

УДК 539.1

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА, МОЛИБДЕНА И НИОБИЯ

*В. А. Маштакова, Ю. А. Пирогов, С. В. Ковалев  
Л. Ю. Голоскокова, В. Г. Бабаев*

Показано, что в случае произвольного распределения электронов по начальным энергиям, по экспериментальным вольт-амперным характеристикам плоского диода можно получить количественные характеристики энергетического распределения эмиттированных электронов. Проведено экспериментальное исследование энергетического спектра электронов в зависимости от температуры на грани (111) монокристалла вольфрама.

Эксперименты, проведенные на чистых монокристаллах вольфрама, молибдена и ниобия в интервале температур 1600—2300 К в плоско-симметричном диоде (методика описана в [1]), показали, что при температурах выше характеристической термоэмиссионной  $\Theta_{тэ}$  в катодном ряду с обычной термоэлектронной эмиссией (ТЭЭ) происходят процессы, приводящие к возрастанию эмиссионного тока, изменению постоянной Ричардсона и работы выхода и к появлению аномалий на начальных участках вольт-амперных характеристик (ВАХ) диода. Величина  $\Theta_{тэ}$  определялась экспериментально по появлению аномалий с точностью  $\pm 5^\circ$  [1-3]. Изменение вида ВАХ при  $T > \Theta_{тэ}$  в настоящей работе связывается с изменением распределения эмиттируемых электронов по начальным кинетическим энергиям.

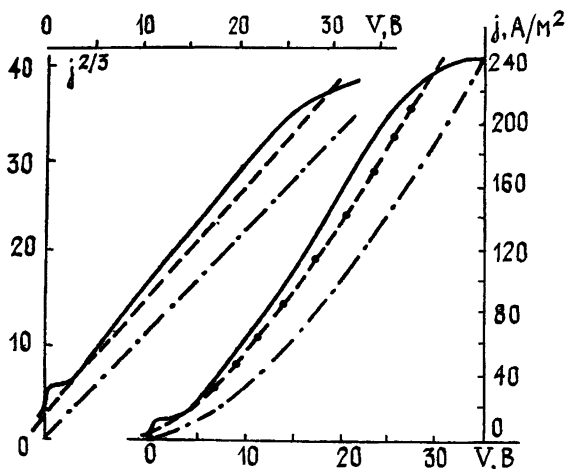


Рис. 1.

Прямая задача состоит в нахождении ВАХ по заданному энергетическому спектру электронов, обратная, напротив, заключается в определении энергетического спектра эмиттируемых частиц из экспериментально измеряемой ВАХ.

В плоском диоде при условии ограничения тока диода пространственным зарядом (ПЗ) прямая задача решается для моноэнергетического потока электронов (и, как частный случай, для электронов с нулевыми начальными скоростями), а также для максвелловского распределения электронов по скоростям. Методика расчетов подробно описана в [4, 5]. Такой расчет был нами проделан для нескольких серий ВАХ. Параметрами расчета служили:  $d$  — расстояние катод — анод,  $j_s$  — плотность тока насыщения (плотности эмиссионных токов  $j_s$  определялись путем экстраполяции прямых Шоттки к нулевому полю [4]) и температура катода  $T$ . На рис. 1 сплошной линией нанесена типичная экспериментальная ВАХ ( $T=2090$  К,  $d=1,4 \cdot 10^{-3}$  м), пунктирной линией — ВАХ, рассчитанная в предположении о максвелловском распределении электронов по начальным энергиям, и штрихпунктирной линией — ВАХ, рассчитанная в предположении, что все электроны вылетают с нулевыми начальными скоростями и катод обладает бесконечной эмиссионной способностью. Все эти кривые построены также в координатах  $j^{2/3}$  от  $V$  (левая часть рис. 1). Все три зависимости имеют прямолинейный участок, т. е. справедлив обобщенный закон Чайльда—Ленгмюра — закон «3/2». Из рисунка видно, что экспериментальная ВАХ идет круче рассчитанных.

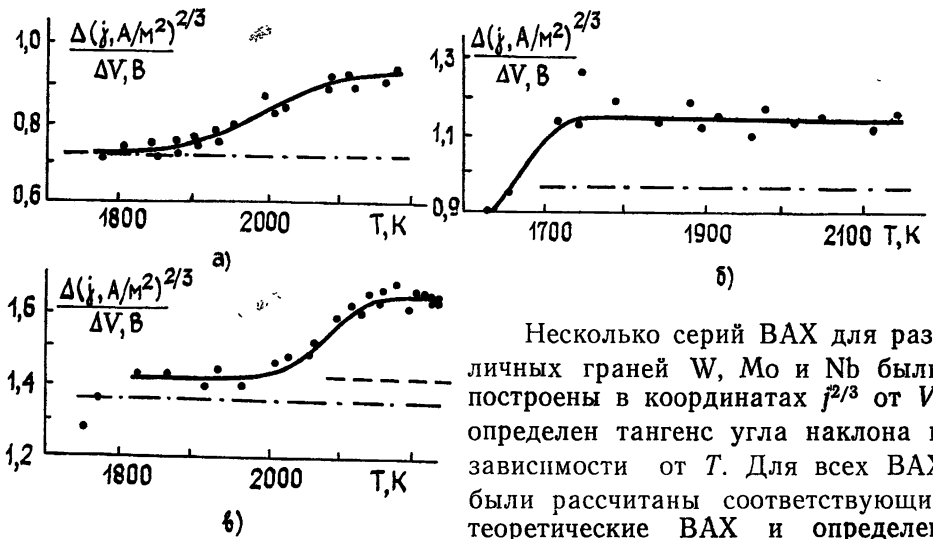


Рис. 2.

Несколько серий ВАХ для различных граней W, Mo и Nb были построены в координатах  $j^{2/3}$  от  $V$ , определен тангенс угла наклона в зависимости от  $T$ . Для всех ВАХ были рассчитаны соответствующие теоретические ВАХ и определен тангенс угла рассчитанных кривых в зависимости от температуры.

На рис. 2 приведены зависимости наклона экспериментальных ВАХ в области «3/2» от  $T$ ; пунктиром и штрихпунктиром нанесен наклон теоретических кривых, рассчитанных для тех же параметров. Рис. 2а соответствует грани (111) W, 2б — грани (111) Mo, 2в — грани (100) Nb. Из сравнения экспериментальных и теоретических кривых видно, что в области ограничения тока ПЗ наклон теоретических ВАХ практически не зависит от  $T$ , начиная с того момента, когда на ВАХ можно выделить прямолинейный участок. Экспериментальные ВАХ ведут себя иначе. Для температур катода  $T < \Theta_{тз}$  они удовлетворительно совпадают с теоретическими. При  $T > \Theta_{тз}$  резко меняется наклон ВАХ в области ограничения тока диода ПЗ. Несоответствие наклона экспериментальных и рассчитанных ВАХ, а также результаты [1–3] свидетельствуют о том, что меняется функция распределения электронов по начальным энергиям, начиная с  $T = \Theta_{тз}$ . (Экспериментальные значения  $\Theta_{тз}$  для граней (100) W — 1810 К, (111) W — 1860 К, (111) Mo — 1710 К,

(100) Nb — 1920 К.) Возникает необходимость решения обратной задачи: нахождения спектра эмиссии по данной ВАХ. В ходе решения этой задачи были рассмотрены два пути.

Путь первый: составление алгоритма решения прямой задачи для произвольного спектра эмиссии и составление алгоритма варьирования пробной функции, представляющей собой спектр эмиссии. Критерием правильности решения обратной задачи служит степень совпадения расчетной и экспериментальной ВАХ, определяемая процедурой минимизации соответствующего функционала отклонения. Алгоритм решения прямой задачи был реализован нами на языке фортран (ЭВМ БЭСМ-6). Контрольный расчет, проведенный для максвелловского распределения дал совпадение с ВАХ, полученной по стандартной методике, что подтверждает правильность работы программы. Точками на рис. 1 представлены результаты расчета.

Однако в выборе пробной функции (спектра эмиссии) существуют трудности, связанные с отсутствием представления о предполагаемом виде спектра и его количественных характеристиках.

Путь второй: на этом пути прямая задача решается аналитически, исходя из приближенного уравнения. Полученное решение дает возможность определить из ВАХ среднюю энергию эмиттируемых электронов. Таким образом, частично решается и обратная задача.

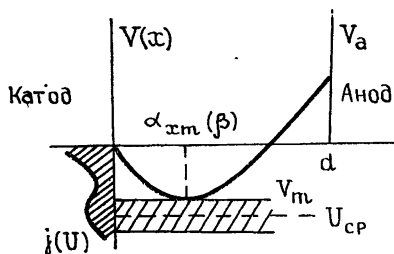


Рис. 3.

Заддим энергетический спектр эмиссии функцией  $j(U)$ , где  $j$  — плотность парциального тока группы электронов,  $U$  — значение задерживающего потенциала для данной группы (см. рис. 3).

Решение уравнения Пуассона совместно с уравнением непрерывности и с учетом закона сохранения энергии приводит к уравнению [4]

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{4\pi}{\sqrt{2e^*/m}} \int_{-\infty}^{V_m} \frac{j(U)}{\sqrt{V(x) - U}} dU. \quad (1)$$

Здесь  $V(x)$  — распределение потенциала в промежутке катод—анод ( $x$  отсчитывается от катода).

Проводя однократное интегрирование, получим

$$\frac{dV}{\sqrt{\int_{-\infty}^{V_m} j(U)(V-U)^{1/2} dU + C}} = 4 \left( \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2e^*}{m}} \right)^{-1/2} dx, \quad (2)$$

где

$$C = - \int_{-\infty}^{V_m} j(U)(V_m - U)^{1/2} dU. \quad (3)$$

Уравнение (2) в общем виде аналитически не интегрируется.

Сделаем физическое приближение. Заменим поток электронов, протекающих через минимум потенциальной энергии и достигающих анода (см. рис. 3), на моноэнергетический поток электронов, обладающих некоторой начальной средней энергией  $eU_{cp}$ , причем  $U_{cp} < V_m$ , т. е. положим

$$\int_{-\infty}^{V_m} j(U) (V - U)^{1/2} dU = (V - U_{cp})^{1/2} j, \quad (4)$$

где  $j = \int_{-\infty}^{V_m} j(U) dU$ . Одновременно потребуем, чтобы новое приближенное уравнение являлось точным в той точке, в которой влияние ПЗ на ВАХ наиболее существенно, т. е. в районе минимума потенциала. Для этого нужно, чтобы подкоренное выражение в уравнении (2) обращалось в нуль при  $U = V_m$ . Из этого условия получим

$$(V_m - U_{cp})^{1/2} \sqrt{\frac{2e'}{m}} = \frac{\int_{-\infty}^{V_m} j(U) V(U) dU}{\int_{-\infty}^{V_m} j(U) dU} = V_{cp}, \quad (5)$$

где  $e' = |e|$ . Таким образом,  $U_{cp}$  имеет физический смысл потенциала, соответствующего средней скорости электронов в районе минимума потенциала. Итак, вместо уравнения (2) для распределения потенциала в диоде  $V(x)$  мы имеем приближенное уравнение

$$dV / \sqrt{4B(V - U_{cp})^{1/2} + C} = dx, \quad (6)$$

где  $B = 4\pi j \sqrt{m/2e'}$ ,  $C = -4B(V_m - U_{cp})^{1/2}$ , с граничным условием  $V(x_m) = V_m$ . Решение этого уравнения имеет вид

$$(x - x_m)^2 = (1/j) (2/9\pi) \sqrt{e'/2m} (\sqrt{\Delta} + 2\sqrt{\Delta_m})^2 (\sqrt{\Delta} - \sqrt{\Delta_m}), \quad (7)$$

где

$$\Delta = V - U_{cp}, \quad \Delta_m = V_m - U_{cp}.$$

Обычно для большей части ВАХ  $\Delta \gg \Delta_m$ . В этом случае, полагая  $x = d$ , из (7) получаем

$$j = \frac{2}{9\pi} \sqrt{\frac{e'}{2m}} \frac{(V - U_{cp})^{3/2}}{(d - x_m)^2} \left[ 1 + 3 \left( \frac{V_m - U_{cp}}{V - U_{cp}} \right)^{1/2} \right]. \quad (8)$$

Уравнение (8) переходит в закон Чайльда—Ленгмюра при  $U_{cp} = V_m$ . Множитель в квадратных скобках определяет более крутой наклон ВАХ по сравнению с законом Чайльда—Ленгмюра.

Проверку корректности предложенного приближенного уравнения (8) для определения величины  $U_{cp}$  нетрудно провести, используя хорошо изученную модель максвелловского распределения электронов по начальным энергиям. Для теоретической пунктирной кривой рис. 1 в точке перехода к насыщению  $V_* = 31,5$  В,  $j_* = 249,06$  А/м<sup>2</sup>. Используя (8) ( $x_m = 0$ ,  $V_m = 0$ ), получим  $U_{cp} = 0,163$  В. Эта величина удовлетворительно согласуется со значением средней энергии электронов для максвелловского распределения, равной 0,171 эВ при  $T = 2096$  К.

Перейдем к анализу экспериментальных ВАХ в области ограничения тока ПЗ. На рис. 4а представлена температурная зависимость  $U_{cp}$ , рассчитанная по экспериментальным ВАХ для грани (100) монокристалла W;  $d = 1,4 \cdot 10^{-3}$  м. Как видно из рисунка, в области низких температур средняя энергия эмиттируемых электронов соответствует максвелловскому распределению. При  $T > \Theta_{tr}$  наблюдается рост средней энергии электронов. Крестиком обозначен контрольный расчет по указанному выше методу для теоретической ВАХ в случае максвелловского распределения. Зависимость  $U_{cp}$  для максвелловского распределения показана пунктиром на рис. 4.

Для молибдена, грань (111), зависимость  $U_{\text{ср}}(T)$  представлена на рис. 4б. При  $T > \Theta_{\text{тэ}}$  наблюдается увеличение средней энергии электронов до уровня  $\sim 0,22$  эВ, а затем при  $T > 1950$  К — дальнейший рост энергии.

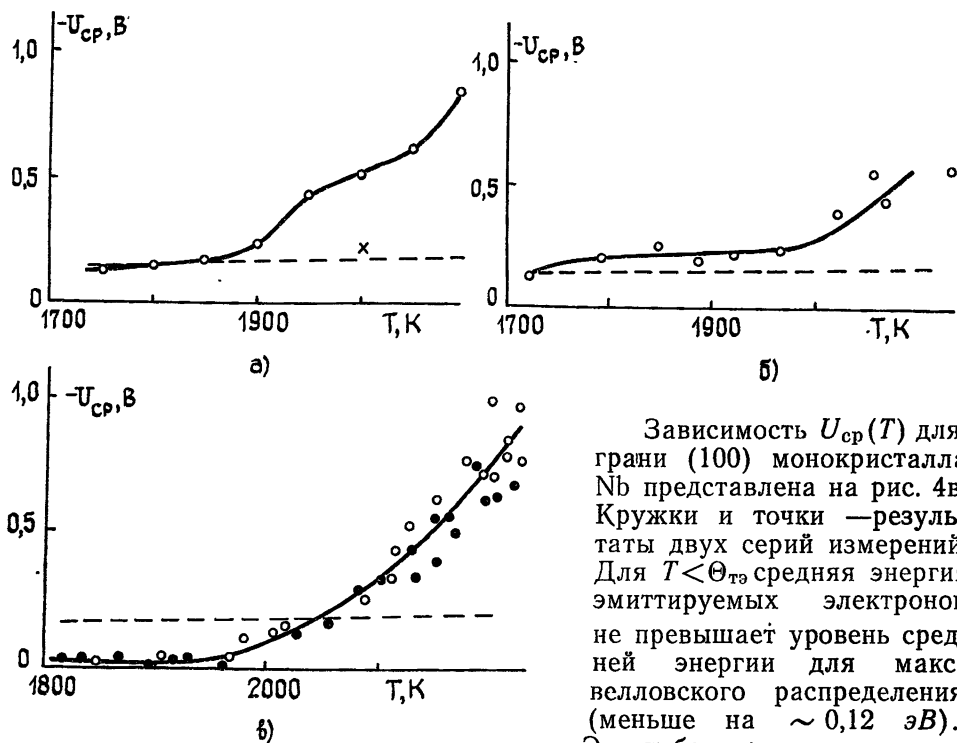


Рис. 4.

постоянной Ричардсона  $A_R$  для этой грани Nb в области низких температур [3]. При  $T > \Theta_{\text{тэ}}$  наблюдается быстрый рост средней энергии электронов.

Итак, для исследованных граней переходных металлов в области высоких температур ( $T > \Theta_{\text{тэ}}$ ) наблюдается увеличение средней энергии эмиттируемых катодом электронов до  $0,5 \div 0,8$  эВ.

Такое увеличение энергии электронов можно объяснить тем, что на спектр максвелловских электронов при  $T > \Theta_{\text{тэ}}$  накладывается спектр электронов РЭ (РЭ — эмиссия, связанная с рекомбинацией тепловых дефектов [1–3]). Соотношение между энергией, выделяемой при рекомбинации френкелевской пары ( $Q_B \approx 6$  эВ для вольфрама) [7], и работой выхода, характерной для переходных металлов ( $e\phi \approx 4,5$  эВ), таково, что в РЭ могут принимать участие электроны, лежащие на 1–2 эВ ниже уровня Ферми. Учитывая, что для этих энергий плотность электронных состояний значительна и резко зависит от энергии ( $d$ -электроны), можно предсказать наличие в энергетическом спектре РЭ локальных (узких) максимумов.

Для проверки этого предположения на грани вольфрама (111) было проведено экспериментальное исследование энергетического спектра электронов в зависимости от температуры. Использовался электростатический энергоанализатор типа гиперболоидного зеркала, работающего в режиме фокусировки первого порядка. Разрешающая способность составляла 1%, пропускание — порядка 1%. Распределение пучка частиц определялось путем сканирования его поперек щели, расположенной на выходе из фокусирующего поля. Сканирование проводи-

Зависимость  $U_{\text{ср}}(T)$  для грани (100) монокристалла Nb представлена на рис. 4в. Кружки и точки — результаты двух серий измерений. Для  $T < \Theta_{\text{тэ}}$  средняя энергия эмиттируемых электронов не превышает уровень средней энергии для максвелловского распределения (меньше на  $\sim 0,12$  эВ). Это небольшое отличие может быть связано со сравнительно малой величиной

лось изменением величины напряженности электростатического поля. Выбор электростатической системы объясняется тем, что она позволяет получить высокую разрешающую способность при исследовании источника электронов с произвольным распределением по углам начальных скоростей. Устройство питания входной системы и анализатора обеспечивало развертку спектра в заданном интервале энергий с необходимой скоростью.

На рис. 5 представлена электронно-оптическая схема установки. Исследуемый образец 2 нагревается электронным пучком. Поток эмитируемых поверхностью электронов ускоряется постоянной управляющей разностью потенциалов между образцом и диафрагмой 3. Главным элементом установки является собственно энергоанализатор 4, представляющий собой конденсатор, образованный двумя электродами в форме гиперболических поверхностей, задаваемых выражением  $2r^2 - z^2 = \text{const}$  [6], где  $r$  и  $z$  — цилиндрические координаты. На выходе анализатора расположена выходная щель 5. Она вырезает из пучка, прошедшего через анализатор, конус с апертурой  $\sim 2^\circ$  и пропускает эту часть пучка на детектор 6, представляющий собой цилиндр Фарадея.

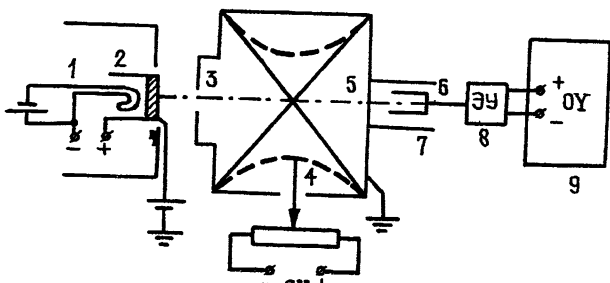


Рис. 5

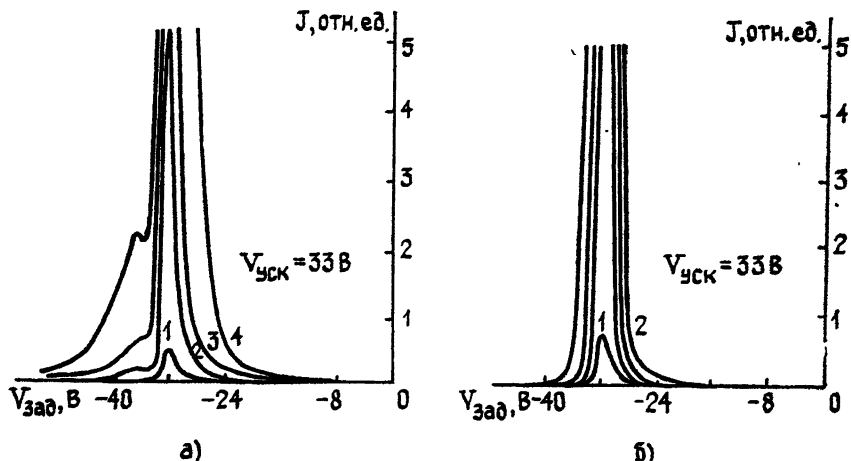


Рис. 6.

Он защищен от попадания на него рассеянных со стенок вакуумной камеры электронов заземленным экраном 7. Вся сборка находится внутри вакуумной камеры, изготовленной, как и прибор, с учетом требований вакуумной технологии. Во время работы давление остаточных газов в камере составляло  $10^{-10}$  Тор.

Ток измеряется электрометрическим усилителем У1-6 8 и фиксируется двухкоординатным самописцем 9, на горизонтальную развертку которого подается напряжение с развертки энергоанализатора.

На рис. 6а представлены спектры распределения термоэлектронов по энергиям. Параметр кривых — температура образца: кривая 1 — 1840 К, 2 — 2090 К, 3 — 2117 К, 4 — 2201 К. (Спектры снимались при напряжении между образцом и диафрагмой, соответствующем режиму насыщения.) Из рисунка видно, что при  $T > \Theta_{тэ}$  на фоне максвелловского распределения появляется пик, соответствующий электронам со средней энергией  $\sim 2,5$  эВ. В ходе эксперимента меняли диаметр диафрагмы и расстояние катод — диафрагма, при этом положение локального максимума относительно главного максимума, соответствующего максвелловскому распределению, сохранялось. На рис. 6б представлены спектры распределения электронов по энергиям, измеренные для импрегнированного алюминатного катода в режиме насыщения. Параметр кривых — температура катода: 1 — 1080 К, 2 — 1260 К. Для тех же плотностей тока насыщения, что и в опытах с монокристаллическим катодом, и для очень больших плотностей тока спектры представляют собой один пик, соответствующий максвелловскому распределению. Наличие «уширения» спектров в области низких энергий от нуля до положения главного пика, соответствующего максимуму максвелловского распределения, связано с регистрацией электронов, отраженных от краев диафрагмы и создающих хвост неупругих потерь в распределении электронов.

Проведенное исследование показало, что наблюдаемое для переходных металлов (монокристаллов W, Mo и Nb) возрастание тока эмиссии и изменение ричардсоновских констант при  $T > \Theta_{тэ}$  сопровождается расширением энергетического спектра электронов до значений порядка 2 эВ, а также появлением тонкой структуры в энергетическом спектре. Показана возможность получения количественных характеристик энергетического спектра электронов из ВАХ плоского диода. Использование численных методов расчета на ЭВМ позволит в дальнейшем создать метод изучения тонкой структуры распределения по энергиям эмиттируемых электронов переходных металлов при высоких температурах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. — Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, вып. 2, с. 99.
2. Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. — Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. 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. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966. — 564 с.
5. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. — М.: Гостехтеориздат, 1956, 79.
6. Зашквара В. В. — ЖТФ, 1977, 47, № 7, с. 1572.
7. Крафтмахер Я. А., Стрелков П. Г. — ФТТ, 1962, 4, вып. 8, с. 2271.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию  
6 января 1984 г.

#### THE ENERGY DISTRIBUTION OF THERMOEMISSION FROM W, Mo, Nb

V. A. Mashtakova, Yu. A. Pirogov, S. V. Kovalev,  
L. Yu. Goloskokova, V. G. Babaev

The quantitative values can be obtained from experimental data for diode with arbitrary electron energy distribution (EED). The experimental study of EED temperature dependence is presented for (111) plane of the single crystal tungsten.