УДК 537.538

А.С. МУСТАФАЕВ, *д-р физ.-мат. наук, профессор, alexmustafaev@yandex.ru*
Н.С. ПЩЕЛКО, *канд. техн. наук, доцент, nicolsp@mail.ru*
А.В. МОРИН, *аспирант, morin81@gmail.com*
А.Б. ЦЫГАНОВ, *аспирант, alexbt@mail.ru*
Санкт-Петербургский государственный горный институт (технический университет)

A.S. MUSTAFAEV, *Dr. in phys. and math., professor, alexmustafaev@yandex.ru*
N.S. PSHCHELKO, *PhD in eng.sc., associate professor, nicolsp@mail.ru*
A.V. MORIN, *post-graduate student, morin81@gmail.com*
A.B. TSYGANOV, *post-graduate student, alexbt@mail.ru*
Saint Petersburg State Mining Institute (Technical University)

ИЗМЕРЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛЬФРАМОВЫХ ТЕРМОКАТОДОВ В ПРИБОРАХ ПЛАЗМЕННОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В нетрадиционных для эмиссионной электроники условиях, когда поверхность контактирует с сильноионизованной плазмой, проведены исследования эмиссионных параметров и коэффициента отражения тепловых электронов от вольфрамовых термоэмиссионных катодов. Для измерения использовались зависимости электронного тока плазменного диода от напряженности поперечного магнитного поля.

Измерены параметр $\Delta\varphi$, характеризующий неоднородность катода по работе выхода, и коэффициент отражения r_0 для поликристаллического вольфрама и грани 110 монокристалла вольфрама.

Проведено разделение вклада в эффективный коэффициент отражения электронов, отраженных непосредственно от поверхности и от потенциального барьера полей пятен.

Ключевые слова: коэффициент отражения тепловых электронов, эмиссионные характеристики, монокристаллические и поликристаллические вольфрамовые термокатоды.

THE MEASUREMENTS OF EMISSION PARAMETERS OF TUNGSTEN THERMO CATHODES IN PLASMA ENERGETIC EQUIPMENTS

Emission parameters and coefficients of reflection of heat electrons from tungsten thermo cathodes were investigated under nontraditional for emission electronic conditions, when the surface contacts with highly ionized plasma.

For measurements plasma diode electron current-magnetic field strength relations were used.

Parameter $\Delta\varphi$, which characterizes cathode heterogeneity by work function, and coefficient of reflection r_0 for policrystallic tungsten and for face 110 tungsten single crystal were measured.

Proportion entering in effective reflection coefficient of electrons, reflected immediately from the surface and from potential barrier of spots field was determinate.

Key words: coefficients of reflection of heat electrons, emission parameters, policrystallic tungsten and tungsten single crystal thermo cathodes.

Фундаментальные исследования и разработки в области плазменной энергетики являются одним из важнейших направлений современной науки и техники по решению проблемы прямого преобразования энергии и имеют особое значение для народнохозяйственных и оборонных целей.

Широкое внедрение плазменных приборов в промышленность сдерживается рядом нерешенных физико-технических проблем. Важное место среди них принадлежит приэлектродной проблеме, решение которой неразрывно связано с пониманием процессов, происходящих на электродах и в приэлектродной плазме. Успешные теоретические и экспериментальные исследования бинарных плазменных диодов позволили создать метод одновременной диагностики эмиссионных свойств катодов и параметров приэлектродной плазмы.

Основой нового метода одновременной диагностики эмиссионных характеристик катода и приэлектродной плазмы является зависимость относительного ослабления электронного тока насыщения плазменного диода в поперечном магнитном поле (магнитная характеристика). Под действием магнитного поля происходит пространственное перераспределение концентрации электронов, что приводит к изменению распределения потенциала в межэлектродном зазоре и последующему изменению траекторий движения электронов. Таким образом, поведение электронов описывается самосогласованной системой стационарных кинетических уравнений Власова с учетом внешнего магнитного поля и уравнением Пуассона. В результате решения этой системы построены магнитные характеристики для различных степеней компенсации, учитывающие конечность ширины приэлектродных областей, неоднородность катода по работе выхода и поверхностный коэффициент отражения электронов.

Влияние реальных свойств поверхности катода на магнитные характеристики плазменного диода рассмотрено в работе [4]. Показано, что отражение электронов, возвращенных магнитным полем на катод, от поверхности приводит к изменению магнитных характеристик, а неоднородность катода по работе выхода – к появлению дополнительного отражения электронов от потенциального барьера в окрестности катода. Последнее объясняется тем, что при движении в поперечном магнитном поле электроны по возвращении на катод изменяют нормальный к катоду компонент скорости на противоположный. При приближении электрона к поверхности катода вероятность попадания на участок с той или иной работой выхода носит случайный характер и определяется распределением пятен на поверхности по работам выхода. Приближаясь к пятну с высокой работой выхода, большинство электронов отражается от потенциального барьера в окрестности этого пятна. Эффективный коэффициент отражения R складывается из поверхностного коэффициента отражения r_0 и дополнительного члена, определяемого средним разбросом работы выхода φ на поверхности катода. Установлено, что R может значительно превышать r_0. Анализ магнитных характеристик проводится обычно при больших положительных потенциалах анода. В этом случае реальные свойства анода можно не учитывать.

Эффективный коэффициент отражения электронов важен для изучения эмиссионных свойств электродных материалов. Однако его прямые измерения для электронов с тепловыми скоростями наталкиваются на значительные трудности.

Исследования выполнены в Cs-Ba-плазменном диоде с плоскопараллельной геометрией электродов. Применялись катоды, изготовленные из поликристаллического вольфрама и различных граней монокристалла вольфрама. Особенностью бинарной смеси паров цезия и бария является возможность управлять величиной напряженности электрического поля в прикатодном слое путем изменения давления паров бария. В результате в плазменном диоде можно измерять эффективный коэффициент отражения электронов.

Магнитная характеристика при фиксированном значении степени компенсации (рис.1) с учетом реальных свойств ка-

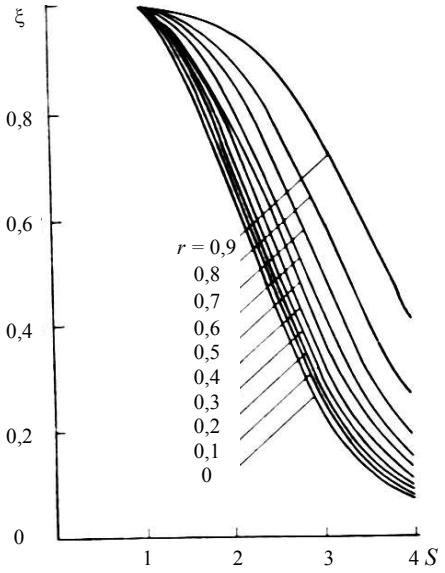


Рис.1. Магнитные характеристики для γ = 10 при различных значениях коэффициента отражения электронов r_0

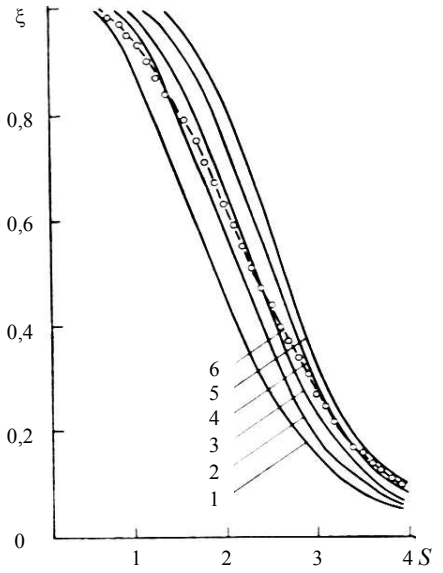


Рис.2. Сравнение идеальных магнитных характеристик для различных значений γ (кривые 1-5) с реальной характеристикой для γ = 2 (кривая 6) при r_0 = 5

тода $\xi(R, \gamma, S)$ вычисляется по идеальной $\xi_0(\gamma, S)$:

$$\xi(R, \gamma, S) = \frac{\xi_0(\gamma, S)}{1-[1-\xi_0(\gamma, S)]R}, \qquad (1)$$

где $\xi = J_i / J_0$ – отношение электронного тока насыщения в магнитном поле к току в его отсутствии; $S = \frac{eHd}{\sqrt{2mkT_к}}$ – безразмерный параметр магнитного поля; e – заряд электрона; H – напряженность магнитного поля; d – межэлектродный зазор; m – масса электрона; k – постоянная Больцмана; $T_к$ – температура катода, $\gamma = n_{i+} / n_{e+}$ – отношение концентраций ионов и электронов, рожденных на поверхности катода.

Изменение вида магнитной характеристики на реальных катодах приводит к тому, что $\xi_{эксп}(S)$ пересекает целое семейство идеальных $\xi_0(S)$ при различных γ (рис.2).

Величина R могла бы быть найдена из сравнения экспериментальной зависимости $\xi_{эксп}(S)$ с $\xi_0(S)$ в случае, если бы была известна степень компенсации γ. Фактически обе величины R и γ неизвестны и должны быть определены по $\xi_{эксп}(S)$. Для решения этой задачи применен численный метод, основанный на минимизации среднеквадратического отклонения между $\xi_{эксп}(S)$ и теоретической зависимостью $\xi(R, \gamma, S)$ путем вариации параметров R и γ. Величина среднеквадратического отклонения вычислялась по значениям функции в n точках (n = 10):

$$D = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\xi(R, \gamma, S_i) - \xi_{эксп}(S_i)\right]^2}{n}}.$$

Функция $\xi(R, \gamma, S)$ строилась по формуле (1), а $\xi_0(\gamma, S)$ находилась путем интерполяции по γ функций $\xi_0(S)$. Наилучшей оказалась линейная интерполяция по lnγ, т.е. по известным зависимостям $\xi_0(S)$ для заданных γ_1 и γ_2 определялась функция

$$\xi_0^{int}(\gamma, S) =$$

$$= \frac{(\ln\gamma_2 - \ln\gamma)\xi_0(\gamma_1, S) + (\ln\gamma - \ln\gamma_1)\xi_0(\gamma_2, S)}{\ln(\gamma_2) - \ln(\gamma_1)}.$$

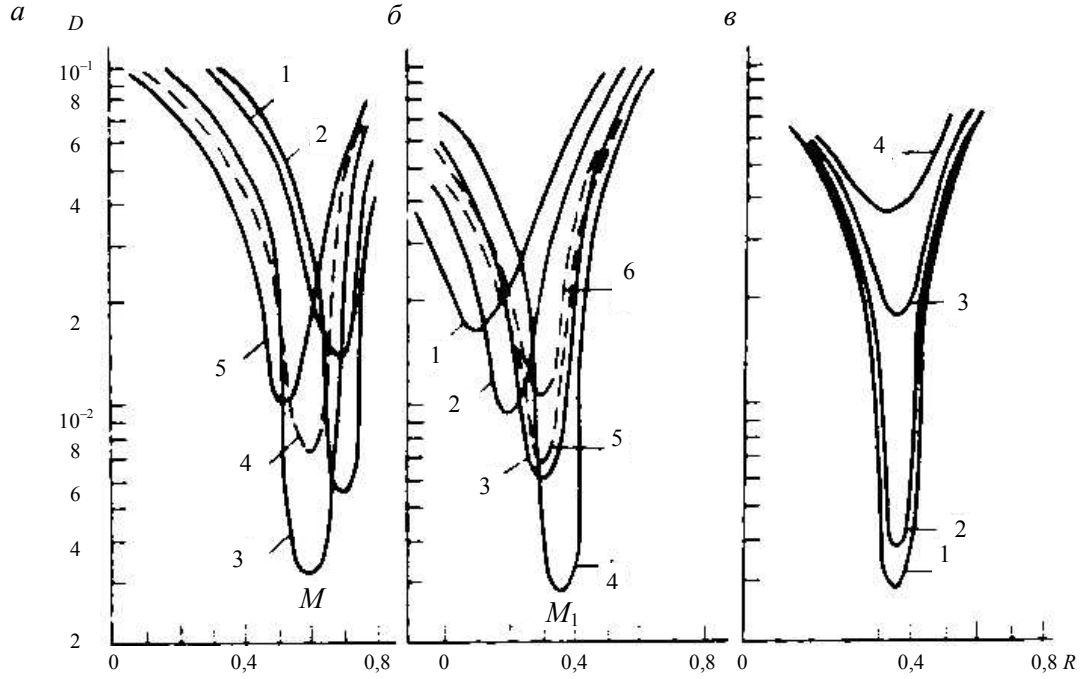


Рис.3. Функция $D(\gamma, R)$ для поликристаллического вольфрамового катода при $T_к$ = 2000 К и давлении паров цезия $p_{Cs} = 10^{-3}$ тор: *а* – T_{Ba} = 800 К; 1 – γ = 40, 2 – γ = 50, 3 – γ = 80, 4 – γ = 90, 5 – γ = 120; *б* – T_{Ba} = 874 К; 1 – γ = 0,3; 2 – γ = 0,4; 3 – γ = 0,45; 4 – γ = 0,5; 5 – γ = 0,6; 6 – γ = 0,8; *в* – анализ устойчивости метода определения γ и R при δ, равном 0; 1; 5 и 10 % (кривые соответственно 1, 2, 3 и 4)

Вычисление D выполнено для ряда значений γ_m в интервале от γ_n до γ_k и R в интервале от R_n до R_k. Значения γ_n, γ_k, R_n и R_k изменялись в процессе уточнения минимума функции D. После осуществления двойного цикла по γ и R в этом квадрате вычислялась функция $D(\gamma, R)$. Один из результатов расчета продемонстрирован на рис.3, *а*: в точке M получены $D_{\min} = 0{,}00317$; $R = 0{,}6$ и $\gamma = 80$.

Видно, что функция $D(\gamma, R)$ имеет достаточно глубокий и узкий минимум в окрестности некоторых значений γ и R. Эти значения естественно считать искомыми параметрами. Аналогичные результаты дала и обработка других магнитных характеристик (рис.3, *б*): в точке M_1 получены $D_{\min} = 0{,}0028$; $R = 0{,}35$ и $\gamma = 0{,}5$.

Для анализа устойчивости такого метода определения γ и R проведен численный эксперимент. К экспериментальным данным $\xi_{эксп}(S)$ были добавлены случайные возмущения и снова рассчитана зависимость $D(\gamma, R)$. Случайные числа A_i выбирались из интервала (–1, 1), затем умножались на некоторый коэффициент δ:

$$\xi^i_{\text{возм}} = \xi^i_{\text{эксп}}(1 + \delta A_i)\,.$$

Величина δ представляет собой отношение среднего возмущения к самой величине и измеряется в процентах. Из рис.3, *в* видно, что пока $\delta \le 5$ %, добавление возмущения почти не влияет на $D(\gamma, R)$. Рост δ выше 5 % сопровождается некоторым увеличением дисперсии и изменением положения минимума: при $\delta = 5$ % $R = 0{,}35$; $\gamma = 0{,}5$; при $\delta = 10$ % $R = 0{,}3$; $\gamma = 0{,}45$.

Остановимся теперь на обсуждении зависимостей рис.4. На поликристаллическом катоде величина R перестает изменяться при степени компенсации $\gamma > 8$, а при $\gamma < 8$ монотонно убывает с уменьшением γ и достигает нуля при $\gamma = 10^{-2}$. На монокристаллическом катоде заметный спад R наблюдается только при переходе в недокомпенсированный режим, т.е. при $\gamma < 0{,}5$. Зависимость R от γ для поликри-

сталлического катода в перекомпенсированном режиме связана с изменением напряженности электрического поля у катода. В недокомпенсированном режиме вблизи поверхности катода возникает виртуальный катод и задерживающий электроны потенциальный барьер растет с уменьшением γ. В глубоко недокомпенсированном режиме неоднородное распределение потенциала вблизи поверхности катода прикрывается однородным потенциальным барьером. Электроны, возвращенные магнитным полем к катоду, в силу однородности барьера всегда его преодолевают, а отражение электронов от поверхности катода не приводит к их повторному выходу в плазму, поскольку одновременно с отражением электронов происходит и их рассеяние по углам. Этим и объясняется уменьшение R до нуля в недокомпенсированном режиме.

При расчетах R для неоднородной по работе выхода поверхности катода [4] предполагалось, что функция распределения эмиттированных электронов имеет полумаксвелловский вид, а вероятность встретить на поверхности катода работу выхода в интервале $\varphi \div (\varphi + d\varphi)$ равна $g(\varphi)d\varphi$, где $g(\varphi)$ – распределение Гаусса около некоторого среднего значения φ_0, т.е.

$$g(\varphi) = C(\beta)\exp[-\beta^2(\varphi-\varphi_0)^2],$$

где $\beta = 1/\Delta\varphi$; $\Delta\varphi$ – полуширина распределения; $C(\beta)$ – нормировочная константа. Функция $g(\varphi)$ нормирована на единицу.

Были рассчитаны зависимости

$$R(y) = r_0 + (1-r_0)f(y),$$

где

$$y = \frac{e}{kT}\frac{\Delta\varphi}{2}; \qquad (2)$$

$f(y)$ зависит от напряженности внешнего электрического поля. Эта функция была вычислена для двух случаев: сильного внешнего электрического поля у катода, когда поле пятен полностью скомпенсировано, и нулевого внешнего электрического поля, когда половина пятен раскрыта, а вторая половина прикрыта однородным потенциальным барьером с потенциалом, равным средней работе выхода. В эксперименте сильное электрическое поле у катода реализуется в глубоко перекомпенсированного режиме, а нулевое электрическое поле – в точке перехода из перекомпенсированного режима в недокомпенсированный (γ = 0,405).

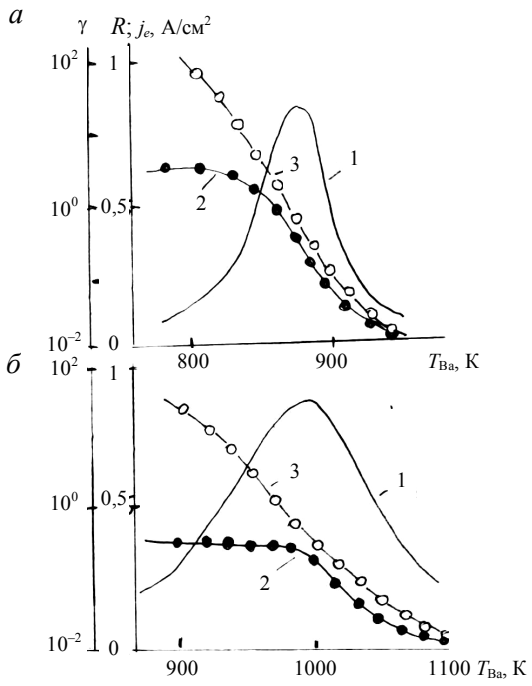


Рис.4. Зависимости плотности электронного тока j_e, R и γ (кривые 1, 2 и 3 соответственно) от температуры бариевого термостата для поликристаллического (*а*) и монокристаллического (*б*) катодов ($T_к$ = 2000 К; $p_{Cs} = 10^{-3}$ тор)

Семейства зависимостей $R(y)$ использовались для определения параметров r_0 и y (рис.4). При этом предполагалось, что r_0 и y для исследуемого катода практически постоянны. Значения r_0 и y устанавливали, сопоставляя экспериментальные значения R в двух предельных случаях (γ = 0,5 и γ = 100) с теоретическими зависимостями (рис.5) при условии, что соответствующие значения R реализовываются на рис.5 при одинаковых значениях r_0 и y. По известным значениям параметра y и температуры катода с использованием зависимости (2) определялась $\Delta\varphi$.

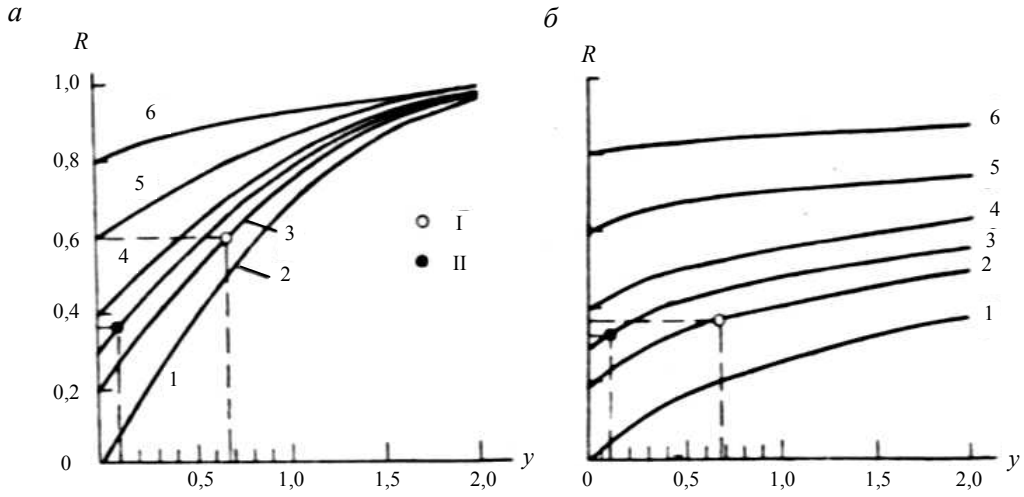


Рис.5. Зависимости $R(y)$ для различных значений r_0: *а* – сильное электрическое поле у катода; *б* – электрическое поле у катода равно нулю;

1 – $r_0 = 0$; 2 – $r_0 = 0{,}2$; 3 – $r_0 = 0{,}3$; 4 – $r_0 = 0{,}4$; 5 – $r_0 = 0{,}6$; 6 – $r_0 = 0{,}8$; I – $W_{пк}$, II – W_{110}

Значения r_0, y и $\Delta\varphi$ для поликристаллического вольфрамового катода ($W_{пк}$) и грани 110 монокристаллического вольфрама (W_{110}) следующие:

Показатель	r_0	y	$\Delta\overline{\varphi}$, эВ
$W_{пк}$	0,2	0,68	0,234
W_{110}	0,3	0,10	0,034

Как и следовало ожидать, для монокристалла значения y и $\Delta\varphi$ существенно меньше, чем для поликристалла. Коэффициент отражения электронов для грани 110 равен 0,3 и в полтора раза превышает r_0 для поликристаллического вольфрамового катода. Однородность монокристаллического катода, кроме того, проверялась по аномальному эффекту Шоттки в вакуумном режиме. Критерием служила прямая зависимость от напряжения: $\lg(j/j_0) = f(\sqrt{V})$. Большая величина эффективного коэффициента отражения в перекомпенсированном режиме приводит к существенному изменению магнитных характеристик.

В результате измерения γ, температуры катода и электронного тока рассчитана напряженность электрического поля E непосредственно у поверхности катода. Проведено сопоставление расчетной зависимости $E(\gamma)$ и экспериментальной $R(\gamma)$ для поликристаллического катода. Показано, что сильное изменение R происходит в диапазоне напряженности электрического поля, соответствующем прохождению аномального эффекта Шоттки, а выход R на насыщение наблюдается при $E = 1{,}6 \cdot 10^3$ В/см, что соответствует размеру пятен порядка 10^{-4} см и согласуется с известными данными о структуре поликристаллических катодов [1, 2].

Систематические измерения анизотропии коэффициента отражения электронов от различных граней монокристалла вольфрама показали, что r_0 и φ являются одинаковыми функциями кристаллографических индексов [3]. Значения r_0 и данные о работе выхода φ соответствующих граней следующие:

Кристаллографическая ориентация (*hkl*)	110	112	100	111	116
r_0	0,3	0,25	0,15	0,1	0,05
φ ,эВ	5,35	4,8	4,69	4,4	4,32

Экспериментальных данных по измерению r_0 для интересующих нас катодных материалов в диапазоне тепловых энергий электронов в литературе практически нет. Прямые измерения коэффициента отраже-

ния электронов с тепловыми энергиями от эмитирующей неоднородной поверхности осложняются необходимостью выделения вклада в r_0 доли электронов, отраженных от потенциального барьера пятен. Измерения $\bar{r}_0$ стандартными методами, как правило, проводятся в режимах, далеких от рабочих условий катодов плазменных устройств.

Предложенный метод позволяет разделить вклад электронов, отраженных непосредственно от поверхности, и электронов, отраженных от потенциального барьера полей пятен. Это позволяет в рабочих условиях приборов плазменной энергетики контролировать изменение коэффициента отражения тепловых электронов r_0 и эмиссионной неоднородности поверхности катода по работе выхода $\Delta\varphi$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Добрецов Л.Н.* Эмиссионная электроника / Л.Н.Добрецов, М.В.Гомоюнова. М., 1966. 564 с.

2. *Занберг Э.Я.* Поверхностная ионизация / Э.Я.Занберг, Н.И.Ионов. М., 1969. 432 с.

3. *Мустафаев А.С.* Методы диагностики анизотропной плазмы в термоэмиссионной плазменной энергетике: Автореф. … д-ра физ.-мат. наук / ОНТИ ФЭИ. Обнинск, 2003. 63 с.

4. *Эндер А.Я.* Метод магнитной диагностики кнудсеновской плазмы / А.Я.Эндер, А.С.Мустафаев и др. Л., 1976. 73 с.

REFERENCES

1. *Dobretsov L.N.* Emission electronics / Dobretsov L.N., Gomoyunova M.V. Moscow, 1966. 564 p.

2. *Zanberg E.Ya.* Surface ionization / Zanberg E.Ya., Ionov N.I. Moscow, 1969. 432 p.

3. *Mustafaev A.S.* Diagnostics methods of anisotropic plasmas in thermionic plasma energetics: Referat … Doctor of Phys.-math. Sci. Obninsk, 2003. 63 p.

4. *Ender A.Ya.* Magnetic method for diagnostics of Knudsen plasmas / A.Ya.Ender, A.S.Mustafaev et all. Leningrad, 1976. 73 p.