряда из объема диэлектрика.

Методика определения величины τ_r

Основываясь на изложенном материале, может быть предложена следующая экспериментальная методика по определению значения величины τ_r для произвольного резиста (диэлектрика). Две идентичные мишени следует подвергнуть экспонированию электронным пучком с фиксированным ускоряющим напряжением одинаковой дозе облучения, но существенно различающихся плотностях тока. Если графики временных зависимостей $V(t)$ или $Q(t)$ для двух образцов совпадут, значит $\tau_r \ll \tau$, и для данного диэлектрика ТЭЭ несущественен и не будет проявляться в процессах ЭЛЛ и ЭМ. Если же кривые различаются, то вкладом эффекта пренебрегать нельзя. В этом случае вместо уравнения Пуассона для нахождения потенциала поля $\varphi(\mathbf{r}, t)$ в среде необходимо использовать соотношение:

$$\begin{aligned} \tau_r \frac{\partial(\Delta\varphi(x, y, z, t))}{\partial t} + \Delta\varphi(x, y, z, t) = \\ = -\frac{e\tau_r}{\epsilon_0} \frac{\partial c(x, y, z, t)}{\partial t} - \frac{ec(x, y, z, t)}{\epsilon\epsilon_0}, \end{aligned}$$

где $c(\mathbf{r}, t)$ — суммарная концентрация электрического заряда.

Поскольку ТЭЭ возникает только при достижении в веществе температуры T_g , то обсуждаемый эффект также может использоваться для обнаружения нагрева и косвенного измерения температуры резистов в ЭЛЛ.

Заключение

В работе исследован вопрос о вкладе ТЭЭ в процесс разрядки диэлектрика, облученного электронным пучком энергией 1–100 кэВ. Показано, что появление эффекта может существенно изменить ход деполяризации образца: увеличивается скорость спада потенциала на поверхности мишени, возрастает характерное время ухода заряда. Предложено модифицированное уравнение Пуассона, справедливое для диэлектрических сред, обладающих термоэлектретными свойствами.

Обсуждена экспериментальная методика по определению характерного времени релаксации поляризованных молекул термоэлектрета. Обращено внимание на то, что эффект может использоваться для косвенного измерения температуры образцов, облучаемых электронным пучком.

Литература

1. *Бойцов В.Г., Рычков А.А.* // ЖТФ. 1985. **55**, № 5. С. 881.
2. *Борисова М.Э., Галюков О.В., Койков С.Н.* // Изв. Вузов. Сер. Физика. 1994. **37**, № 4. С. 15.
3. *Моро У.* Микролитография. М., 1990.
4. *Грачев Е.А., Кузьмин И.Ю., Ошарин О.В., Цыганков В.Ю.* // Вопросы радиоэлектроники. Серия ЭВТ. 1983. № 5. С. 63.
5. *Боев С.Г., Ушаков В.Я.* Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках. М., 1991.
6. *Грачев Е.А., Митин И.В., Негуляев Н.Н.* // ВМУ. Физ. Астрон. 2003. № 1. С. 6.
7. *Liu W., Ingino J., Pease R.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1994. **12**, N 6. P. 1367.
8. *Ванников А.В., Матвеев В.К., Сичкарь В.П., Тютнев А.П.* Радиационные эффекты в полимерах. Электрические свойства. М., 1982.

Поступила в редакцию
28.05.03