УДК 533.9.082

А.С.МУСТАФАЕВ, *д-р физ.-мат. наук, профессор, alexmustafaev@yandex.ru*
А.Ю.ГРАБОВСКИЙ, *аспирант, schwer@list.ru*
Санкт-Петербургский государственный горный университет

A.S.MUSTAFAEV, *Dr. in phys.& math., professor, alexmustafaev@yandex.ru*
A.Y.GRABOVSKIY, *post-graduate student, schwer@list.ru*
Saint Petersburg State Mining University

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ АНИЗОТРОПНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

Разработан метод локальной диагностики анизотропной плазмы. Представлен математический аппарат метода экспресс-анализа степени анизотропии функции распределения электронов как основной характеристики анизотропной плазмы. Показано, что степень анизотропии плазмы может быть определена только по виду кривой I''_U (второй производной зондового тока по потенциалу зонда).

Проиллюстрированы возможности метода по восстановлению полной функции распределения электронов.

***Ключевые слова*:** наноэлектроника, функция распределения электронов, анизотропная плазма, степень анизотропии.

METHOD OF MEASUREMENT OF ANISOTROPIC ELECTRON VELOCITY DISTRIBUTION FUNCTION

The method of local anisotropic plasma has been developed. The mathematical apparatus of the method for rapid analysis of the degree of anisotropy electron distribution function, as one of the main characteristics of anisotropic plasma has been proposed. It has been demonstrated that the degree of anisotropy of the plasma can be determined only by the form of the I''_U curve (the second derivative of probe current to the probe potential).

The possibilities of the method in area of reconstruction of the full distribution function have been illustrated.

***Key words*:** nanoelectronics, electron distribution function, anisotropic plasma, degree of anisotropy.

Современная полупроводниковая электроника развивается в направлении непрерывного увеличения интеграции и уменьшения размера элементов электронных схем. На сегодняшний день предельно достижимый размер 30 нм.

Уже сегодня ясно, что для создания транзисторов размером 5-10 нм с помощью современных реакторов изотропной плазмы потребуются десятилетия. В связи с этим будущее наноэлектроники – спинтроника, одноэлектронные транзисторы и молекулярная электроника кажутся весьма туманными, если не будут созданы реакторы нового поколения – реакторы анизотропной плазмы [7].

При разработке наноэлектроники плазма широко применяется в процессах нанесения пленок, травления и эпитаксии.

Преимущества использования анизотропной плазмы:

1) повышение степени интеграции схемных элементов за счет уменьшения их размеров;

2) значительное повышение скорости процесса травления;

3) высокое разрешение при нанесении пленок;

4) высокая селективность (избирательность) плазменного травления;

5) высокая скорость роста кристаллов в сильноанизотропных приэлектродных электрических полях.

Физика приэлектродных процессов необычайно сложна. Практически отсутствуют методы диагностики параметров приэлектродной, анизотропной плазмы, важнейшим среди которых является функция распределения электронов (ФРЭ). Разработка методов диагностики традиционно составляет одну из центральных проблем физики плазмы.

Среди всех способов диагностики плазмы только зондовый метод позволяет определять локальные характеристики плазмы, т.е. пространственное распределение параметров.

В Горном университете разрабатывается зондовый метод исследования анизотропной плазмы. Метод является развитием традиционной методики ленгмюровских зондов [1] и предназначен для диагностики плазмы с произвольной степенью анизотропии. Проблемы измерения ФРЭ в анизотропной плазме рассмотрены в работах [4-6].

Данный метод позволяет реконструировать функцию распределения электронов ФРЭ и ее лежандровы компоненты. В сферической системе координат с полярной осью, направленной вдоль оси симметрии, ФРЭ по скоростям не зависит от азимутального угла:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = f(\vec{r}, v, \theta), \qquad (1)$$

где $v = |\vec{v}|$; θ – полярный угол. Величина электронного тока на зонд из плазмы в предположении, что все электроны, преодолевшие потенциальный барьер зонда, поглощаются им и что отсутствует вторичная эмиссия с его поверхности,

$$I = qS\int v_n f(\vec{v})d\vec{v} = \frac{2qS}{m^2}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{qU}^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \times$$

$$\times \int_0^{\theta'_{\max}} f(\varepsilon, \theta', \varphi')\cos\theta'\sin\theta' d\theta'. \qquad (2)$$

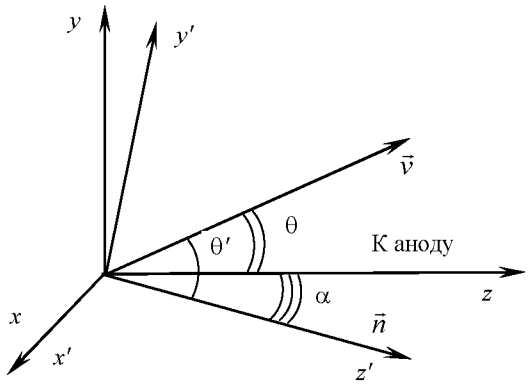


Рис.1. Геометрия задачи
$\vec{n}$ – нормаль к непроводящей поверхности зонда

Дифференцируя (2) дважды по потенциалу U, получаем

$$I''_U = \frac{q^3 S}{m^2}\left[\int_0^{2\pi} f(qU, \theta' = 0, \varphi')d\varphi' - \int_0^{2\pi} d\varphi' \times \right.$$

$$\left. \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon, \theta'_{\max}, \varphi')d\varepsilon \right]. \qquad (3)$$

Теперь перейдем в (3) к лабораторной системе координат, в которой ФРЭ имеет вид (1). Для этого воспользуемся соотношением, связывающим полярный угол лабораторной системы координат θ с углами θ' и φ' и α между полярными осями систем координат (рис.1):

$$\cos\theta = \cos\theta'\cos\alpha + \sin\theta'\sin\alpha\cos\varphi'.$$

Тогда

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2}\left[f(qU, \alpha) - \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi' \times \right.$$

$$\left. \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon, \theta^*)d\varepsilon \right]. \qquad (4)$$

Соотношение (4) представляет интегральное уравнение относительно искомой ФРЭ. Для нахождения функции распределения представим $f(\varepsilon, \theta)$ и $I''_U(qU, \alpha)$ в виде разложения в ряды по полиномам Лежандра [2, 3]. Отметим, что эти ряды сходятся абсолютно и равномерно, если функции f и I''_U дважды дифференцируемы по углу:

$$f(\varepsilon, \theta) = \sum_{j=\theta}^{\infty} f_j(\varepsilon) P_j(\cos\theta); \qquad (5)$$

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(qU) P_j(\cos\alpha). \qquad (6)$$

Лежандровы компоненты $f_j(\varepsilon)$ имеют самостоятельный физический смысл и определяют ряд важнейших параметров плазмы. Так, например, компонент f_0 определяет концентрацию плазмы

$$n = \frac{4\pi\sqrt{2}}{m^{3/2}} \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \qquad (7)$$

Компонент f_1 определяет величину плотности электронного тока в плазме:

$$j_e = \frac{8\pi q}{3m^2} \int_0^{\infty} \varepsilon f_1(\varepsilon) d\varepsilon. \qquad (8)$$

Величина f_2 определяет анизотропную часть тензора плотности потока импульса электронов:

$$\Pi_{ij} = m \int v_i v_j f(\vec{v}) d\vec{v} =$$

$$= \begin{pmatrix} P_0 - \frac{1}{5} P_2 & 0 & 0 \\ 0 & P_0 - \frac{1}{5} P_2 & 0 \\ 0 & 0 & P_0 + \frac{2}{5} P_2 \end{pmatrix}. \qquad (9)$$

Остальные коэффициенты разложения ФРЭ, наряду с тремя первыми, определяют угловую структуру функции распределения и представляют особый интерес при изучении процессов заселения зеемановских подуровней атома и диаграммы рассеяния электронов в актах столкновений.

Реконструкция угловых гармоник распределения. После подстановки (5) и (6) в (4) получаем соотношение между f_j и F_j:

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} f_j(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial(qU)} P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) d\varepsilon. \qquad (10)$$

Выражение (10) представляет интегральное уравнение Вольтерра II рода. Используя его резольвенту, можно разрешить (10) относительно f_j:

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_j(\varepsilon) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon. \qquad (11)$$

Подстановка в (11) соотношения для лежандрова компонента

$$F_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} I''_U(qU, x) P_j(x) dx$$

приводит к основной формуле метода:

$$f_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \times$$

$$\times \int_{-1}^{1} \left[I''_U(qU, x) + \int_{qU}^{\infty} I''_U(\varepsilon, x) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon \right] \times$$

$$\times P_j(x) dx. \qquad (12)$$

Таким образом, метод плоского одностороннего зонда заключается в измерении значений $I''_U(qU, \alpha)$ и последующем расчете по (5) и (12) ФРЭ по скоростям и ее лежандровых компонентов.

Метод плоского одностороннего зонда, как это видно из (12), не требует никакой априорной информации о ФРЭ в плазме: основная формула метода верна при любой степени анизотропии плазмы.

Модельный эксперимент. Для разработки метода экспресс-анализа степени анизотропии, а также с целью изучения возможности восстановления полной ФРЭ по скоростям, решена модельная задача. В качестве модельной выбрана ФРЭ, описывающая пучок быстрых электронов в максвелловской плазме:

$$f(\vec{v}) = f(\varepsilon, \theta) = n \left(\frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \times$$

$$\times \left\{ e^{-\frac{\varepsilon}{T_e}} + \gamma_1 e^{-\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\gamma_2}\right)^2} e^{\frac{\cos\theta - 1}{\beta}} \right\}. \qquad (13)$$

Здесь медленные электроны задаются концентрацией n и температурой T_e. Характеристики пучка быстрых электронов определяют параметры: β – степень анизотропии; ε_0 – средняя энергия пучка; γ_2 – характерная полуширина пучка в пространстве энергий. ФРЭ нормирована на концентрацию

$$\int f(\vec{v})d(\vec{v}) = n(1+\zeta),\ \ \zeta = n_0/n,$$

где n_0 – концентрация электронов пучка. Параметр γ_1 рассчитывается через соотношение концентраций n_0 и n:

$$\gamma_1 = \zeta \frac{T_e^{3/2}\sqrt{\pi}}{\beta[1-\exp(-2/\beta)]} \times$$

$$\times \left[\int_0^\infty \sqrt{\varepsilon}\exp\left\{ -\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{\gamma_2} \right)^2 \right\} d\varepsilon \right]^{-1}.$$

Значения $I_U''(qU,\alpha)$, соответствующие ФРЭ (13), рассчитывались с использованием зондового метода, рассмотренного выше. Энергетическая зависимость $I_U''(qU,\alpha=0)$ приведена на рис.2. Видно, что анизотропия пучковых электронов приводит к появлению отрицательных значений I_U'' в области энергий, меньших энергии пучка. Уменьшение степени анизотропии пучка влечет за собой исчезновение отрицательных значений I_U''.

Для доказательства этого свойства зондовой кривой рассмотрим вопрос о соотношении площадей под положительной S_+ и отрицательной S_- частями кривой $I_U''(U)$. Из (4) имеем

$$S_+ - S_- = \int_0^\infty I_U''(qU,\alpha)dU =$$

$$\frac{q^2S}{m^2}\int_0^\infty dU\left[-\frac{\partial}{\partial U}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\infty f(\varepsilon,\theta^*)d\varepsilon \right] =$$

$$= \frac{q^2S}{m^2}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\infty f(\varepsilon,\cos\theta = \sin\alpha\cos\varphi')d\varepsilon \geq 0.$$

Отсюда следует, что площадь под отрицательной частью кривой S_- никогда не может быть больше S_+. В частности, для

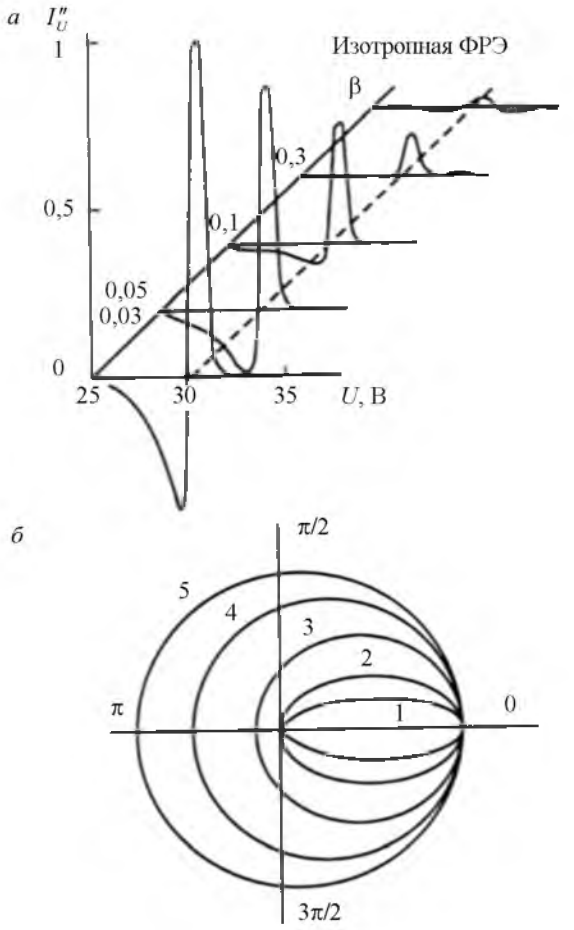


Рис.2. Зависимость I_U'' (*а*) и полярных диаграмм направленного движения электронов (*б*) от степени анизотропии β для модельной ФРЭ

1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 1; 4 – 3; 5 – 10

зонда, ориентированного токопринимающей поверхностью к катоду ($\alpha = 0$),

$$S_+ - S_- = \int_0^\infty I_U''(qU,0)dU =$$

$$= \frac{2\pi q^2 S}{m^2}\int_0^\infty f\left(\varepsilon,\theta=\frac{\pi}{2}\right)d\varepsilon. \qquad (14)$$

Для изотропной плазмы $S_- = 0$. По мере усиления анизотропии отрицательные значения I_U'' растут и S_- увеличивается. В предельном случае сильной анизотропии, когда все электроны движутся вперед $(\theta < \pi/2)$, интеграл в правой части (14) равен нулю. Последнее означает, что у зондовой харак-

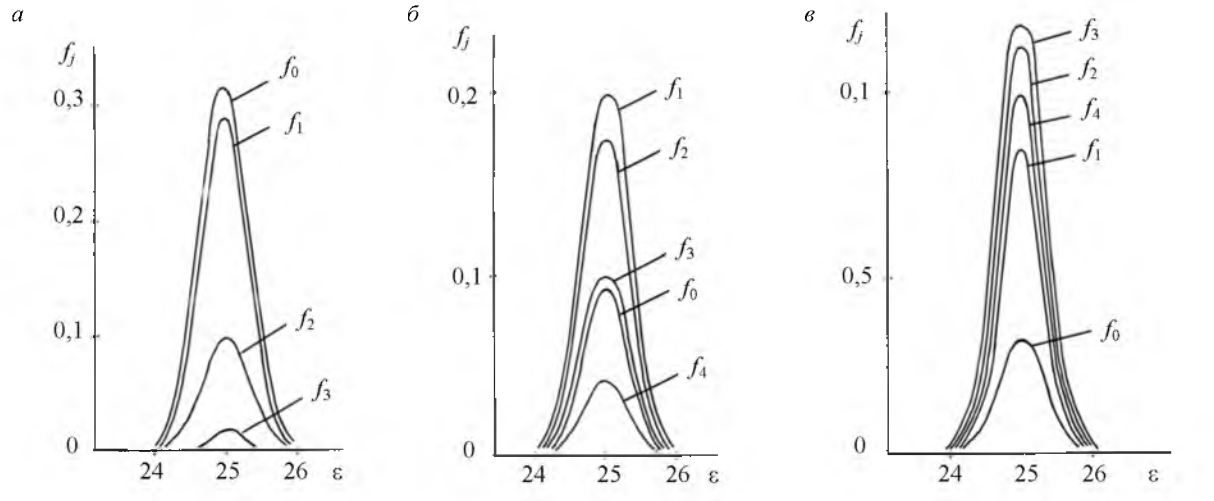


Рис.3. Лежандровы компоненты модельной ФРЭ для различных степеней анизотропии β: *а* – 1,0; *б* – 0,3; *в* – 0,1; ε_0 = 25 эВ; T_e = 1 эВ; γ = 0,5. Значения приведены в отн.ед.

теристики $I''_U(qU, \alpha = 0)$ для сильноанизотропной ФРЭ площади под отрицательной и положительной частями кривой равны. Это свойство зондовой кривой позволяет сразу определять степень анизотропии ФРЭ в плазме по внешнему виду $I''_U(qU, \alpha = 0)$, поэтому кривую I''_U можно рассматривать как чувствительный индикатор степени анизотропии ФРЭ.

Представленный метод может послужить удобным инструментом оценки параметров ФРЭ в плазме, в частности при разработке новейших реакторов анизотропной плазмы.

Точные значения лежандровых компонентов f_j, соответствующих ФРЭ (13), определяются выражением

$$f_j(\varepsilon) = \frac{2j+1}{2}\int_{-1}^{1} f(\varepsilon, \theta) P_j(\cos\theta) d\cos\theta =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{2} m\eta \left[2e^{\frac{\varepsilon}{T_e}} + \gamma_1 e^{-\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{\gamma_2}\right)^2} \beta\left(1 - e^{-\frac{2}{\beta}}\right)\right], \quad j = 0, \\ \frac{2j+1}{2} n\eta\gamma_1 e^{-\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{\gamma_2}\right)^2} \int_{-1}^{1} e^{\frac{x}{\beta}} P_j(x) dx, \quad j \geq 1, \end{cases}$$

где $\eta = \left(\frac{m}{2\pi T_e}\right)^{3/2}$.

Графики функций $f_j(\varepsilon)$ для различных степеней анизотропии пучка приведены на рис.3.

Отметим, что по мере усиления анизотропии наибольшее значение имеют лежандровы компоненты все более высокого порядка.

Рассмотрим возможность реконструкции полной ФРЭ для ограниченного числа N ориентаций зонда при измерении величины I''_U. Значения полной ФРЭ вычислялись по первым N лежандровым компонентам:

$$f(\varepsilon_0, \theta) = \sum_{j=0}^{N-1} f_j(\varepsilon) P_j(\cos\theta).$$

Результаты численного анализа приведены на рис.4. Заметно, что с увеличением N расчетные кривые довольно быстро приближаются к точным. Из рисунка видно, что по мере роста степени анизотропии плазмы повысить точность измерений можно при значительно б♦льшем количестве ориентаций зонда относительно оси разряда.

Выводы

1. Представленный метод плоского одностороннего зонда для измерения полной ФРЭ в анизотропной плазме позволяет по-

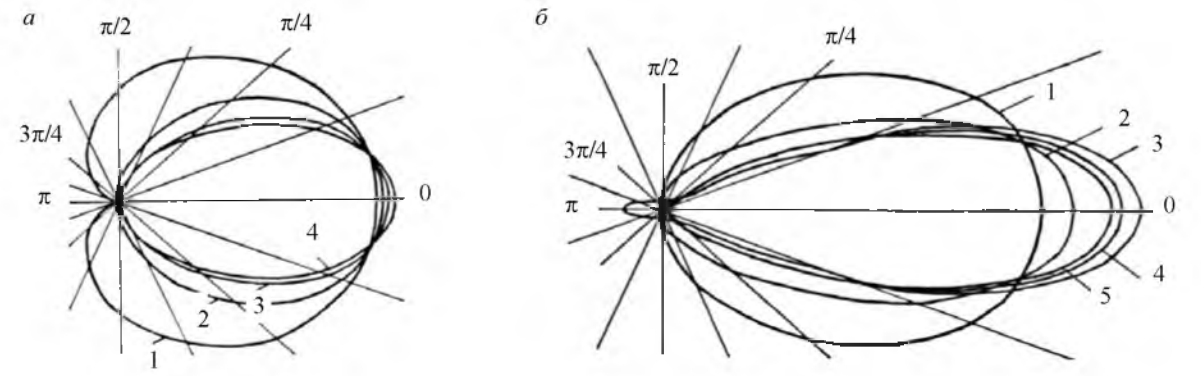


Рис.4. Угловая зависимость полной ФРЭ, рассчитанная для разного числа ориентаций зонда N при разных степенях анизотропии β: *а* – β = 0,3; N: 1 – 2, 2 – 3, 3 – 4; 4 – точная ФРЭ; *б* – β = 0,1; N: 1 – 3, 2 – 5, 3 – 7, 4 – 9; 5 – точная ФРЭ

лучать нетрадиционную информацию об энергетических и угловых зависимостях гармоник распределения.

2. В результате применения метода моделирования приэлектродных явлений решена модельная задача с пучком электронов в максвелловской плазме, продемонстрированы возможности метода по восстановлению угловых гармоник и полной ФРЭ.

3. Предложенный метод экспресс-анализа позволяет сразу определять степень анизотропии ФРЭ в плазме по внешнему виду кривой I_U''.

4. Рассмотрена возможность реконструкции полной ФРЭ для ограниченного числа N ориентаций зонда при измерении величины I_U''.

Рассмотренный круг задач представляет не только самостоятельный научный, но и технический интерес при разработке приборов плазменной наноэлектроники, в частности для проектирования и реализации оптимальных режимов работы реакторов анизотропной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Каган Ю.М.* Зондовые методы исследования плазмы / Ю.М.Каган, В.И.Перель // Успехи физических наук. 1963. Т.81.

2. *Лапшин В.Ф.* Метод плоского одностороннего зонда для диагностики анизотропной плазмы / В.Ф.Лапшин, А.С.Мустафаев // Журнал технической физики. 1989. Т.59. № 2.

3. *Федоров В.Л.* К вопросу об определении ФРЭ по скоростям в аксиально-симметричной плазме / В.Л.Федоров, А.П.Мезенцев // Журнал технической физики. 1987. Т.57. № 3.

4. *Godyak V.A.* Plasma-Surface interaction and processing of materials. Deventer: Kluwer, 1990.

5. *Demidov V.I., Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A.* Probe methods for low-temperature plasma investigation. Moscow, 1996.

6. *Pfau S., Tichy M.* Low temperature plasmas: fundamentals, technologies and techniques / Ed. by R.Hippler. Berlin, 2008.

7. *Lieberman M.* Plasma processing for nanoelectronics // 63rd gaseous electronics conference & 7th international conference on reactive plasmas: Contr. Pap., 2010. Paris, France, 2010. Vol.55. N 37.

REFERENCES

1. *Kagan Y.M.* Probe methods of plasma investigations / Y.M.Kagan, V.I.Perel // UFN. 1963. Vol.81.

2. *Lapshin V.F.* Method of flat one-sided probe for anisotropic plasma diagnostics / V.F.Lapshin, A.S.Mustafaev // Zh. techn. fiz. 1989. Vol.59. N 2.

3. *Fedorov V.L.* About the EVDF measurements in axially-symmetric plasma / V.L.Fedorov, A.P.Mezentsev // Zh. techn. fiz. 1987. Vol.57. N 3.

4. *Godyak V.A.* Plasma-Surface interaction and processing of materials. Deventer: Kluwer, 1990.

5. *Demidov V.I., Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A.* Probe methods for low-temperature plasma investigation. Moscow, 1996.

6. *Pfau S., Tichy M.* Low temperature plasmas: fundamentals, technologies and techniques / Ed. by R.Hippler. Berlin, 2008.

7. *Lieberman M.* Plasma processing for nanoelectronics // 63rd gaseous electronics conference & 7th international conference on reactive plasmas: Contr. Pap., 2010. Paris, France, 2010. Vol.55. N 37.