

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, А. Г. Парфенов, О
природе взрывной электронной эмиссии, *Докл. АН
СССР*, 1983, том 269, номер 2, 343–345

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.82

22 января 2025 г., 08:04:57



Авторы благодарят А.В. Ведяева, Л.В. Келдыша и И.М. Лифшица за полезные обсуждения затронутых в статье вопросов и Д.И. Груева и В.Ю. Борю за помощь в проведении расчетов на ЭВМ.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило
30 X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
2. Odagaki T. — Solid State Commun., 1980, vol. 35, 9, p. 639–641.
3. Elyutin P.V. — J.Phys., Ser. C, 1981, vol. 14, 10, p. 1435–1443.
4. Fertis A.C., Andreotis A.N., Economou E.N. — Phys.Rev. B, 1981, vol. 24, 10, p. 5806–5811.
5. Shapiro B. — J.Phys., Ser. C, 1979, vol. 12, 16, p. 3185–3195.
6. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М.: Наука, 1982.
7. Эфрос А.Л. — УФН, 1978, т. 126, № 1, с. 41–64.
8. Ching W.Y., Huber D.L. — Phys.Rev. B, 1982, vol. 25, 2, p. 1096–1100.
9. Балееску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. М.: Мир, 1978, т. 1, гл. 8.
10. Powell M.J. — Phys. Rev.B, 1979, vol. 20, 10, p. 4194–4198.
11. Powell M.J. — Ibid., 1980, vol. 21, 8, p. 3725–3728.

УДК 537.525.5

Ф И З И К А

Е.А. ЛИТВИНОВ, член-корреспондент АН СССР Г.А. МЕСЯЦ, А.Г. ПАРФЕНОВ

О ПРИРОДЕ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Механизм взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) [1] привлекает внимание многих авторов. В [1] предполагалось, что ВЭЭ имеет термоавтоэлектронную природу из-за высокого электрического поля и высокой температуры металла в зоне фазового перехода металл–плазма. Однако преобладание туннельного эффекта в ВЭЭ требует высокого электрического поля ($\sim 10^8$ В/см) у поверхности катода. Рассматривая механизм взрывной эмиссии электронов, авторы [2] учли подбарьерные столкновения туннелирующих электронов с ионами плазмы. Это приводит к эффекту резонансного туннелирования, способствующему увеличению плотности тока ВЭЭ. Оценки, проведенные в [3], показали, что "роль электрического поля сводится в основном к уменьшению эмиссионной работы выхода" (эффект Шоттки), а основной вклад вносит термоэмиссия, так как температура в зоне эмиссии с катода превосходит 10^4 К. Аналогичный вывод был сделан также в [4].

Важным аргументом в пользу этой идеи послужили исследования эрозии острых катодов [5; 6] при ВЭЭ. В этих работах была предложена модель разрушения, базирующаяся на представлении об интенсивном выделении тепла в вершине катода из-за джоулевой диссипации энергии. Эта модель предполагает плотность тока ВЭЭ порядка 10^8 А/см². Количество унесенного с катода вещества, оцененное по этой модели, хорошо совпало с полученным в эксперименте. Точная оценка температуры катода в этой модели не имела значения, так как температура, при которой разрушается катод, была под знаком логарифма. Поэтому предложенная в [5, 6] модель оказалась слишком грубой для оценки температуры катода.

С целью определения границ джоулевой модели, для установления природы ВЭЭ, а также для того, чтобы проследить за динамикой процесса эрозии катода, было проделано численное моделирование процессов в остром катоде (рис. 1).

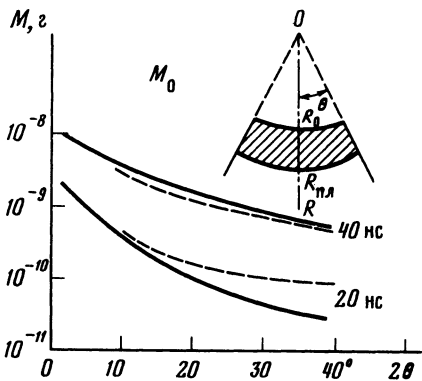


Рис. 1. Унос массы, измеренной в экспериментах [5] (сплошные кривые) и рассчитанный теоретически (штриховые)

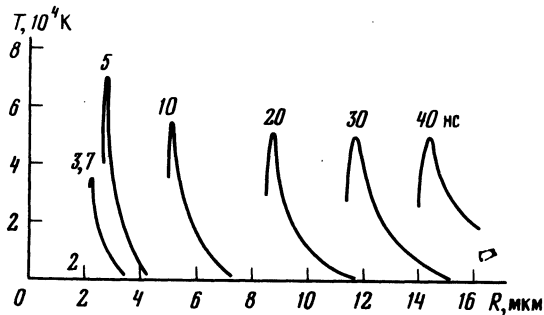


Рис. 2. Распределение температуры в теле острейшего катода в различные моменты времени

Решалась следующая система уравнений:

$$(1) \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \lambda R^2 \frac{\partial T}{\partial R} - \frac{i c_e}{2\pi R^2 (1 - \cos \theta) e} \frac{\partial T}{\partial R} + \left[\frac{i}{2\pi R^2 (1 - \cos \theta)} \right]^2 \kappa_0 T,$$

$$T|_{t=0} = T_0, \quad T|_{R \rightarrow \infty} = T_0;$$

$$(2) \quad T(R_{пл}, t) = T_{пл}, \quad \lambda \nabla T|_т - \lambda \nabla T|_ж = \rho v_{пл} \epsilon_{пл};$$

$$(3) \quad v_{исп} = v_{зв} \exp\left(-\frac{\epsilon_{исп} m_a}{kT}\right);$$

$$(4) \quad -\lambda \nabla T|_{R=R_0} = -\rho v_{исп} \epsilon_{исп} - \frac{j}{e} (2kT + \varphi) + \frac{j_i}{e} \epsilon_i,$$

где ρ — плотность материала катода; c — удельная теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; i — ток, переносимый через эмиссионный центр на катоде; $j = i/2\pi R^2 (1 - \cos \theta)$ — плотность электронного тока, $c_e = \pi^2 k^2 T/2\epsilon_F$ — электронная теплоемкость; θ — полуугол при вершине острия (см. рис. 1); ϵ_F — энергия Ферми; j_i — плотность ионного тока на поверхности; ϵ_i — энергия, приносимая ионом на поверхность катода; e — абсолютная величина заряда электрона; $\kappa = \kappa_0 T$ — удельное сопротивление катода; T_0 — начальная температура; $R_{пл}$, $v_{пл}$, $\epsilon_{пл}$ — радиус, скорость и удельная теплота плавления; R_0 , $v_{исп}$, $\epsilon_{исп}$ — радиус, скорость и удельная теплота испарения; $v_{зв}$ — скорость звука (поперечная) в металле; m_a — масса атома вещества катода; φ — работа выхода катода; индексы "т" и "ж" указывают на граничные условия в месте раздела твердой и жидкой фаз. Величины ρ , c , λ считались не зависящими от температуры и одинаковыми для жидкой и твердой фаз. Ток задавался линейно растущим со временем.

В табл. 1 приведены результаты расчетов скорости уноса массы γ , радиуса эмиссии $R_3 \approx R_0 \sin \theta$ и плотности тока ВЭЭ j . На рис. 1 дана рассчитанная зависимость массы M , унесенной с вершины молибденового катода, от угла 2θ и длительности импульса. Здесь же приведены экспериментальные кривые из работы [5]. Из этих результатов можно сделать следующие выводы. Катод в течение времени порядка 10^{-9} с разогревается до температур в несколько десятков тысяч градусов. Столь высокие температуры способны обеспечить термоэлектронную эмиссию с плотностью тока $> 10^8$ А/см². По мере роста радиуса катода плотность тока через вершину острия падает. Это влечет за собой понижение температуры катода,

Т а б л и ц а 1

Некоторые характеристики процесса взрывной электронной эмиссии молибденового острья

2θ	t , нс	γ , 10^{-4} г/К	R_0 , мкм	j , 10^8 А/см ²	2θ	t , нс	γ , 10^{-4} г/К	R_0 , мкм	j , 10^8 А/см ²
20°	10	8,6	0,9	4,5	40°	10	5,1	1,0	3,9
	20	10,3	1,6	3,1		20	6,2	1,6	2,9
	40	12,5	2,6	2,1		40	7,1	2,7	1,9

и наступает такой момент, когда термоэлектронная эмиссия прекращается. При $di/dt > 5 \cdot 10^8$ А/с и углах раствора острья 2θ , не превышающих $40-50^\circ$, хорошо работает джоулева модель, изложенная в работах [5, 6]. При $di/dt < (1-2) \cdot 10^8$ А/с выделение джоулева тепла на катоде незначительно, так как важную роль играет теплоотвод. При этом процесс эрозии не развивается.

На рис. 2 приведены распределения температуры в теле катода в различные моменты времени при начальном радиусе $R_0 = 2$ мкм, $2\theta = 20^\circ$ и $di/dt = 10^9$ А/с. Из рис. 2 следует, что температура поверхности катода может быть ниже, чем в глубине металла. Это обусловлено электронным охлаждением поверхности, а также охлаждением за счет испарения атомов. Ионная бомбардировка не оказывает заметного влияния на температуру катода.

При больших значениях di/dt , когда численные результаты совпадают с аналитической моделью, температуру поверхности эрозии можно оценить, приравнявая скорость фазового перехода из формулы (3) к скорости движения изотермы, вычисленной из джоулевой модели:

$$(5) \quad T = \epsilon_{\text{исп}} m_{\phi} \left\{ k \ln \left[\frac{4v_{\text{эв}}}{i^2} \left(\int_0^t i^2 dt \right)^{3/4} \left(\ln \frac{T}{T_0} \right)^{1/4} \left(\frac{4\pi^2 \rho c}{\kappa_0} \right)^{1/4} (1 - \cos \theta)^{1/2} \right] \right\}^{-1}.$$

Например, при $di/dt = 10^9$ А/с и $2\theta = 20^\circ$ через промежутки времени 10, 20, 30, 40 нс температура поверхности по формуле (5) получается соответственно 29 300, 27 000, 25 800, 25 100 К. Соответствующая температура, полученная из численного расчета, — на рис. 2. Следует также отметить, что после момента обрыва тока вследствие запасенного тепла в теле катода процесс эрозии продолжается еще некоторое время, сравнимое со временем импульса. Это приводит к незначительному увеличению R_0 и дает заметный вклад в удельную эрозию. В таблице приведены значения R_0 и γ с учетом этого явления.

Институт сильноточной электроники
Сибирского отделения Академии наук СССР, Томск

Поступило
25 X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 7–10.
2. Лифшиц И.М., Мейерович Б.Э. — ДАН, 1979, т. 249, № 4, с. 847–850.
3. Белокрыцкий С.Я., Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А. В сб.: Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск: Наука, 1976, с. 76–81.
4. Мартынюк М.М. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 7, с. 1482–1493.
5. Баженов Г.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А. и др. — ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 6, с. 1255–1261.
6. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И., Янкевич Е.Б. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 3, с. 541–545.