

## ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВЫХ КАТОДОВ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ

*В.П. Журенко, О.В. Калантарьян, В.Т. Колесник, С.И. Кононенко, В.И. Муратов*  
*Харьковский национальный университет им.В.Н.Каразина, пл.Свободы, 4, 61077,*  
*Харьков, Украина, e-mail: kononenko@univer.kharkov.ua*

Представлены результаты экспериментальных исследований функций распределений неравновесных электронов в твердотельной плазме сурьмяно-цезиевого катода при облучении его пучками ионов  $H^+$  и  $He^+$  с энергиями 1,25...2,25 МэВ. Показано, что эти функции в исследуемом диапазоне энергий электронов от 5 до 100 эВ имеют кусочно-степенную зависимость. Полученные функции распределения имеют два участка, соответствующие различным показателям степени в энергетических интервалах 5...30 эВ и 30...100 эВ, приведены соответствующие показатели степени для этих интервалов энергий электронов. Измерены значения коэффициентов вторичной ион-электронной эмиссии для сурьмяно-цезиевого катода.

### ВВЕДЕНИЕ

Внесение дополнительной кинетической энергии в плазму твердого тела приводит к ионизации атомов среды и образованию довольно большого количества свободных электронов, которые имеют энергии выше равновесного уровня [1]. В таких условиях возможно формирование отличных от равновесных распределений свободных электронов [2, 3]. Как было показано в ряде работ теоретически и экспериментально, при облучении пучками высокоэнергетических ионов в твердотельной плазме благодаря наличию потока частиц (энергии) в импульсном пространстве, создаваемого источником (ионизация) и стоком (эмиссия электронов), формируется неравновесная стационарная степенная функция распределения электронов вида:

$$f(E) = \alpha I^{1/2} E^s, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - нормировочная константа,  $I$  - поток частиц (энергии),  $s$  - показатель степени [3, 4]. Здесь  $E$  - полная энергия электронов в твердом теле:  $E = \phi + E_F + eU$ , где  $\phi$  - работа выхода,  $E_F$  - энергия Ферми,  $eU$  - энергия, отсчитываемая от вакуумного уровня. Степенные распределения характерны наличием довольно большой доли высокоэнергетических электронов. Например, при облучении  $\alpha$ -частицами с энергией 4,9 МэВ бериллиевого образца доля электронов с энергиями выше  $E_p = 18,9$  эВ (где  $E_p$  - энергия собственных колебаний в бериллие) может превышать 37 % [5].

Когда скорость налетающего иона  $v$  существенно превосходит скорость любого электрона атома мишени, упругие потери пренебрежимо малы, а неупругие потери энергии, которые обычно называют ионизационными потерями, описываются формулой Бете-Блоха [6]:

$$-dE/dx = (4\pi Z_1^2 e^4 / mv^2) Z_2 N \ln(2mv^2/I) \quad (2)$$

где  $m$  - масса электрона,  $Z_1$  - заряд налетающего иона,  $Z_2$  - заряд атомов тормозящей среды,  $N$  - плотность атомов мишени,  $I$  - средний потенциал возбуждения атомов тормозящей среды. Из формулы (2) видно, что в области высоких энергий ионизационные потери уменьшаются как  $v^{-2}$ . Внесение дополнительного заряда в квазинейтральную сбалансированную систему твердотельной плазмы приводит к

смещению свободных электронов относительно положения равновесия и, к возбуждению собственных колебаний - плазмонов [7]. Таким образом, энергия, теряемая ионом в результате торможения, может передаваться электронам среды двумя путями: часть энергии расходуется на возбуждение плазмонов, а другая часть передается отдельным электронам при столкновениях (в частности, с атомами, что приводит к ионизации последних) [1]. Реализуемая таким образом неравновесная ситуация приводит к существенным изменениям функции распределения свободных электронов [3].

Часть образовавшихся в твердотельной плазме неравновесных электронов, имея соответствующие величины и направления импульсов, может покинуть вещество или, другими словами, эти электроны могут участвовать в процессе вторичной ион-электронной эмиссии (ВИЭЭ). Процесс эмиссии происходит в три этапа:

- рождение неравновесных электронов;
- передвижение (диффузия) их к поверхности твердого тела и столкновения;
- преодоление потенциального барьера, существующего на поверхности, и выход в вакуум.

Такого рода подход считается наиболее полно отражающим закономерности ВИЭЭ и применяется, начиная с работы Штернгласса [8] при рассмотрении этих процессов [9]. Процессы диффузии внутренних электронов к поверхности и преодоления потенциального барьера, вероятно, одинаковы как для электронов, образующихся в результате ионной бомбардировки, так и для электронов, возникающих в результате электронного и фотонного облучения [10].

Интегральной характеристикой ВИЭЭ является коэффициент ВИЭЭ  $\gamma$ , часто называемый в литературе электронным выходом [11]. Электронный выход  $\gamma$  определяется как отношение числа выбитых вторичных электронов  $N_e$  к числу первичных ионов  $N_i$ :

$$\gamma = N_e / N_i \quad (3)$$

Величина коэффициента ВИЭЭ существенно зависит от энергии бомбардирующих ионов. В настоящее время считается теоретически и экспери-

ментально доказанным, что для легких ионов электронный выход  $\gamma$  прямо пропорционален средним удельным ионизационным потерям иона в веществе  $dE/dx$  [8, 11, 12].

Значительно более информативными характеристиками ВИЭ являются энергетические распределения электронов. Проведенные экспериментальные исследования показали, что энергетические спектры вторичных электронов имеют степенной характер [13-15]. При исследовании эмиссии из ряда металлов было показано, что функции распределения электронов, выбитых легкими ионами, имеют кусочно-степенной характер с различными показателями степени  $s$  для различных энергетических интервалов [4, 15, 16].

Как показано в работе [17], изменения в эмиссионных свойствах, возникающие при облучении интенсивными потоками заряженных частиц, могут быть эффективно использованы для создания новых источников энергии. Одним из таких источников является вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока (ВЭРИИТ) [18], преобразующий энергию  $\alpha$ -частиц в электрическую энергию на основе неравновесных распределений. Поскольку коэффициент полезного действия такого устройства пропорционален разности электронных выходов используемых материалов эмиттеров ( $\gamma_2 - \gamma_1$ ) [18], то для увеличения его эффективности необходимо подбирать эмиттер с высоким значением  $\gamma_2$ .

Имеющаяся на сегодняшний день информация о возникающих при облучении пучками быстрых ионов эмиссионных свойствах материалов касается в основном металлов. Обращает на себя внимание отсутствие данных о широко используемых в фотоэмиссионной и электронной технике эффективных эмиттерах электронов. Одними из наиболее распространенных эффективных эмиттеров вторичных электронов являются эмиттеры на основе сурьмяно-цезиевых соединений. Благодаря своим высоким вторичным фотоэмиссионным и электронно-эмиссионным свойствам, которые обычно связывают с малым значением высоты потенциального барьера на границе поверхности образца с вакуумом, соединения такого типа активно используются в качестве фотокатодов и динодов в фотоэлектронных умножителях и других приборах [19]. Так, значение коэффициента вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) составляет для сурьмяно-цезиевого соединения  $\sigma = 3 \div 4$  при малых энергиях первичных электронов  $E_p = 100$  эВ, а максимальное значение коэффициента ВЭЭ  $\sigma_{max} = 8 \div 10$  достигает при энергиях  $E_p = 500 \div 600$  эВ [19]. Наличие значительных коэффициентов вторичной эмиссии является следствием не только низкой работы выхода из этого материала, но и, по-видимому, формированием неравновесных функций распределения степенного типа.

Целью данной работы является проведение экспериментальных исследований функций распределения электронов, формируемых при облучении сурьмяно-цезиевого катода пучками быстрых легких ионов, и выявление закономерностей этого процесса.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование функций распределения электронов, формируемых в твердотельной плазме сурьмяно-цезиевого катода при бомбардировке его пучками быстрых легких ионов, проводились на установке, схематически изображенной на Рис. 1.

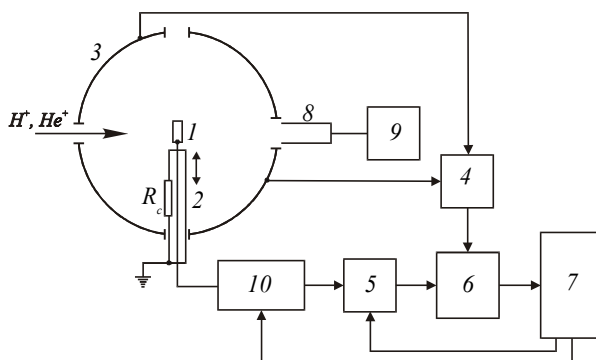


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – мишень, 2 – держатель мишени, 3 – полусферы, 4, 5 – электрометрические усилители, 6 – аналого-цифровой преобразователь, 7 – ЭВМ типа IBM PC, 8 – цилиндр Фарадея, 9 – токовый прибор Ф303, 10 – источник пилообразного напряжения

Электростатический ускоритель ионов Ван де Графа, используемый в качестве источника первичных частиц, позволял получать пучки ионов водорода  $H^+$  и гелия  $He^+$ . Измерения энергетических спектров электронов ВИЭ было проведено для пучков ионов  $H^+$  с энергиями от 1,25 до 2,25 МэВ и  $He^+$  с энергиями от 1,75 до 2,25 МэВ с шагом 0,25 МэВ. Исследуемый катод, используемый в качестве мишени, представлял собой сурьмяно-цезиевый слой, с толщиной превышающий длину пробега бомбардирующих ионов в данном веществе, нанесенный на массивную никелевую подложку. Мишень 1 диаметром 10 мм фиксировалась в медной оправке, которая крепилась на подвижном держателе 2. Пучок ионов, сколламированный с помощью системы диафрагм, падал на мишень и вызывал с ее поверхности ВИЭ на отражение. Плоскость мишени была перпендикулярна оси пучка. Диаметр пучка на мишени составлял 3 мм. Плотность ионного тока на мишени была не выше, чем 30 мкА/см<sup>2</sup>. Откачка камеры осуществлялась магниторазрядным насосом НМД-0,4-1 и форвакуумным насосом НВПР-16Д с азотной ловушкой. Во всех проведенных экспериментах давление остаточных газов в вакуумной камере составляло не более  $10^{-6}$  Торр.

Электроны, эмитированные с поверхности мишени, собирались на сферическом коллекторе, состоящем из двух полусфер 3 с радиусом 100 мм. Мишень на держателе помещалась внутри коллектора. Зазор между полусферами составлял 15 мм. Входное окно полусферы было диаметром 10 мм. Одновременно с измерением тока коллектора  $I_C$  регистрировался ток мишени  $I_T$ . Ток мишени представляет собой сумму тока ионов пучка  $I_B$  и тока достигших коллектора вторичных электронов:  $I_T = |I_C| + I_B$ . Измеряемые токи коллектора  $I_C$  и ми-

шени  $I_T$ , усиленные электрометрическими усилителями 4 и 5, соответственно, подавались через аналого-цифровой преобразователь 6 в ЭВМ 7 типа IBM PC. Для калибровки измерительной системы за задней полусферой располагался цилиндр Фарадея 8, позволяющий непосредственно регистрировать ток пучка ионов  $I_{FC}$  при выведенной из-под пучка мишени. Цилиндр Фарадея имел размеры  $\varnothing=20$  мм и  $l=130$  мм. Ток цилиндра Фарадея  $I_{FC}$  измерялся при помощи токового прибора Ф303 9. Коэффициент ВИЭ определялся по формуле:

$$\gamma = |I_C| / (|I_C| - I_T) \quad (4)$$

Изучая энергетический спектр электронов ВИЭ сферическим анализатором для точечного источника эмиссии, можно восстановить явный вид функции распределения электронов внутри твердого тела [20]. В случае, когда функция распределения степенная (1), производная тока эмиссии по энергии электронов  $dI/dU$  может быть представлена, как:

$$dI/dU = B \cdot (E_F + \phi + eU)^{s+1}, \quad (5)$$

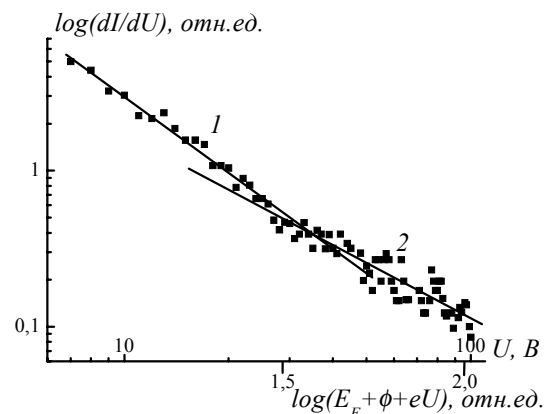
где  $B$  – константа. Следовательно, в логарифмическом масштабе зависимость (5) представляет собой прямую с тангенсом угла наклона, равным  $s+1$ .

Энергетические распределения вторичных электронов эмиссии на отражение измерялись при помощи сферического коллектора в режиме энергоанализатора с тормозящим полем в интервале от 0 до 100 В с шагом в 1 В. Тормозящее электрическое поле создавалось между мишенью 1 и двумя полусферами 3. Поскольку радиус энергоанализатора значительно превышал размер мишени, то распределение поля было близко к сферическому. Держателем мишени 2 служила керамическая трубка  $\varnothing=5$  мм с нанесенным на ее внешнюю поверхность резистивным слоем. Удельное сопротивление слоя  $R_c$  менялось по длине трубки нелинейным образом так, чтобы потенциал держателя не искажал поля внутри энергоанализатора. Мишень имела гальванический контакт с одним концом резистивного слоя, а другой конец его заземлялся. Тормозящий потенциал подводился к мишени внутри керамической трубки от источника пилообразного напряжения 10, управляемого ЭВМ 7. Таким образом, ток, протекающий вдоль резистивного слоя, создавал необходимое распределение потенциала вдоль длины держателя. В процессе эксперимента вторичные электроны, двигаясь по радиальным траекториям, достигали коллектора. При подаче на мишень тормозящего напряжения на коллектор попадали только те электроны, энергия которых достаточна для преодоления тормозящего поля. Программа, которая осуществляла управление экспериментом, позволяла для каждого значения тормозящего поля в течение 7 секунд набирать статистику из 100 измерений тока электронов эмиссии. Затем программа производила усреднение по 100 экспериментальным точкам, и полученное в результате этой процедуры значение электронного тока записывалось в память ЭВМ. Дифференцируя полученные таким образом зависимости тока коллектора от задерживающего напряжения (кривые задержки), можно получить энергетический спектр электронов ВИЭ, а затем восстановить функцию распределения.

Процедура нахождения значений показателя степени  $s$  функций распределения электронов включала несколько операций. В начале производилось “сшивание” тока эмиссии электронов и дифференцированные кривые задержки. Затем осуществлялась линейная аппроксимация построенных в логарифмическом масштабе зависимостей  $dI/dU$  от полной энергии электронов внутри исследуемого соединения  $(E_F + \phi + eU)$ . Согласно (5), тангенс угла наклона прямой равен  $(s+1)$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования энергетического спектра электронов ВИЭ показывают, что для всех энергий используемых ионов электронная функция распределения, формируемая в неравновесных условиях в плазме сурьмяно-цезиевого катода, имеет степенную зависимость.



2. Типичная зависимость  $\log(dI/dU)$  от  $\log(E_F + \phi + eU)$  для сурьмяно-цезиевого катода в случае бомбардировки его ионами  $He^+$  с энергией 1,75 МэВ. Участку 1 функции распределения (интервал энергий 5÷30 эВ) соответствует показатель степени  $s_1 = -2,85$ , а участку 2 (30÷100 эВ) –  $s_2 = -2,45$

На рис.2 представлена типичная функция распределения неравновесных электронов для исследуемого образца в случае бомбардировки его ионами  $He^+$  с энергией 1,75 МэВ.

Экспериментальные точки хорошо укладываются на две прямые, соответствующие различным показателям степени в энергетических интервалах 5÷30 эВ и 30÷100 эВ.

В результате обработки экспериментальных данных были получены соответствующие показатели степени. В таблице представлены значения показателей степени  $s_1$  и  $s_2$  для двух участков функции распределения, соответствующих вышеуказанным энергетическим интервалам, в зависимости от энергии бомбардирующих ионов  $H^+$  и  $He^+$ .

Как нам кажется, показатель степени функции распределения вторичных электронов может иметь зависимость от энергии (удельных ионизационных потерь) быстрых ионов. По-видимому, мощность источника дополнительных частиц в импульсном пространстве определяется именно удельными ио-

низационными потерями иона. Как было указано в [3, 21] только в некоторых определенных случаях показатель степени не зависит от структуры источника и стока. В этом случае говорят об универсальной функции распределения с показателем степени  $-5/4$  [21]. В ранее проведенных нами экспериментах с пучком ионов  $He^+$  и тонкими металлическими пленками были измерены показатели степени  $s$  и показано, что абсолютная величина показателя степени  $s_1$  функции распределения на первом энергетическом интервале, который соответствует области медленных электронов ( $E < 35$  эВ), уменьшается с ростом удельных ионизационных потерь иона в веществе [16]. Авторы работы [14] указывают, что с ростом энергии налетающих ионов возрастает доля быстрых электронов. Как видно из вышеприведенной таблицы, показатели степени  $s_1$  для различных энергий бомбардирующих ионов, и, следовательно, различных удельных ионизационных потерь иона в сурьмяно-цезиевом образце различаются незначительно, хотя для протонов абсолютная величина показателя степени возрастает (падает) с ростом энергии (удельных ионизационных потерь). Для ионов гелия такой зависимости не наблюдается. Следует заметить, что изменение показателя степени не превышает 10 %, и для установления его точной зависимости от потерь энергии требуются дополнительные исследования.

Ион	Энергия, МэВ	Показатели степени	
		$-s_1$	$-s_2$
$H^+$	1,23	2,88	2,51
	1,5	2,95	2,49
	1,75	2,91	2,46
	2	3,07	2,38
	2,26	3,07	2,55
$He^+$	1,75	2,85	2,45
	2	2,81	2,15
	2,26	2,77	2,32

На Рис.3 представлена зависимость электронного выхода  $\gamma$  от энергии падающих ионов  $H^+$  и  $He^+$ .

Как видно из графика, значения электронного выхода  $\gamma$  для исследуемого сурьмяно-цезиевого соединения превышают таковые для ряда металлических образцов [11]. Причина этого может заключаться в следующем. Как уже было сказано выше, часть образовавшихся при бомбардировке пучками быстрых заряженных частиц в твердотельной плазме неравновесных электронов диффундирует к поверхности и выходит в вакуум. Эмиссия электронов происходит с приповерхностного слоя, толщина которого значительно меньше глубины проникновения ионов и определяется закономерностями движения этих электронов к поверхности. В металлах образовавшиеся электроны, диффундируя к поверхности, взаимодействуют главным образом с электронами проводимости. Это взаимодействие может происходить посредством парных столкновений и коллективных эффектов - возбуждения плазмонов. Вследствие большой концентрации электронов проводимости в металлах, велика вероятность электрон-

электронных взаимодействий и, соответственно, эффективная глубина выхода вторичных электронов мала. В полупроводниках концентрация электронов проводимости мала, поэтому глубина выхода вторичных электронов может быть весьма значительной. Поскольку сурьмяно-цезиевые соединения обладают полупроводниковыми свойствами [19], то глубина выхода неравновесных электронов может превышать таковую для металлов. Более высокий, чем для металлов коэффициент ВИЭЭ может частично определяться этим фактором.

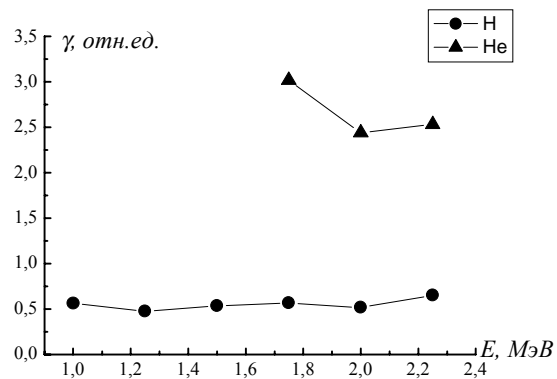


Рис. 3. Зависимость электронного выхода  $\gamma$  от энергии падающих ионов  $H^+$  и  $He^+$  для сурьмяно-цезиевого катода

Сурьмяно-цезиевые соединения имеют малое значение работы выхода [22]. Небольшая высота потенциального барьера на границе поверхности таких соединений с вакуумом может приводить к увеличению доли неравновесных электронов, покидающих твердое тело. Работа выхода обрезает сформированную в плазме твердого тела степенную неравновесную функцию распределения электронов. Так как величина показателя степени на первом участке у исследованных веществ весьма значительна [см. Таблицу выше, 13-16], то даже незначительное уменьшение работы выхода приводит к существенному возрастанию коэффициента ВИЭЭ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальных исследований функций распределений электронов, формируемых в твердотельной плазме сурьмяно-цезиевого катода при облучении его пучками быстрых легких ионов. Исследования проведены путем измерения энергетических спектров электронов вторичной ион-электронной эмиссии сферическим анализатором с тормозящим полем. Показано, что во всех проведенных экспериментах с ионами  $H^+$  и  $He^+$  неравновесные функции распределений в исследуемом диапазоне энергий электронов от 5 до 100 эВ носят кусочно-степенной характер. Полученные функции распределения имеют два участка, соответствующие различным показателям степени в энергетических интервалах 5÷30 эВ и 30÷100 эВ. Показатели степени, по-видимому, зависят от энергии (удельных ионизационных потерь) быстрых ионов, что и наблюдается для протонов на первом энергетическом интервале. Это связывается

с условиями формирования неравновесной функции распределения. Также проведены измерения электронных выходов  $\gamma$  из сурьмяно-цезиевого катода. Полученные значения превышают электронные выходы для ряда металлов. По-видимому, это может быть связано, во-первых, с большей по сравнению с металлами глубиной выхода образовавшихся при облучении быстрыми ионами неравновесных электронов, и, во-вторых, с малой высотой потенциального барьера на границе поверхности с вакуумом.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Карася В.И. за постоянный интерес к работе и ценные замечания. Авторы благодарят персонал ускорителя ВГ-5 ННЦ ХФТИ и лично Мищенко В.М. за создание условий для работы.

Работа поддержана Украинским научно-технологическим центром проект №1862.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н.П. Калашников, В.С. Ремизович, М.И. Рязанов. *Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах*. М.: Атомиздат, 1980.
2. В.И. Карась, С.С. Моисеев, В.Е. Новиков. Механизм образования “быстрых электронов” эмиссии из металла, индуцированной лазером // *Письма в ЖЭТФ*. 1975, т. 21, №9, с. 525-528.
3. В.И. Карась, С.С. Моисеев, В.Е. Новиков. Неравновесные стационарные распределения частиц в твердотельной плазме // *ЖЭТФ*. 1976, т. 71, №4(10), с. 1421-1433.
4. Е.Н. Батракин, И.И. Залюбовский, В.И. Карась и др. Исследование вторичной эмиссии из тонких пленок Al, Cu, Be, индуцированной пучком протонов 1 МэВ // *ЖЭТФ*. 1985, т. 89, № 3(9), с. 1098-1100.
5. В.П. Журенко, С.И. Кононенко, В.И. Карась и др. Диссипация энергии быстрой заряженной частицей в твердотельной плазме // *Физика плазмы*. 2003, т. 29, №2, с. 1-7.
6. Ю.В. Готт. *Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях*. М.: Атомиздат, 1978.
7. М. Стил, Б. Вюраль. *Взаимодействия волн в плазме твердого тела*. М.: Атомиздат, 1973.
8. E.J. Sternglass. Theory of secondary electron emission by high-speed ions // *Phys. Rev.* 1957, т. 108, №1, с. 1.
9. H. Rothard, C. Caraby, A. Cassimi и др. Target-thickness-dependent electron emission from carbon foils bombarded with swift highly charged heavy ions // *Physical Review A* 1995, т. 51, № 4, с. 3066-3078.
10. Б.А. Брусиловский. *Кинетическая ионно-электронная эмиссия*. М.: Энергоатомиздат, 1990.
11. D. Hasselkamp, K.G. Lang, A. Scharmann и др. Ion induced electron emission from metal surfaces // *Nucl. Instr. and Meth. B* 1981, т. 180, с. 349-356.
12. J. Schou // *Phys. Rev. B* 1980, т. 22, с. 2141.
13. W. Meckbach, G. Braunstein, N. Arista. Secondary-electron emission in the backward and forward directions from thin carbon foils traversed by 25-250 keV proton beams // *J. Phys. B* 1975, т. 8, № 14, с. L344-L349.
14. D. Hasselkamp, S. Hippler, A. Scharmann. Ion-induced secondary electron spectra from clean metal surfaces // *Nucl. Instr. and Meth. B* 1987, т. 18, с. 561-565.
15. Е.Н. Батракин, И.И. Залюбовский, В.И. Карась и др. Экспериментальные исследования энергетического спектра вторичных электронов, возникающих при прохождении  $\alpha$ -частиц через тонкие пленки // *Поверхность*. 1986, № 12, с. 82-86.
16. С.І. Кононенко. Кінетична електронна емісія з поверхонь металевих плівок при бомбардуванні іонами гелію // *Доповіді НАНУ*. 2001, № 1, с. 87.
17. В.И. Карась, С.С. Моисеев. О преобразовании ядерной энергии в электрическую на основе неравновесных распределений // *УФЖ*. 1979, т. 24, № 11, с. 1724-1728.
18. В.М. Балебанов, С.С. Моисеев, В.И. Карась и др. Вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока // *Атомная энергия*. 1998, т. 84, № 5, с. 398.
19. Н.А. Соболева, А.Е. Меламид. *Фотоэлектронные приборы*. М.: “Высшая школа”, 1974.
20. В.М. Балебанов, В.И. Карась, И.В. Карась и др. Неравновесные стационарные распределения электронов с потоком по спектру в твердотельной плазме и их использование // *Физика плазмы*. 1998, т. 24, №9, с. 789-807.
21. В.И. Карась, С.С. Моисеев, А.П. Шуклин. Универсальные неравновесные распределения частиц в конечных энергетических интервалах // *УФЖ*. 1980, т. 25, № 5, с. 820-825.
22. В.С. Фоменко, И.А. Подчерняева. *Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов*. М.: Атомиздат, 1975, с. 201-202.