

К ПРОБЛЕМЕ ПРОБОЯ ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИИ

В.Э.Птицын

Институт аналитического приборостроения РАН
198103, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 5 февраля 1992 г.

Показано, что поверхность вершины W микрокристалла (МК) в условиях эмиссии электронного тока высокой плотности ($j_e \gtrsim 4 \cdot 10^6$ А/см²) теряет устойчивость и становится эффективным эмиттером нейтральных атомов. Рассчитано время, необходимое для полевой ионизации атома после десорбции с поверхности МК. В результате проведенных исследований развиты новые представления о физическом механизме пробоя вакуумной электроизоляции.

Известно ¹, что пробой вакуумной электроизоляции (или, коротко, вакуумный пробой (ВП)) развивается за время $\lesssim 10^{-7}$ с как только разность потенциалов между электродами превысит некоторое характерное для данных условий значение, называемое напряжением пробоя (V_b). При ВП в вакуумном зазоре образуется плазменный канал с высокой проводимостью, однако механизм формирования плазмы при ВП до настоящего времени остается неясным ^{1,2}.

Исследования плазмы ВП ^{1,3} показали, что: 1) при ВП сгустки плотной плазмы возникают на локальных участках макроповерхности катода - катодный факел (КФ) и анода - анодный факел (АФ); 2) первоначально образуется КФ и затем напротив КФ с временной задержкой порядка $\tau \sim 10^{-8}$ с возникает АФ; 3) средняя энергия ионов (\bar{E}_i) в плазме КФ составляет $\simeq (3 \div 5)$ эВ, причем $\bar{E}_i \simeq \bar{E}_e$, где \bar{E}_e - средняя энергия электронов; 4) скорость распространения фронта КФ (v_k) зависит от вещества катода и равна $v_k \simeq (1 \div 3) \cdot 10^6$ см/с.

Прямыми экспериментами ^{4,5} установлено также, что инициирование ВП обусловлено присутствием на макроповерхности катода отдельных микро неоднородностей, которые имеют форму МК (вискеров) высотой порядка единиц мкм. Зависимость предпробойного тока эмиссии с поверхности катода от напряжения V ($V < V_b$) хорошо аппроксимируется уравнением Фаулера-Нордгейма ¹.

Таким образом, из приведенных выше данных следует, что наиболее вероятной причиной инициирования ВП (образования КФ) являются процессы, протекающие на вершине МК и на границе МК с вакуумом при интенсивной электронной эмиссии. Одним из таких процессов является нагрев вершины МК током термополевой эмиссии ⁶ за счет выделения тепла Джоуля и Ноттинггама.

Для оценки температуры (T_s) на вершине МК решалось одномерное стационарное уравнение теплопроводности, в котором впервые учитывался фактор нелокальности рассеяния "горячих" дырок. В сферической системе координат для конической модели МК уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 T}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dT}{d\rho} + \frac{I\epsilon \exp\left[-\frac{(\rho-\rho_s-L)^2}{2D^2}\right]}{\sqrt{2}\pi^{3/2} e \kappa D t g^2 \alpha \rho^2} + \frac{I^2}{\pi^2 t g^4 \alpha \kappa \rho^4} = 0, \quad (1)$$

где I - ток эмиссии; ϵ - средняя энергия, передаваемая решетке МК при эмиссии одного электрона ⁶; α - полуугол раствора конуса при вершине МК; $\rho_s \equiv r_s / t g \alpha$, r_s - радиус вершины МК; e - заряд протона, L - характерная средняя длина релаксации по энергии "горячей" дырки; D^2 - дисперсия L ; κ

и σ - коэффициенты теплопроводности и электропроводности, соответственно. Граничные условия к (1)

$$T|_{\infty} = T_0, \quad \left. \frac{dT}{d\rho} \right|_{\rho_s} = C, \quad (2)$$

где T_0 - температура основания МК, C - постоянная для данных значений I и напряженности поля на вершине МК (F_s).

Полагая, что максимальное значение $T(\rho)$ соответствует точке $\rho \simeq \rho_s + L$, и, пренебрегая зависимостью κ и σ от T , получим

$$C \simeq \frac{j_e \epsilon}{2e\kappa} \beta + \frac{j_e^2 L}{\kappa \sigma}, \quad (3)$$

$$T_s \simeq T_0 + \frac{j_e \epsilon \rho_s}{2e\kappa} \left(1 + 2\beta \frac{L}{\rho_s} \right) + \frac{j_e^2 \rho_s^2}{2\kappa \sigma}, \quad (4)$$

где $\beta \equiv \operatorname{erf} \left(\frac{L}{\sqrt{2D}} \right)$; $j_e = I/\pi\rho_s^2 \operatorname{tg}^2 \alpha$. Из условия диссипации потока тепловой энергии на поверхности вершины МК при $T_s = \text{const}$ следует

$$\kappa C \simeq \Lambda n_s f \exp(-\Lambda/kT_s) + \delta T_s^4 + \frac{n_s Q^2 \nabla T D_s}{kT_s^2 \tau_s}, \quad (5)$$

где Λ - средняя энергия связи адатома с поверхностью МК, n_s - поверхностная плотность адатомов, $f \simeq kT_s/h$ - частота колебаний адатома; k , h , δ - постоянные Больцмана, Планка и Стефана-Больцмана, соответственно; Q - теплота переноса ⁷, D_s - коэффициент поверхностной самодиффузии.

Расчеты (4) показывают, что T_s для W МК с $\tau_s \gtrsim (0,3 \div 0,4)$ мкм, $T_0 \simeq 300$ К, $\epsilon \simeq 0,3$ эВ ⁶, $\alpha \sim (1,5 \div 5) \cdot 10^{-2}$ рад начинает заметно (по сравнению с T_0) повышаться при $j_e \gtrsim 10^6$ А/см², и уже при $j_e \simeq 4 \cdot 10^6$ А/см² достигает значений $T_s \gtrsim (2000 \div 2500)$ К.

Из (3 ÷ 5) с учетом результатов ⁸⁻¹¹ для $n_s = n_s(T_s)$ и $\Lambda = \Lambda(j_e)$, следует, что доминирующий вклад в правую часть (5) при $j_e \gtrsim 4 \cdot 10^6$ А/см² вносит первое слагаемое, которое определяет поток энергии, уносимой с поверхности МК испаряющимися адатомами. При этом плотность потока испаряющихся адатомов имеет тот же порядок величины, что и плотность потока электронов эмиссии.

Таким образом, на основании проведенных расчетов можно сделать вывод, что поверхность МК при высоких плотностях тока электронной эмиссии теряет устойчивость и одновременно становится эффективным эмиттером нейтральных атомов.

Атом после десорбции за время совершения прыжка высотой $h \lesssim 1000 \text{ \AA}$ ^{8,9} под действием поляризационной силы $\vec{F} = \frac{\alpha}{2} \nabla F^2$, где α - поляризуемость атома, может быть ионизован либо электроном эмиссии, либо сильным электрическим полем. Можно показать, что вероятность ударной ионизации на начальной стадии процесса десорбции мала, так как $\lambda \gg h$, где λ - длина свободного пробега электрона по отношению к ударной ионизации.

Вероятность полевой ионизации за время t_i определяется выражением

$$P_i(t_i) = 1 - \exp \left[-\frac{A \omega t_i S}{\hbar} \exp \left(-\frac{2S}{\hbar} \right) \right], \quad (6)$$

где A - безразмерный параметр ($A \sim 1$), ω - частота соударений электрона с потенциальным барьером в атоме ($\omega \gtrsim 10^{16}$ с⁻¹)

$$S = \int_{z_1}^{z_2} \left[2m \left(I^* - \frac{e^2}{z} - ez\bar{F} \right) \right]^{1/2} dz, \quad (7)$$

где m - масса электрона, I^* - энергия ионизации атома из основного или возбужденного состояния, \bar{F} - средняя напряженность поля у поверхности вершины МК, z_1, z_2 - координаты точек "поворота". После интегрирования (7) получим

$$S = \frac{8}{3} \left(\frac{m^2 e^5}{\bar{F}} \right)^{1/4} \xi^{-3/2} \varphi(\xi), \quad (8)$$

где $\xi \equiv [2(e^3 \bar{F})^{1/2}] / I^*$, $\varphi(\xi) \equiv (1 + \xi)^{1/2} [E(k, \frac{\pi}{2}) - \xi \Phi(k, \frac{\pi}{2})]$, $k \equiv [(1 - \xi) / (1 + \xi)]^{1/2}$, $\Phi(k, \frac{\pi}{2})$, $E(k, \frac{\pi}{2})$ - эллиптические интегралы первого и второго рода. Учитывая, что рассчитанным выше численным значениям j_e, T_s , при которых поверхность МК теряет устойчивость, соответствует ⁶ поле $F_s \simeq \bar{F} \gtrsim 0,5$ В/Å из (6-8) получим, что в этом поле атомы, десорбирующиеся в основном и в низколежащих возбужденных состояниях (от ⁵ D_1 до ³ P_0 ¹²), ионизируются с вероятностью $P \simeq 0,99$ за время t_i от $\sim 10^{-10}$ с до $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Совместное туннелирование в вакуум в сильном электрическом поле электронов из связанных состояний атомов в МК и из свободных атомов, десорбирующихся с поверхности МК, естественно назвать термополевой ионизационной эмиссией (TFIE).

Энергия ионов (W_i), бомбардирующих поверхность МК в процессе TFIE при $V = \text{const}$, в первом приближении дается выражением

$$W_i \simeq \frac{1}{2M_i} \left[- \frac{e\hbar \bar{F} \ln(1 - P_i) \exp(2S/\hbar)}{A\omega S} \right]^2, \quad (9)$$

где M_i - масса иона. Из (7-9) следует, что W_i по мере распыления МК может достигать значений в единицы кэВ. При самораспылении кристаллических мишеней ионами таких энергий (W_i) энергия вторичных частиц (атомов и ионов), соответствующая максимуму функции распределения по энергиям, составляет ^{13,14} $\sim (2 \div 5)$ эВ, тогда как энергии частиц из "хвоста" функции распределения имеют значения $\sim 2 \cdot 10^2$ эВ (то есть $v \simeq 1,5 \cdot 10^6$ см/с для W). Указанные характеристики вторичных частиц хорошо согласуются с данными ^{1,3} для средней энергии ионов $E_i \simeq (3 \div 5)$ эВ и $v_k \simeq (1 \div 3) \cdot 10^6$ см/с расширяющегося КФ.

Таким образом, приходим к заключению, что образование плазмы КФ при иницировании ВП является результатом неустойчивости и самораспыления поверхности вершины МК, развивающихся в условиях интенсивной электронной эмиссии.

Известно также ^{3,15}, что одновременно с образованием плазмы КФ происходит резкий рост (в $10^1 \div 10^2$ раз) тока эмиссии (микроразряд). В рамках развитых здесь представлений резкий рост тока эмиссии при $V = \text{const}$ суть проявление принципиальной нестационарности процесса TFIE ¹¹.

Важно отметить, что формирование КФ является только необходимым, но недостаточным условием для развития ВП, так как масса МК, которая переходит в плазму КФ, весьма незначительна, порядка $\sim (10^{-10} \div 10^{-11}) \text{г}$ ³ или меньше. Для образования плазменного канала с высокой проводимостью при развитии ВП плазма должна поступать в вакуумный зазор как за счет формирования КФ, так и АФ. Специальными экспериментами ^{1,16} было показано, что формирование АФ может происходить как под воздействием электронного

тока с поверхности МК на катоде, так и под воздействием мощного электронного (или фотонного) потока из внешнего источника электронов (фотонов). При этом минимальная плотность потока энергии электронов, рассеиваемой на аноде, должна составлять $^1 \approx 2 \cdot 10^7$ Вт/см².

Учитывая эти данные, в качестве критерия развития ВП под действием потока электронов из КФ потребуем выполнения условия для электронно-стимулированной десорбции атомов (и ионов) с анода, то есть

$$\frac{V_b j_A \tau}{n_{SA} r} \geq \Lambda_A, \quad (10)$$

где j_A - плотность тока $TFIE$ на аноде, r - безразмерная глубина проникновения электронов в вещество анода, n_{SA} - концентрация адатомов в условиях воздействия мощного потока электронов, Λ_A - средняя энергия связи адатома с поверхностью анода. Для типичных значений $\Lambda_A \approx 2$ эВ, $n_{SA} \sim 4 \cdot 10^{14}$ см⁻², из (10) получим, что $(V_b j_A)_{min} \approx 2,5 \cdot 10^7$ Вт/см².

Из (10) следует также известное ¹ эмпирическое соотношение $V_b \approx \text{const} \cdot d^{0,6}$, где d - расстояние между электродами вакуумного зазора.

Автор выражает глубокую благодарность Т.М.Птицыной за большую помощь при выполнении работы и Л.Н.Галль за стимулирующий интерес и поддержку.

-
1. И.Н.Сливков, Процессы при высоком напряжении в вакууме, М.: Энергоатомиздат, 1986.
 2. Физическая энциклопедия, М.: Сов.энциклопедия, 1, 237 (1988).
 3. Г.А.Месяц, Д.И.Проскуровский, Импульсный электрический разряд в вакууме. Наука: Новосибирск, 1984.
 4. R.P.Little and W.F.Whitney, J. Appl. Phys. 34, 2430 (1963).
 5. R.P.Little and S.T.Smith, Trans. on Electron Devices ED-12, 77 (1965).
 6. L.W.Swanson and A.E.Bell, Adv. Elect. and Electron Phys. 32, 193 (1973).
 7. Я.Е.Гегузин, Ю.С.Когановский, Диффузионные процессы на поверхности кристалла, М.: Энергоатомиздат, 1984.
 8. V.E.Ptitsin, Proc. XIV. Intern. Sump. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 1990, Santa Fe, USA, 77, 269.
 9. V.E.Ptitsin, Surf. Sci. 246, 373 (1991).
 10. V.E.Ptitsin, In Abstr. 38th Int. Field Emission Symp., 1991, Vienna, 3-33, 3-34.
 11. В.Э.Птицын, Препринт ИАП РАН N 52, 1992.
 12. А.А.Радциг, Б.М.Смирнов, Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986.
 13. В.И.Векслер, Вторичная ионная эмиссия металлов. М.: Наука, 1978.
 14. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Под ред. Р.Бериша, М.: Мир, 1984.
 15. W.P.Dyke and W.W.Dolan, Adv. Electron and Electron Phys. 8, 89 (1953).
 16. В.Э.Птицын, Г.Н.Фурсей, Н.В.Егоров, Письма в ЖЭТФ 31, 733 (1980).