

УДК 537.533.2

АНАЛИЗ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛОСКОСИММЕТРИЧНОГО ДИОДА В ОБЛАСТИ ЗАДЕРЖИВАЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

Э. Э. Азизов, В. Г. Бабаев, В. А. Маштакова

Показано, что экспериментальные кривые задержки, измеренные с монокристалла вольфрама, описываются при $T > \theta_{тэ}$ [1] выражением, полученным для модели рекомбинационной эмиссии. Из экспериментальных кривых задержки и по температурной зависимости интенсивности энергетических спектров рекомбинационной эмиссии определена энергия возбуждения электронов.

При исследовании термоэлектронной эмиссии (ТЭЭ) чистых монокристаллов W, Mo, Nb методом плоскосимметричного диода, описанным в работе [1], с использованием современных методов контроля чистоты поверхности в вакууме 10^{-10} Тор было показано существование пороговой температуры $\theta_{тэ}$ — характеристической термоэмиссионной температуры, равной примерно половине температуры плавления металла, выше которой ТЭЭ отличается от ричардсоновской рядом особенностей (рост эмиссионного тока, появление аномалий на вольт-амперных характеристиках ВАХ, осцилляций тока диода) [1-3] и сопровождается появлением группы быстрых электронов в энергетическом спектре термоэмиссии [4]. В работе [1] предложена гипотеза, связывающая наблюдаемые при $T > \theta_{тэ}$ явления с возбуждением электронов за счет энергии, выделяемой при рекомбинации френелевских пар, при этом сделано допущение, что на ток ТЭЭ накладывается ток рекомбинационной эмиссии (РЭ).

Настоящая работа посвящена исследованию ТЭЭ кристаллографической плоскости (грани) (110) W и анализу ВАХ в области задерживающих потенциалов. Эксперимент проводился в плоскосимметричном диоде, катодом и анодом которого служили одинаковые грани (100) и (111) монокристалла вольфрама чистотой 99,999 мас. %.

Значения эмиссионных параметров (ϕ_p — работа выхода, A_p — постоянная Ричардсона), определенные методом прямой Ричардсона [5] для грани (110) монокристалла вольфрама приведены в табл. 1 в сравнении с ранее полученными значениями ϕ_p и A_p для граней (100) и (111) W [3, 6]. Значение $\phi_p = 5,65$ эВ хорошо коррелирует с экспериментальными результатами работы [7].

Таблица 1

Значение эмиссионных параметров монокристалла вольфрама

Индекс грани, $\theta_{тэ}$, К	ϕ_p , эВ		A_p , $A/m^2 \cdot K^2$	
	$T < \theta_{тэ}$	$T > \theta_{тэ}$	$T < \theta_{тэ}$	$T > \theta_{тэ}$
W(100) 1810	$4,4 \pm 0,2$	$4,76 \pm 0,04$	$2_{-1}^{+4} \cdot 10^6$	$2,8_{-0,6}^{+0,2} \cdot 10^7$
W(111) 1860	$4,55 \pm 0,05$	$5,52 \pm 0,05$	$1,28_{-0,3}^{+0,4} \cdot 10^6$	$3,9_{-0,3}^{+0,9} \cdot 10^8$
W(110) 1830	$5,09 \pm 0,04$	$5,65 \pm 0,04$	$4,03_{-2,9}^{+13,03} \cdot 10^6$	$7,58_{-4,2}^{+10,3} \cdot 10^7$

Увеличение φ_p и A_p при $T > \theta_{тэ}$ сопровождается ростом эмиссионного тока j_s . Для работы выхода, определенной методом полного тока [5], $\varphi_{п.т}$ можно записать

$$\varphi_{п.т} = \varphi_p + \alpha_T T, \quad \alpha_T = \lg(A_0/A_p)/5040, \quad (1)$$

где α_T — температурный коэффициент работы выхода, $A_0 = 1,2 \times 10^6 \text{ A/M}^2 \cdot \text{K}^2$ — постоянная Зоммерфельда. Значения α_T для разных граней монокристалла вольфрама приведены в табл. 2 (данные по граням (100) и (111) взяты из [6]).

Таблица 2

Металл, индекс грани	$\alpha_T \cdot 10^5, \text{ B} \cdot \text{K}^{-1}$	
	$T < \theta_{тэ}$	$T > \theta_{тэ}$
W (100)	-4_{+5}^{-10}	-27_{+2}^{-1}
W (111)	$-0,5_{+2}^{-2}$	-50_{+26}^{-9}
W (110)	$+10_{-4}^{+3}$	-44_{+15}^{-10}

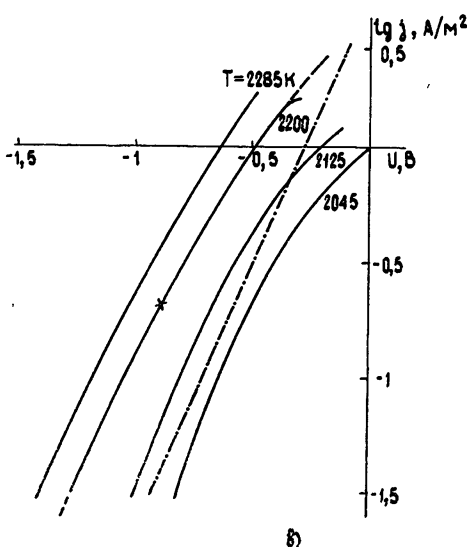
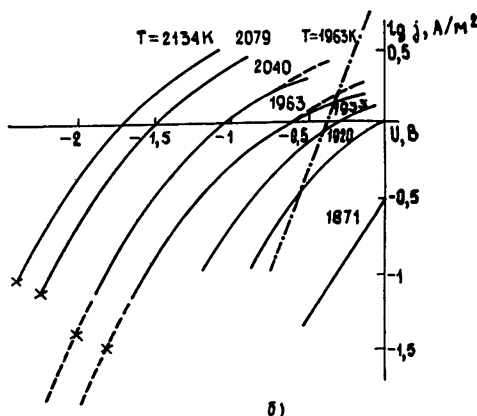
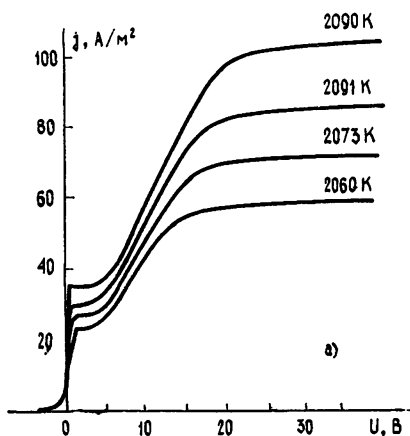


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики для монокристалла вольфрама: а), б) — грань (111), в) — грань (110). Параметр кривых температуры катода.

В области температур $T < \theta_{тэ}$, как видно из табл. 2, α_T может иметь как положительный, так и отрицательный знак, а в области температур $T > \theta_{тэ}$ только отрицательный и возрастает по абсолютной величине. При таких значениях φ_p может значительно отличаться от истинного значения работы выхода. Следовательно, измерения в области $T > \theta_{тэ}$ A_p и φ_p имеют смысл некоторых эффективных параметров, удовлетворяющих уравнению Ричардсона—Дешмана.

На рис. 1а представлены экспериментальные ВАХ при $T > \theta_{тэ}$ для грани (111) монокристалла вольфрама. На рис. 1б, в сплошными линиями нанесены экспериментальные кривые задержки (КЗ) для грани (111) и (110) монокристалла вольфрама соответственно в логарифмических координатах. Характерной особенностью полученных КЗ в области $T > \theta_{тэ}$ является несоответствие их формы максвелловскому распределению (штрихпунктир на рис. 1б, в). Существенным является также то, что заметный ток протекает через диод при задерживающих потенциалах $U = -2 \text{ В}$ и более, тогда как ток, соответствующий максвелловскому распределению, должен быть пренебрежимо мал ($U \gg kT/e \approx 0,2 \text{ В}$). Поэтому в области задерживающих потенциалов при $U < -0,2 \text{ В}$ можно считать, что ток в основном является током РЭ.

Мы рассматриваем РЭ как частный случай эмиссии с предварительным возбуждением, к которой относятся также вторичная электронная эмиссия и фотоэмиссия. Последняя может быть описана в рамках теорий Фаулера [8] или Спайсера [9]. Наш подход к РЭ во многом будет соответствовать модели, принятой в работе [9]. Если в фотоэмиссии в качестве энергии, идущей на возбуждение электрона, выступает величина $h\nu$, то в РЭ возбуждение электрона осуществляется в процессе рекомбинации теплового дефекта с передачей электронной энергии Q . Будем считать Q зависящей от температуры $Q(T)$.

РЭ идет при высоких температурах, при этом заметную роль играет фактор размытия границы распределения электронов вблизи поверхности Ферми. Энергия возбуждения для вольфрама $Q \sim 6.3$ эВ [10] незначительно превышает работу выхода электронов, поэтому в случае распада возбужденного состояния, основной причиной которого по [9] является неупругое рассеяние (парное электрон-электронное рассеяние, рассеяние с возбуждением плазмона), возбужденный электрон теряет примерно половину энергии и не участвует в эмиссии, так как его энергия оказывается ниже уровня вакуума. Поэтому при анализе РЭ достаточно рассмотреть распределение электронов, получаемое непосредственно после момента их возбуждения.

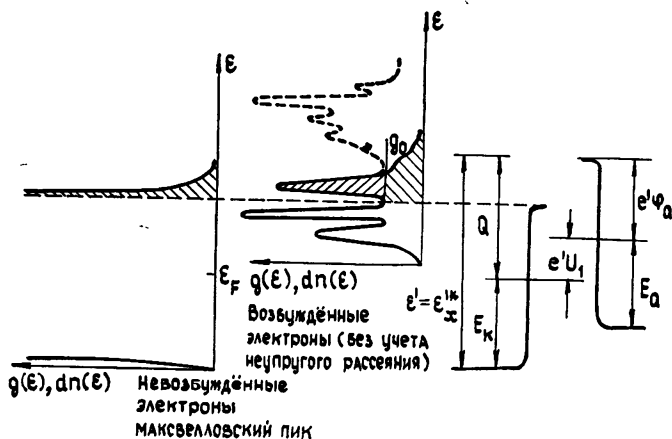


Рис 2. Энергетическая диаграмма.

В работе [11] приведены результаты экспериментальных исследований фото- и термоэмиссии с кристаллитов Мо и приведена схема расчета результата возбуждения электронов в соответствии с методом Спайсера. В этой работе показано, что пик плотности электронных состояний (d -электроны), примыкающий для Мо вплотную к уровню Ферми, оказывает определяющее влияние на функцию распределения эмиттируемых фотоэлектронов по начальным энергиям. Отличие рассматриваемого явления для W от процесса возбуждения для Мо, рассмотренного в работе [11], состоит в том, что пики распределения d -электронов не примыкают к уровню Ферми, а находятся ниже его примерно на 2 эВ. В непосредственной близости к уровню Ферми плотность электронных состояний $g(E)$ меняется мало [12]. Для простоты расчета мы положили $g(E) \approx g_0 = \text{const}$ при $E = 0 \dots -1,5$ эВ. Для этого интервала E метод Спайсера, в основе которого лежит учет зависимости $g(E)$, дает результаты, идентичные с результатами теории Фаулера, в которой полагается $g = \text{const}$. В силу линейности процедур интегрирования ток РЭ для W может быть формально представлен в виде $j = j_0 + j_1$, где j_0 соответствует плотности состояний g_0 (рис. 2), а j_1 является функционалом от $g_1(E) = g(E) - g_0$; естественно предположить, что в области задерживающих потенциалов идет ток j_0 , а области ступеней на ВАХ (рис. 1а), где наблюдается резкое нарастание тока, формируются совместным током $j_0 + j_1$, к которому по мере уменьшения задерживающего потенциала, ограничивающего ток через

диод, присоединяется ток обычных термоэлектронов, имеющих максвелловское распределение (левая часть рис. 2).

Рассмотрим процесс возбуждения. Акты рекомбинации, имеющие объемную плотность N , воздействуя на электроны, находящиеся на уровне ε и имеющие плотность dn , переводят их на уровень $\varepsilon' = \varepsilon + Q$, где они имеют плотность dn' .

Обозначим B_1 вероятность возбуждения, B_2 — вероятность распада возбужденного состояния. В равновесном состоянии скорости возбуждения и распада равны

$$dn B_1 N = dn' B_2, \quad (2)$$

откуда находим

$$dn' = (B_1/B_2) N dn = \alpha dn. \quad (3)$$

Степень возбуждения α является аналогом фаулеровского коэффициента для фотоэмиссии. Обычно полагают $\alpha = \text{const}$ не зависящей от энергии. Мы предположим, что α зависит от температуры и пропорциональна общему числу тепловых дефектов, т. е.

$$\alpha = \text{const} \exp(-Q/2kT). \quad (4)$$

Значение парциального тока, направленного к поверхности катода, равно

$$dj_0 = e' V_x dn_{px} = \frac{e' k}{\sqrt{2m\varepsilon'}} \alpha g_0 T \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_k + Q - \varepsilon'_x}{kT} \right) \right] d\varepsilon'_x, \quad (5)$$

где ε'_x — x -составляющая кинетической энергии возбуждаемого электрона, V_x — x -составляющая скорости электрона, m — масса электрона, e' — заряд электрона (по модулю).

Эмиссионный ток находится по формуле

$$j_0 = \int_{\varepsilon'_x}^{\infty} dj_0, \quad (6)$$

где на нижнем пределе интегрирования для КЗ мы используем подстановку (см. рис. 2)

$$\varepsilon'_x = e'(\varphi_a - U) + E_k. \quad (7)$$

Ток в области задерживающих потенциалов будет описываться выражением

$$j_0(U) = \text{const} g_0 \exp(-Q/2kT) T^2 f(x), \quad (8)$$

где

$$f(x) = \int_{-\infty}^x \ln(1 + \exp(t)) dt, \quad x = e'(U - U_1)/kT. \quad (9)$$

При получении (8) и (9) использовалась замена

$$(E_k + Q - \varepsilon'_x)/kT = t.$$

Физический смысл параметра U_1 ясен из рис. 2: U_1 является задерживающим потенциалом для группы электронов, возбуждаемых с уровня Ферми:

$$-e'U_1 = Q - e'\varphi_a, \quad (10)$$

где $e'\varphi_a$ — работа выхода анода.

С помощью уравнения (8) был проведен анализ КЗ для граней монокристалла W (110) и (111). На рис. 16, в пунктирными линиями нанесены кривые $\lg f(U)$, рассчитанные для тех же температур, при которых измерялись экспериментальные КЗ, и произвольно взятого значения U_1 , и совмещенные затем путем сдвига с экспериментальными кривыми.

Сходство формы экспериментальных кривых с теоретической кривой $\lg f(U)$ очевидно. Параллельным сдвигом кривые могут быть полностью совмещены, за исключением небольшого верхнего участка, где экспериментальные кривые идут ниже теоретической. Этот участок соответствует появлению ограничения тока пространственным зарядом. Необходимый для совмещения сдвиг кривых по горизонтали соответствует различию в величине U_1 для сравниваемых кривых. Сдвиг кривых по вертикали обусловлен ростом с увеличением температуры α , определяемой (4) интенсивностью процесса рекомбинации.

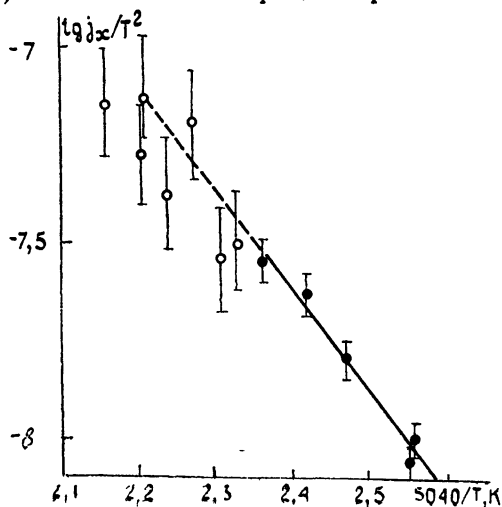


Рис. 3.

При напряжении U_1 , отмеченном крестиками на кривых рис. 1, в РЭ начинают участвовать электроны, возбужденные с уровня Ферми. По изменению тока j_x , соответствующего U_1 , можно определить величину $Q/2$, считая, в соответствии с уравнением (8), что $j_x \sim \sim T^2 \exp(-Q/2kT)$. В координатах $\lg(j_x/T^2)$ от $5040/T$ получены прямые (рис. 3) для монокристалла вольфрама, тангенс угла наклона соответствует $Q/2$. Темные точки соответствуют грани (111) W, светлые — грани (110). Все точки с учетом ошибки ложатся на одну прямую, т.е. интенсивность процесса рекомбинации и вертикальный сдвиг КЗ не зависят от грани монокристалла, значит, процесс возбуждения носит объемный характер. Определенная таким образом Q для обеих граней составляет $5,2 \pm 0,6$ эВ, что соответствует энергии образования френкелевской пары в вольфраме.

Если экстраполировать экспериментальные КЗ с помощью теоретической кривой к значению $U=0$, экспериментальные кривые дают значения $\lg j_0$, где j_0 — нулевая составляющая тока РЭ. На рис. 4 приведена температурная зависимость $\lg j_0$ для грани (111) W. На этом же рисунке показана зависимость от температуры высоты ступени, имеющейся на начальном участке ВАХ, для той же грани W; j_2 — плотность тока на краю ступени. Обе зависимости имеют вид параллельных прямых, что свидетельствует о пропорциональном изменении токов j_0 и $j_2 = j_0 + j_1$. Этого и следовало ожидать, имея в виду, что при постоянном соотношении g_0 и $g_1(E)$ температурные зависимости j_0 и j_1 определяются общим множителем $\exp(-Q/2kT)$ (множитель T^2 в выражении (8) играет незначительную роль).

Разброс точек вокруг прямых рис. 4 в основном определяется неточностью измерения температуры. Поэтому значения температуры для экспериментальных ВАХ могут быть скорректированы, т.е. взяты такие значения температуры, чтобы $\lg j_0$ на рис. 4 ложились на прямую. Со скорректированными таким образом значениями температуры была построена зависимость $U_1(T)$ (рис. 5а, светлые точки). Нескорректированные значения показаны темными точками на том же ри-

сунке. Пунктиром нанесено ожидавшееся значение U_1 , вычисленное на основании данных об энергии тепловых дефектов в вольфраме [10] и работе выхода для грани W (111) [6]. Как видно из рис. 5а, в интервале температур 1950—2150 К энергия возбуждения возрастает с увеличением температуры. На рис. 5б представлены зависимости $U_1(T)$ для двух разных граней вольфрама. Как видно из рис. 5а, б, наблюдается рост U_1 , а следовательно, и Q с температурой. Различие в значениях Q для граней монокристалла W (111) и (110) можно интерпретировать как разность в работах выхода для этих граней.

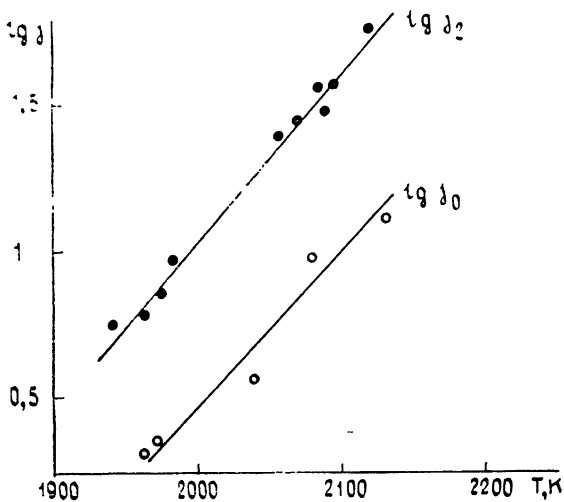


Рис. 4.

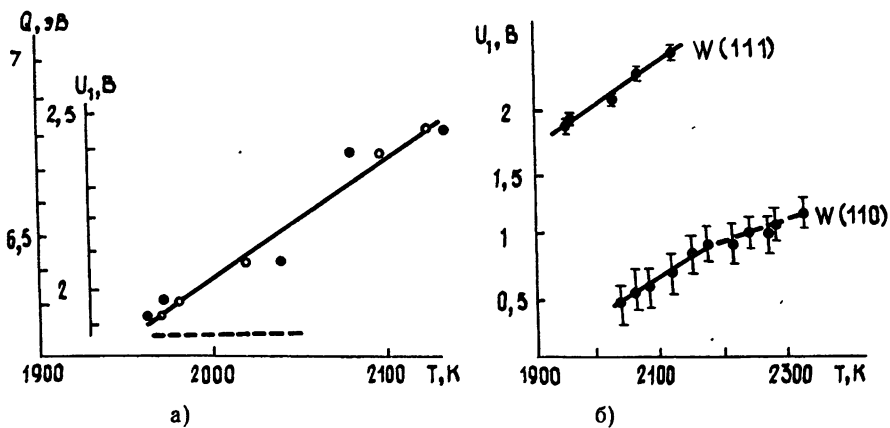


Рис. 5.

Выражение (8) представляет собой интегральную зависимость $j_0(T)$. Множитель $\alpha(T) = \exp(-Q/2kT)$ определяет интенсивность процесса РЭ. Если из энергетического спектра электронов вырезать узкий участок, соответствующий пику распределения РЭ, и исследовать его поведение при разных температурах, то появится возможность определить Q — энергию возбуждения из энергетических спектров. Эксперименты были проведены в энергоанализаторе типа гиперболоидное зеркало; методика описана в [4]. При записи спектров в режиме насыщения диода, образованного накаливаемым исследуемым монокристаллом и входной диафрагмой энергоанализатора, на фоне максвелловского распределения наблюдался дополнительный максимум со средней энергией электронов порядка 2,5 эВ. При записи спектров в режиме задерживающих потенциалов наблюдался пик быстрых электронов для грани W (111), рис. 6а. Интенсивность пика J растет с увеличением температуры. В случае прямолинейного хода зависимости $\lg J$ от $5040/T$ тангенс наклона определяет $Q/2$. Проведенная таким образом

прямая показана на рис. 5б. Рассчитанное значение Q составляет $(5,8 \pm 0,3)$ эВ в интервале температур 2090—2320 К. Это значение Q соответствует энергии возбуждения, определенной из кривых задержки и энергии образования тепловых дефектов [10].

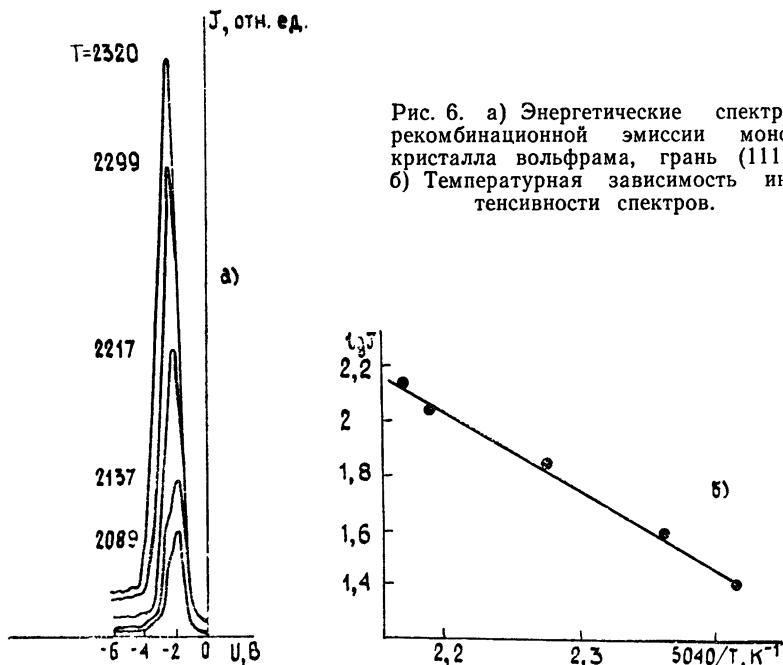


Рис. 6. а) Энергетические спектры рекомбинационной эмиссии монокристалла вольфрама, грань (111). б) Температурная зависимость интенсивности спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. — Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, № 2, с. 99
2. Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. — Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия, 1980, 21, № 6, с. 100.
3. Маштакова В. А., Наумова Л. Ю., Шишкин Б. Б. — Поверхность Физика, химия, механика, 1984, № 2, с. 74.
4. Маштакова В. А., Пирогов Ю. А., Ковалев С. В., Голоскокова Л. Ю., Бабаев В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 3, с. 372.
5. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966.
6. Маштакова В. В. Диссертация. М., Гос. ун-т, 1985.
7. Krall-Urbon V. — Surface Sci., 1977, 64, № 1, p. 52.
8. Fowler — Phys. Rev., 1931, 38, p. 45.
9. Berglund C. N., Spicer W. E. — Phys. Rev., 1964, 136, p. 1044.
10. Крафтмахер Я. А., Стрелков П. Г. — ФТТ, 1968, 4, № 8, с. 2271.
11. Шишкин Б. Б., Бурибаев И. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 10, с. 2150.
12. Mattheis L. F. — Phys. Rev., 1965, 139A, p. 1893.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 5 мая 1986 г.

THE ANALYSIS OF I—V CURVES OF FLAT SYMMETRICAL DIOD IN RETARDING FIELD

E. E. Asisov, V. G. Babaev, V. A. Mashtakova

Thermo-electron emission from (111) and (110) W surfaces is investigated. The results are discussed in terms of a recombination model. The theoretical expression well describes the experimental results when the temperature is higher than some «characteristical» value, and makes it possible to determine the electron excitation energy.