

09; 10; 11

© 1991

О ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ  
ГЕКСАБОРИДЛАНТАНОВОГО ЭМИТТЕРА  
ДИОДНОГО УСТРОЙСТВА С МИКРОАЗОРОМ

В.К. С о л о н о в и ч

Обычно исследования функции распределения эмиттерных термоэлектронов по энергиям  $f(E)$  проводятся по методу Шелтона [1] или энергоанализатором типа гиперболоидного зеркала [2], в которых, как правило, используются внешние электрическое и магнитное поля. В большинстве случаев  $f(E)$  имеет максвелловский вид. Вместе с тем, в ряде работ [3-5] показано, что функция  $f(E)$  либо искажена [3, 4], либо сдвинута со своим максимумом в относительно высокоэнергетичную область [5], либо имеет более сложный немаксвелловский вид [2].

Сложность исследования функции распределения термоэлектронов по энергиям  $f(E)$  заключается в том, что их энергия  $E$  невысока и лежит в пределах 0-2 эВ, для анализа которой требуется выполнение предварительных условий. Во-первых, с целью снижения степени пятнистости эмиттера - использование в качестве электродов монокристаллов, а во-вторых, - устранение отрицательного влияния объемного заряда электронов без использования внешнего электрического поля. Последняя задача является наиболее сложной при исследовании термоэмиссии [1], но разрешимой [6,7].

Ранее в работе [8] были обнаружены аномалии вольт-амперных характеристик (ВАХ) плоскопараллельного диода с монокристаллическими электродами из переходных металлов в ускоряющей области напряжений  $U \sim 0-1$  В и соответственно искажение максвелловской функции распределения эмиттированных электронов, определяемой электростатическим энергоанализатором [2]. Механизм обнаруженных аномалий ВАХ и  $f(E)$  авторами этих работ объясняется рекомбинацией френкелелевских пар выше некоторых критических температур.

В работах [6, 7] также были обнаружены аномалии ВАХ, но в запирающей области напряжений  $U \sim -0.1-0$  В, диодного устройства с электродами из  $W$  (Ш);  $LaB_6(100)$  и шириной межэлектродного зазора  $d_{ЭК} = 10-100$  мкм, когда влиянием объемного заряда термоэлектронов можно пренебречь. Последнее и подтверждается хорошим совпадением измеренных значений работы выхода эмиттера этого диода методом Шоттки и нагрузочных кривых [6].

В настоящей работе приводятся данные о функции распределения термоэлектронов по энергиям  $f(E)$  с поверхности монокристалла  $LaB_6(100)$  вакуумного плоскопараллельного диодного устройства

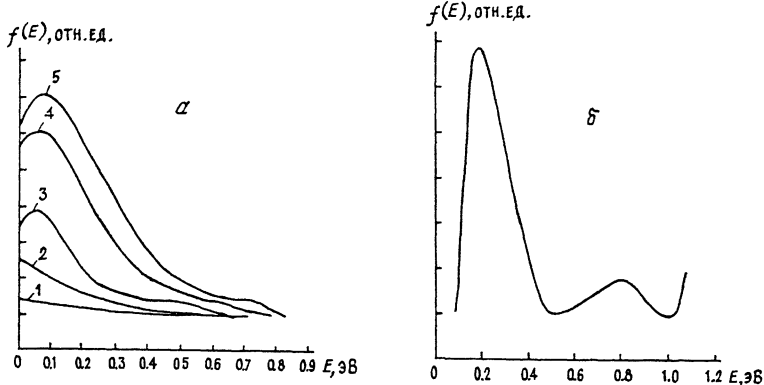


Рис. 1. Зависимость функции распределения  $f(E)$  термоэлектронов по энергиям от температуры эмиттера  $\text{LaB}_6(100)$  вакуумного диодного устройства с микрозазором при  $d_{\text{ЭК}}=10$  мкм,  $\Delta T_{\text{ЭК}}=300$  К. а:  $T_0$ , К: 1 - 1473, 2 - 1523, 3 - 1573, 4 - 1623, 5 - 1673. б:  $T_0=1873$  К.

с микрозазором. Функция  $f(E)$  определялась дифференцированием ВАХ такого диода на компьютере. Условия снятия ВАХ диодного устройства и характеристики исследуемых электродов подробно описаны в работах [6, 7].

На рис. 1, а, б показаны функции распределения термоэлектронов  $f(E)$  в зависимости от температуры  $T_0$  гексаборидлантанового эмиттера. Как видно из этого рисунка,  $f(E)$  имеет максвелловский вид, однако при  $T_0=1573$  К в ее хвосте появляется второй (неравновесный) пик. Этот пик отчетливо заметен при температуре эмиттера  $T_0=1873$  К (рис. 1, б), где его максимум лежит  $\sim 0.8$  эВ. При  $T_0 \gg 1573$  К (рис. 1, а, б) с ростом температуры эмиттера первый (равновесный) и второй (неравновесный) пики  $f(E)$  смешаются в относительно более высокоэнергетичную область. Отсутствие второго пика при  $T_0 < 1573$  К свидетельствует только о максвелловском распределении термоэлектронов. Это подтверждается и производной  $df(E)/dE$  от функции  $f(E)$  (рис. 2, а, б), выражающая, по существу, спектр термоэлектронов. Выше  $T_0=1523$  К наблюдается разделение  $df(E)/dE$  на два максимума. Интенсивность первого максимума заметно возрастает и он смещается от 0.18 до 0.40 эВ при  $T_0=1573-1873$  К. Интенсивность же второго максимума практически не изменяется, но он также смешается в более высокоэнергетичную область от 0.65 до 0.90 эВ в этом же интервале температур эмиттера.

Появление неравновесного пика на функции распределения  $f(E)$  рис. 1, а, б, при критической температуре  $T_0=1573$  К, с одной стороны, по-видимому, связывается с обогащением поверхности эмиттера  $\text{LaB}_6(100)$  лантаном вследствие диффузии его из объема,

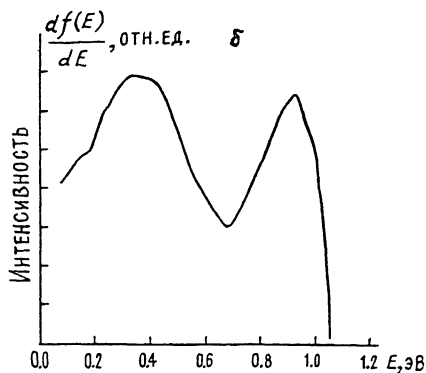
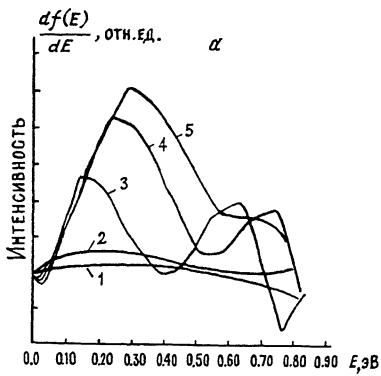


Рис. 2. Спектр термоэлектронов  $df(E)/dE$  эмиттера  $LaB_6$  (100) диодного устройства при  $d_{ЭК} = 10$  мкм и межэлектродной разности температур  $\Delta T_{ЭК} = 300$  К. а:  $T_0$ , К: 1 - 1473, 2 - 1523, 3 - 1573, 4 - 1623, 5 - 1673, б:  $T_0 = 1873$  К.

при этом получается пленочная система, которая и формирует поток термоэлектронов с такой  $f(E)$ . Это подтверждается и нарушением соотношения  $B/La$  в приповерхностной области эмиттера, а также изломом на температурной зависимости работы выхода  $\varphi_0(T_0)$  при  $T_0 \geq 1573$  К [6].

С другой стороны, при исследовании термоэмиссии в диодных устройствах с микрозазором нельзя исключить влияние на  $f(E)$  пондеромоторного эффекта. В частности, в работах [9-11] показано, что при  $d_{ЭК} = 1-10$  мкм пондеромоторные силы, возникающие вследствие электростатического и электромагнитных взаимодействий между электродами, достигают величины  $F \sim 0.3-0.05$  дин/см<sup>2</sup> или что эквивалентно возникновению собственного электрического поля  $E_0 \sim 10^4-10^3$  В/см, достаточного для устранения отрицательного влияния объемного заряда термоэлектронов и стимулирования выхода электронов с занятых поверхностных состояний эмиттера на незанятые поверхностные состояния коллектора. Таким образом, это поле содействует появлению неравновесного пика на  $f(E)$  (рис. 1, а, б).

Здесь уместно также отметить, что при увеличении ширины межэлектродного зазора  $d_{ЭК}$  интенсивность неравновесного пика  $f(E)$  уменьшается и, например, при  $d_{ЭК} = 200$  мкм и  $T_0 = 1573$  К практически исчезает. Подобный эффект наблюдался и для диодного устройства с электродами из  $LaB_6(110)$ , но при несколько больших зазорах.

Таким образом, при отсутствии отрицательного влияния объемного заряда термоэлектронов в вакуумном диодном устройстве, которого можно достичь сокращением ширины межэлектродного зазора, например, до 10 мкм, представляется возможность определять

функцию распределения эмиттированных электронов  $f(E)$ , спектр термоэлектронов  $df(E)/dE$ , а также их особенности. Полученные данные  $f(E)$  и  $df(E)/dE$  для  $\text{LaB}_6(100)$  вызывают как научный, так и практический интерес для исследования состояния поверхности электродных материалов при высоких температурах, а использование компьютера позволит в дальнейшем создать метод для изучения тонкой структуры спектров термоэлектронов.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука. 1966. 564 с.
- [2] Маштакова В.А., Пирогова Ю.А., Ковалев С.В., Голоскокова Л.Ю., Бабаев В.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 3. С. 372-378.
- [3] Morgen S., Reifengerger R. // Surf. Sci. 1987. V. 186. P. 232-246.
- [4] Можейс Б.Я., Наумов В.Н. // ЖТФ. 1978. Т. 48, В. 10. С. 2120-2126.
- [5] Lewowski T., Mazuz P. // Acta Univ. Wratislaviensis. 1981. V. 607. P. 69-73.
- [6] Buluga A.V., Solonovich V.K. // Surf. Sci. 1989. V. 223. P. 578; // Высокочистые вещества. 1990. № 3. С. 74-79.
- [7] Булыга А.В., Солонович В.К. // Электронная техника. Сер. 4. 1990. В. 2(129). С. 3-6.
- [8] Маштакова В.А., Шишкин Б.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. В. 2. С. 99-102.
- [9] Solonovich V.K., Kukharenko L.V., Finocchi F., Bertoni C.M., Ossicini S. // Vuoto, Sci. e techn. 1990. 20. N 1. P. 85-87.
- [10] Солонович В.К., Кухаренко Л.В. // ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования. (Теория и эксперимент). 1990. В. 2(10). С. 47-49.
- [11] Солонович В.К. // Тез. докл. XXI Всесоюз. конф. по эмиссионной электронике. Л., 1990. Ч. 1. С. 191.

Институт физики  
твёрдого тела  
и полупроводников  
АН БССР

Поступило в Редакцию  
17 июня 1991 г.