

## ВЛИЯНИЕ МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО РАССТОЯНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ

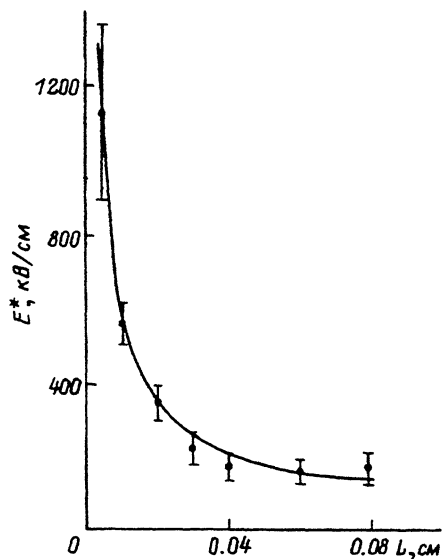
*И.Г.Ханефт, А.В.Ханефт*

Кемеровский государственный университет,  
650043, Кемерово, Россия  
(Поступило в Редакцию 14 февраля 1994 г.)

Перхлорат аммония (ПХА) является ионным диэлектриком ( $\text{NH}_4^+ \text{ClO}_4^-$ ) с шириной запрещенной зоны более 5 эВ. ПХА относится к числу соединений, обладающих большим избытком кислорода. Это служит причиной его широкого применения в качестве окислительно-го компонента смесевых твердых ракетных видов топлива [1,2]. Для исследования электрической прочности монокристаллов ПХА использовались образцы, выращенные из водного раствора ПХА. Электрическое поле прикладывалось к кристаллу перпендикулярно плоскости (210). В монокристалле под микроскопом предварительно высверливались лунки с двух противоположных сторон диаметром  $d = 0.7$  мм, глубина которых определялась необходимым межэлектродным расстоянием. Насыщенный раствор ПХА (электролит) в лунке служил электродом. Поляризационная микроскопия показала, что остаточных механических напряжений в межэлектродном промежутке кристалла нет. Напряжение пробоя диэлектрика определялось на фронте импульса напряжения амплитудой 10 кВ и длительностью  $\tau = 1.5$  мкс при помощи запоминающего осциллографа С8-13. В зависимости от разброса напряжения пробоя ПХА на каждую экспериментальную точку бралось порядка 11–20 образцов. Изучение образцов ПХА после электрического пробоя под микроскопом показало, что электрический пробой ПХА приводит к выгоранию образца с образованием сквозного канала диаметром порядка 3–5 мкм в центре кристалла.

Результаты экспериментального исследования электрической прочности монокристаллов ПХА от межэлектродного расстояния  $L$  приведены на рисунке. Видно, что при уменьшении  $L$  от  $8 \cdot 10^{-2}$  до  $5 \cdot 10^{-3}$  см напряженность пробивного электрического поля  $E^*$  увеличивается примерно от 175 до 1130 кВ/см, т.е. наблюдается эффект электрического упрочнения монокристалла ПХА с уменьшением межэлектродного расстояния. Эффект электрического упрочнения диэлектриков с уменьшением толщины известен в литературе [3,4] и может быть объяснен как тепловым пробоем, так и пробоем, обусловленным ударной ионизацией.

Рассмотрим возможность теплового пробоя ПХА. Размерный эффект для  $E^*$ , согласно теории теплового пробоя, обусловлен тепловыми потерями и в случае тонких образцов  $E^* \sim L^{-1/2}$ . Согласно экспериментальным данным уменьшение  $L$  в 16 раз приводит к увеличению  $E^*$  в 6.5 раз, что не согласуется качественно с зависимостью  $E^*$  от  $L$  для теплового пробоя. Кроме того, проводимость ПХА настолько



Зависимость электрической прочности ПХА от межэлектродного расстояния. Точки — эксперимент, линия — расчет по формуле (3).

мала ( $\sigma_0 \sim 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ), что за время действия импульса электрического поля  $\tau \sim 1.5 \text{ мкс}$  изменением температуры образца  $\Delta T$  можно пренебречь. Так, при  $E^* \sim 10^6 \text{ в/см}$  имеем

$$\Delta T = \sigma_0 E^* \tau / c \rho \sim 10^{-7} \text{ К.}$$

Здесь  $\rho = 1.95 \text{ г/см}^2$  — плотность ПХА,  $c = 1.176 \text{ Дж/г} \cdot \text{К}$  — удельная теплоемкость ПХА. Учет возможности увеличения проводимости образца путем опустошения электронных ловушек вследствие эффекта Френкеля-Пула в виде

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\beta E^{1/2} / k_B E) \sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$$

не приводит к заметному изменению температуры образца ( $\Delta T \sim \sim 10^{-2} \text{ К}$ ). Здесь  $\beta = q(q/\pi\epsilon_0\epsilon)^{1/2}$ ,  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon = 5.6$  — относительная диэлектрическая проницаемость ПХА. Оценка характерного времени теплоотвода образца по выражению [5] при  $L = 10^{-2} \text{ см}$

$$\tau_q = (c\rho/\lambda) \left[ (\pi/L)^2 + (2\mu_1/d)^2 \right]^{-1} \sim 10^{-2} \text{ с}$$

показывает, что  $\tau_q \gg \tau$ . Здесь  $\lambda = 0.29 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$  — коэффициент теплопроводности ПХА,  $\mu_1$  — первый корень функции Бесселя нулевого порядка. Следовательно, напряжение пробоя ПХА не зависит от теплоотвода, а электрический пробой не является тепловым.

Рассмотрим электрический пробой ПХА, вызванный ударным разложением электронов. В пользу этого свидетельствуют результаты [6], что в случае применения электродов, выполненных из электролита, электрический пробой диэлектриков происходит по ударному механизму. Размерный эффект для пробивного электрического поля в

случае ударной ионизации объясняется выносом электронов из объема диэлектрика и гибели их на электроде, т.е. время пролета электронов через образец меньше, чем характерное время гибели электронов вследствие рекомбинации или захвата на ловушках. Согласно [4], ударная ионизация вызовет неограниченное увеличение числа свободных носителей заряда в случае гибели электронов на электроде при условии  $w > v/L$ , где  $w$  — вероятность ударной ионизации в единицу времени,  $v$  — скорость пролета электронов через образец. Так как  $w = \alpha v$ , где  $\alpha$  — коэффициент ударного размножения электронов, то отсюда имеем следующее условие пробоя диэлектрика:

$$\alpha > L^{-1}. \quad (1)$$

Оценим качественную зависимость коэффициента ударного размножения электронов в ПХА от электрического поля. Коэффициент ударного размножения для электронов обычно аппроксимируется для простоты следующей эмпирической зависимостью от электрического поля  $E$  [7,8]:

$$\alpha = A \exp[-(b/E)^\gamma], \quad (2)$$

где  $A$  и  $b$  — некоторые константы, а параметр  $\gamma$  принимает значения в пределах от 1 до 2, что соответствует теории коэффициентов ударной ионизации в “слабых” (Шокли,  $\gamma = 1$ ) и “сильных” (Вольф,  $\gamma = 2$ ) полях. Экспериментальные значения параметра  $\gamma$  находятся для многих полупроводников и диэлектриков в интервале  $2 \geq \gamma \geq 1$  [7,8]. Подставляя выражение (2) для  $\alpha$  в условие (1) для электрического пробоя диэлектрика, получим выражение для критического электрического поля

$$E^* = b/[\ln(AL)]^{1/\gamma}. \quad (3)$$

Обработка экспериментальной зависимости электрической прочности монокристаллов ПХА от межэлектродного расстояния на ЭВМ по формуле (3) при помощи программы условной оптимизации с ограничениями “ФЛЕКСИ” [9] позволила получить численные значения параметров коэффициента ударного размножения электронов  $A = 1.82 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ,  $b = 8.4 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ ,  $\gamma = 0.4$ . Как видно из рисунка, кривая, рассчитанная по формуле (3), хорошо описывает экспериментальные данные по зависимости электрической прочности ПХА от межэлектродного расстояния. Таким образом, для ПХА имеем  $\alpha = 1.82 \cdot 10^3 \exp[-(8.4 \cdot 10^6/E)^{0.4}] \text{ см}^{-1}$ .

Сравнение численных значений полученных параметров  $A$  и  $b$  для ПХА с литературными данными для типичных полупроводников [7,8] показывает, что они вполне разумны. Значение параметра  $\gamma < 1$  для коэффициента ударного размножения свободных носителей никем экспериментально не наблюдалось. Однако значение параметра  $\gamma < 1$  для  $\alpha$  впервые теоретически предсказано В.А. Чуенковым для ионных кристаллов в случае рассеяния электронов на полярных оптических колебаниях решетки [10]. Согласно [10], параметр  $\gamma$  принимает значения в интервале  $0 < \gamma < 1$  при выполнении условия

$$3\hbar\omega_0 \text{th}(\hbar\omega_0/2k_B T_e) \geq q\lambda_e E, \quad (4)$$

где  $\omega$  — частота поларных оптических колебаний решетки,  $\lambda_e$  — длина свободного пробега электрона,  $T_e$  — температура электронов,  $\hbar$  — постоянная Планка.

Условие (4) соответствует условию ударной ионизации твердого тела в “слабых полях”. Следовательно, в ПХА энергия, набираемая электроном на длине свободного пробега в электрическом поле, меньше энергии оптических фононов.

### Список литературы

- [1] Хайретдинов Э.Ф., Мулина Т.В., Болдырев В.В. Механизм термического разложения перхлората аммония. Черноголовка, 1981.
- [2] Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Зырянов В.Я., Бобрышев В.П. Моделирование процессов горения твердых топлив. Новосибирск: Наука, 1985.
- [3] Сканави Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М.: Физматгиз, 1958.
- [4] Франц В. Пробой диэлектриков. М.: ИЛ, 1961.
- [5] Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
- [6] Воробьев Г.А., Езанин С.Г., Несмелов Н.С. // Изв. вузов. Физика. № 2. С. 121.
- [7] Греггов И.В., Сережкин Ю.Н. Лавинный пробой  $p$ - $n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980.
- [8] Капассо Ф. Техника оптической связи: фотоприемники. М.: Мир, 1988.
- [9] Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975.
- [10] Чуенков В.А. // ФТТ. 1967. Т. 9. Вып. 1. С. 48.

Журнал технической физики, т. 65, в. 6, 1995

01;04  
© 1995 г.

## ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТОНКИХ ПРОВОДЯЩИХ ОБОЛОЧКАХ

А.В.Ключник, Ю.Е.Лозовик, А.В.Солодов

Московский радиотехнический институт РАН,  
113519, Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 6 октября 1994 г.)

### Введение

В последнее время интенсивно исследуются свойства различных наноразмерных структур, имеющих форму полый сферы или вытянутых трубок, поверхность которых имеет отличную от нуля проводимость (см., например, [1] и цитируемую там литературу). Существуют и другие объекты малых размеров, такие как микросферы, наноразмерные полупроводниковые структуры, которые могут иметь тонкие проводящие области. Рассеяние электромагнитных волн на таких объектах будет определяться плазменными колебаниями, которые могут возбуждаться в их тонких проводящих оболочках. Как будет показано ниже, спектр плазмонов в тонких оболочках существенно отличается от спектра обычных объемных плазмонов и плазмонов, локализованных на неоднородностях поверхности [2], и имеет ветвь колебаний с частотой значительно ниже объемной плазменной моды.