

01;04

Определение потенциала поверхности диэлектрического слоя на мишени, бомбардируемой ионным пучком

© Г.Г. Бондаренко, А.И. Бажин, А.П. Коржавый, В.И. Кристья, Р.Д. Аитов

Московский государственный институт электроники и математики,
109028 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 февраля 1997 г.)

Рассчитано электрическое поле у поверхности зарядного пятна, создаваемого ионным пучком на диэлектрическом покрытии мишени. Получено выражение, связывающее потенциал поверхности диэлектрика с потенциалом коллектора, при котором происходит насыщение коллекторного тока вторичных электронов. Оно позволяет определить падение потенциала на оксидном слое холодного катода без усложнения конструкции экспериментальной установки.

Во многих газоразрядных приборах используются металлические холодные катоды с диэлектрической оксидной пленкой на рабочей поверхности [1,2]. Их эмиссионные свойства зависят от электрического поля, создаваемого в диэлектрике поверхностным зарядом, образующимся при ионной бомбардировке катода в разряде. Известные методы измерения потенциала поверхности диэлектрического слоя, облучаемого заряженными частицами, предполагают наличие дополнительного зондирующего пучка [3,4] или подвижных деталей установки [5,6].

В данной работе рассчитано электрическое поле у поверхности зарядного пятна, создаваемого ионным пучком на диэлектрическом покрытии мишени. Получено выражение, связывающее потенциал поверхности диэлектрика с потенциалом коллектора, при котором происходит насыщение коллекторного тока вторичных электронов, позволяющее определить падение потенциала на оксидном слое холодного катода без усложнения конструкции экспериментальной установки. Подобная задача рассматривалась в работе [7], однако полученные в ней соотношения являются достаточно громоздкими, что затрудняет их использование в исследованиях эмиссионных свойств холодных катодов.

При бомбардировке ионным пучком мишени с диэлектрическим покрытием на ее поверхности образуется зарядное пятно, распределение плотности заряда $\sigma(r)$ в котором близко к распределению плотности тока в пучке и обычно является гауссовским [8],

$$\sigma(r) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_e^2}\right), \quad (1)$$

где r — расстояние от центра пятна, r_e — эффективный радиус пучка.

Пусть ось z направлена по нормали к мишени (рис. 1), причем плоскость $z = 0$ — граница металлической подложки и диэлектрика, $z = H$ — поверхность диэлектрического слоя с проницаемостью ϵ , а в плоскости $z = H + L$ — находится коллектор вторичных электронов. Поперечные размеры мишени и коллектора

будем считать много большими L , что позволяет пренебречь краевыми эффектами, а потенциал коллектора относительно подложки φ_c значительно превышающим контактную разность потенциалов на границах сред. Потенциал электрического поля в диэлектрике обозначим через φ_1 , а вне диэлектрика — через φ_2 . Тогда, если ток пучка I_p достаточно мал, так что его первенанс $I_p/\varphi_b^{3/2}$ (φ_b — потенциал, соответствующий энергии частиц пучка) не превосходит 10^{-9} А/В^{3/2} [9], распределение потенциала в системе описывается уравнениями Лапласа

$$\Delta\varphi_1 = 0, \quad \Delta\varphi_2 = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\varphi_1(r, 0) = 0, \quad \varphi_1(r, H) = \varphi_2(r, H),$$

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}(r, H) - \epsilon \frac{\partial\varphi_1}{\partial z}(r, H) = -\frac{\sigma(r)}{\epsilon_0},$$

$$\varphi_2(r, H + L) = \varphi_c, \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

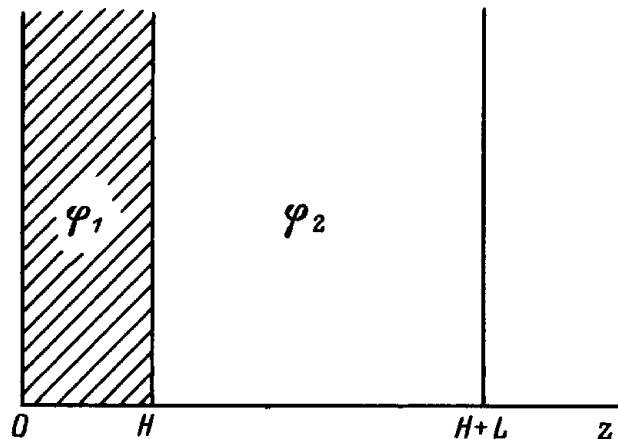


Рис. 1. Схема межэлектродного промежутка.

Решая краевую задачу (1)–(3) методом разделения переменных, найдем выражение для нормальной составляющей электрического поля у поверхности мишени

$$E_z(r, z) = -\frac{\partial\varphi_2}{\partial z} = -\frac{\varphi_c \varepsilon}{H + \varepsilon L} + \frac{\sigma_0(\varphi_c) r_e^2}{2} \times \int_0^\infty \frac{\lambda \exp(-\lambda^2 r_e^2/4) \operatorname{ch}[\lambda(L + H - z)] J_0(\lambda r)}{[\operatorname{cth}(\lambda L) + \varepsilon \operatorname{cth}(\lambda H)] \operatorname{sh}(\lambda L)} d\lambda, \quad (4)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Из (4) видно, что при малых значениях φ_c в центре пятна существует поле, препятствующее уходу на коллектор части вторичных электронов. С увеличением φ_c количество таких электронов уменьшается, и при достижении некоторого значения $\varphi_c = \varphi_{c0}$, когда выполняется условие $E_z(0, H) = 0$, все электроны попадают на коллектор, т.е. происходит насыщение вторичного тока. Величина $\sigma_0(\varphi_c)$ достигает при $\varphi_c = \varphi_{c0}$ своего максимального значения $\sigma_0(\varphi_{c0})$. Из (4) следует, что

$$\varphi_{c0} = \frac{(H + \varepsilon L)\sigma_0}{2\varepsilon_0\varepsilon} \int_0^\infty \frac{t \exp(-t^2/4) dt}{1 + \varepsilon \operatorname{th}(tL/r_e) \operatorname{cth}(tH/r_e)}. \quad (5)$$

Учитывая характерные значения входящих в выражение (5) величин $r_e \sim 10^{-3}$ м, $L \sim 10^{-2}$ м, $H \sim 10^{-8}$ м и пренебрегая слагаемыми порядка H/L , $H/r_e \sim 10^{-5} - 10^{-6}$, получим

$$\varphi_{c0} = \frac{\varphi_h L}{2t_e} \left\{ \int_0^\infty t^2 \exp(-t^2/4) dt + \int_0^\infty t^2 \exp(-t^2/4) [\operatorname{cth}(tL/r_e) - 1] dt \right\}, \quad (6)$$

где $\varphi_h = \sigma_0(\varphi_{c0})H/(\varepsilon_0\varepsilon)$ — потенциал в центре пятна в режиме полного отбора вторичного тока, который является рабочим для холодных катодов.

Первый из этих интегралов равен $2\sqrt{\pi}$, а второй, как нетрудно показать, не превосходит величины $\sqrt{\pi}(r_e/L)^2$, т.е. при $r_e/L \ll 1$ выражение (6) принимает вид

$$\varphi_{c0} = \frac{\sqrt{\pi} \varphi_h L}{r_e}, \quad (7)$$

откуда следует

$$\varphi_h = \frac{r_e}{\sqrt{\pi} L} \varphi_{c0}. \quad (8)$$

Следовательно, определив экспериментально потенциал φ_{c0} , при котором происходит насыщение коллекторного тока, можно найти из (8) потенциал поверхности диэлектрического слоя в центре создаваемого пучком зарядного пятна.

Экспериментальные исследования проводились для образцов, изготовленных из чистого алюминия, с оксидной пленкой на поверхности, полученной при их

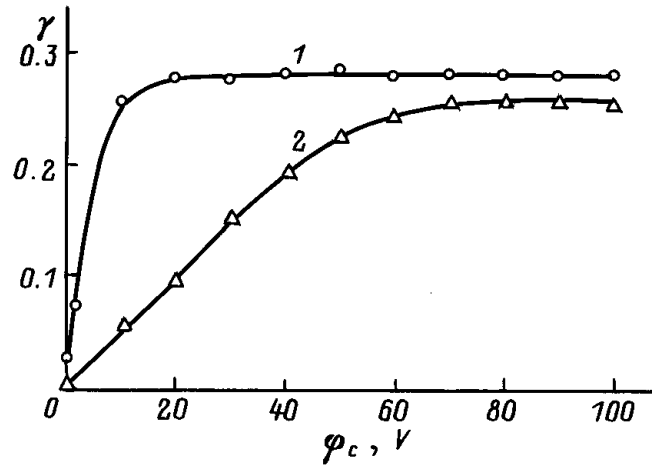


Рис. 2. Экспериментальная зависимость отношения γ коллекторного тока вторичных электронов к току ионного пучка от потенциала коллектора φ_c для образцов, полученных в катодном (1) и анодном (2) режимах окисления.

обработке в тлеющем разряде в кислороде. Толщина оксида измерялась эллипсометрическим методом. Расстояние L от образца до плоского коллектора диаметром 100 мм равнялось 10 мм. Использовался пучок ионов He^+ с энергией 300 эВ и $r_e = 1.8$ мм. В этих условиях не происходит заметного растекания заряда вдоль поверхности катода [8] и на ней отсутствуют участки с существенно отличающейся работой выхода, которые могут оказывать влияние на форму зависимостей тока вторичных электронов от потенциала коллектора [1].

На рис. 2 приведены измеренные зависимости отношения $\gamma = I_s/I_p$ коллекторного тока вторичных электронов I_s к току ионного пучка I_p от потенциала коллектора φ_c для образца, полученного в катодном режиме окисления (кривая 1, $H = 8 \cdot 10^{-9}$ м), и для образца, полученного в анодном режиме окисления (кривая 2, $H = 3.5 \cdot 10^{-8}$ м). Значения φ_{c0} для них равны соответственно 20 и 90 В, а потенциалы поверхности φ_h , как следует из (8), 2.0 и 9.0 В. Напряженность поля в диэлектрике $E_h = \varphi_h/H$ равна при этом $3 \cdot 10^8$ В/м, что согласуется с известными [6,10] оценками поля в оксиде алюминия, при котором происходит инжекция электронов из подложки, необходимая для поддержания стационарной зарядки поверхности образца в условиях ее ионной бомбардировки.

Таким образом, полученное в данной работе соотношение (8) позволяет определить потенциал поверхности оксидного слоя при исследовании эмиссионных свойств холодных катодов без усложнения конструкции установки.

Список литературы

- [1] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [2] Аитов Р.Д., Коржавый А.П., Кристя В.И. // Обзоры по электронной технике. Сер. 6. 1991. Вып. 5. С. 1–47.
- [3] Упатов В.Я. // РИЭ. 1957. Т. 2. № 2. С. 184–192.
- [4] Крютченко О.Н., Чижиков А.Е. // Электронная техника. Сер. 4. 1987. № 4. С. 62–65.
- [5] Ибрагимов А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 401–403.
- [6] Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А. и др. // Поверхность. 1994. № 6. С. 93–99.
- [7] Серебров Л.А., Фридрихов С.А. // РИЭ. 1960. Т. 5. № 10. С. 1680–1686.
- [8] Упатов В.Я. // РИЭ. 1994. Т. 39. № 6. С. 967–974.
- [9] Кирштейн П.Т., Кайно Г.С., Уотерс У.Е. Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970. 600 с.
- [10] Kanter H., Feibelman W.A. // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 12. P. 3580–3588.