

01;04;10

Расчет профиля выработки катода для магнетронных систем ионного распыления

© И.Ю. Бурмакинский, А.В. Рогов

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: alex-rogov@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 2 октября 2002 г.)

Предложен метод расчета параметров области выработки катода для планарных магнетронных систем ионного распыления по среднеинтегральным характеристикам магнитного и электрического полей без детального анализа пространственных характеристик разрядной плазмы. Проведено сравнение с профилями выработки катода для прямоугольной и дисковых планарных систем ионного распыления.

Введение

Одной из важных характеристик магнетронных систем ионного распыления (МСИР), которые широко применяются в настоящее время для нанесения тонкопленочных покрытий, является „использование материала мишени“ (ИММ) [1,2]. Определим этот параметр как $K_m = (m_0 - m_k)/m_0$, где m_0 — масса катода до распыления, m_k — конечная масса катода при его предельной выработке в данной МСИР. Такая характеристика легко измеряется в эксперименте методом взвешивания. Однако экспериментальная оптимизация K_m для вновь создаваемой МСИР является крайне трудоемким процессом: необходимо провести серию экспериментов с разными комбинациями взаимного расположения магнитов и катодами различной толщины и формы до их предельной выработки. Ниже представлен возможный метод расчета профиля области выработки, который оправдал себя для дисковой и прямоугольной планарных МСИР. Предложенный метод позволяет провести предварительные оценки эффективности магнетронной системы ионного распыления по расходу материала в зависимости от параметров магнитной системы и интегральных характеристик, таких как полный ток (I_d) и напряжение (U_d) разряда.

Модельные представления

Формирование области выработки на поверхности катода в МСИР происходит в результате распыления ее ионами (например, ионами аргона), поступающими из области разряда. В предварительных экспериментах было замечено, что величина разрядного напряжения и положение анода не влияют на форму зоны эрозии и расположение ее максимума. Это позволило предположить, что основным фактором, необходимым для расчета параметров зоны эрозии, является магнитная конфигурация распылительной системы, т.е. взаимное расположение, размеры и соотношение величин магнитной индукции магнитов.

Как правило, границы области выработки на поверхности катода повторяют форму разряда [2]. Последнее позволяет в первом приближении считать движение иона из области разряда к катоду происходящим по траектории, близкой к вертикальной. Соответственно направление линий электрического поля полагаем таким же в указанной области.

Результатом ионной бомбардировки является не только распыление катода, но и вторичная электронная эмиссия с его поверхности. Значение коэффициента эмиссии зависит от энергии и сорта иона, материала, структуры и состояния бомбардируемой поверхности. Можно считать, что для характерных мишеней, газов распылителей и энергий значение не превышает 0.1 электрона на ион. Несмотря на то что электронная эмиссия имеет место практически на всей поверхности катода, на которую падает ионный поток, непосредственно в область разряда вторичные электроны поступают с катода, из области F (рис. 1). На поверхности катода, где линии магнитного поля практически параллельны ей (зазор между магнитами, область S на рис. 1), электрон будет совершать движения поперек линий \mathbf{B} вблизи катода, описывая циклоиду в плоскости (XOZ), двигаясь в скрещенных электрическом и магнитном полях с высотой дрейфовой арки порядка двух ларморовских радиусов (R_L) и отражаясь практически от катода,

$$R_L \propto \frac{E_z}{B_y} \frac{m_e}{eB} \approx \frac{E_z}{B_y} \frac{1}{\omega_{ce}}, \quad (1)$$

где m_e , e — масса и заряд электрона; E_z , B_y — величины z -й и y -й составляющих электрического и магнитного полей соответственно; B — величина магнитной индукции; ω_{ce} — электронно-циклотронная частота в прикатодной области.

При этом считается, что в прикатодной области S выполнены условия

$$|\partial E_z / \partial z| R_L \ll |E_z|, \quad |\partial B_y / \partial z| R_L \ll |B_y|. \quad (2)$$

Обладая некоторой тепловой скоростью в направлении (OY), электрон одновременно будет совершать

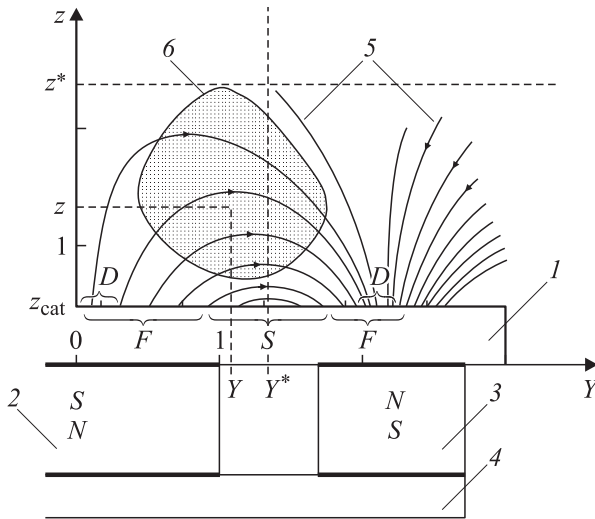


Рис. 1. Расположение катода, магнитной системы и вид магнитных полей в магнетронной системе ионного распыления: 1 — катод, 2 — центральный магнит, 3 — периферийный магнит, 4 — магнитопровод, 5 — линии магнитной индукции, 6 — область разряда. Размеры нормированы на ширину периферийного магнита.

дрейф вдоль линий магнитного поля по направлению либо к центральному магниту, либо к периферии (область F на рис. 1). Электроны, достигшие области F (либо возникшие в этой области), имеют возможность, двигаясь вдоль линий магнитного поля, подняться над катодом и приобрести энергию W_e , достаточную для ионизации. Траектория движения ларморовских центров этих электронов представляет собой комбинацию движения вдоль линий магнитного поля с последующим отражением в „поворотных“ точках вблизи катода и дрейфового движения в скрещенных электрическом и магнитном полях. Центробежный, градиентный, диамагнитный и др. виды дрейфов [1], как показали расчеты, незначительны. В точках отражения электрон с одинаковой вероятностью может перейти либо на более „высокую“ магнитную линию, увеличив высоту дрейфовой арки, либо перейти на линию, расположенную ниже. За счет перемещения в точках отражения с одной магнитной линии на другую электрон, совершивший некое число отражений, попадает в область ухода из системы (область D на рис. 1). Область D — выход на катод линий магнитного поля, на которых электрон считается свободным: его частота колебаний вдоль линии магнитной индукции (баунс-частота) стремится к нулю, высота дрейфовой арки сравнима с размерами системы.

Теоретическая часть

Рассмотрим процесс генерации ионов в области разряда над катодом в произвольной точке $A(y, z)$ (в плоскости симметрии МСИР) с координатами y, z (рис. 1). Количество актов ионизации в единицу времени на единицу

объема в окрестности этой точки можно представить в виде

$$N_i(y, z) \approx n_e(y, z)v_i(y, z), \quad (3)$$

где $n_e(y, z)$ — плотность ионизирующих электронов в точке A ; $v_i(y, z)$ — частота ионизации.

Считая направление стационарного ионного потока достаточно близким к направлению оси (OZ) в разрядной области, проинтегрировав выражение (3) по z , мы должны получить величину, пропорциональную плотности потока ионов ($J_i(y)$) на катод в координате y ,

$$J_i(y) \propto \int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} n_e(y, z)v_i(y, z) dz. \quad (4)$$

Пределы интегрирования: от z_{cat} до некоторого z^* ; при этом z^* необходимо выбрать таким образом, чтобы вся область разряда оказалась в пределах интегрирования.¹

Глубина выработки ($h(y)$) в координате y прямо пропорциональна произведению величины ионного потока $J_i(y)$ на среднюю по энергетическому спектру величину коэффициента распыления материала $\langle S_y(y) \rangle$

$$h(y) \propto J_i(y) \cdot \langle S_y(y) \rangle \propto \langle S_y(y) \rangle \int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} n_e(y, z)v_i(y, z) dz. \quad (5)$$

Определим средний коэффициент распыления [3] как

$$\langle S_y(y) \rangle = \frac{e \int_0^\infty f_i(\varepsilon, y) S_y(\varepsilon) d\varepsilon}{J_i(y)}, \quad (6)$$

где e — заряд иона, равный по величине заряду электрона, так как ионы однозарядны; M_i — масса иона; $f_i(\varepsilon, y)$ — функция распределения ионов на уровне катода по энергиям, такая что интеграл по всем диапазону энергий дает полную плотность тока,

$$J_i(y) = \frac{e}{M_i} \int_0^\infty f_i(\varepsilon, y) d\varepsilon. \quad (7)$$

Предположив, что плотность тока распыляющих ионов сильно меняется от координаты y , а средняя величина коэффициента распыления слабо от нее зависит, будем считать последнюю постоянной; тогда для выражения (5)

$$h(y) \propto \int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} n_e(y, z)v_i(y, z) dz. \quad (8)$$

¹ Выбор верхнего предела интегрирования z^* , как будет показано далее, достаточно произволен; можно считать, что эта величина не изменяется и одинакова для любой координаты y .

Применяя к последнему выражению „теорему о среднем“, получим

$$h(y) \propto \{v_i(y)\} \int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} n_e(y, z) dz, \quad (9)$$

где $\{v_i(y)\}$ — среднее по вертикальной координате z значение частоты ионизации в сечении y .

Интеграл в правой части (9) представляет собой суммарную толщину ионизации по плотности электронов в сечении y . Плотность плазмы является функцией, быстро убывающей в направлении от катода [1,2]. Поэтому при интегрировании можно перейти к бесконечному верхнему пределу и считать значение интеграла одинаковым для любых сечений y над катодом

$$\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} n_e(y, z) dz \rightarrow \int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} n_e(y, z) dz = [nl]_e. \quad (10)$$

Для расчета профиля выработки абсолютная величина постоянной $[nl]_e$ не важна, так как в конечном итоге войдет в нормировочный коэффициент, поэтому

$$h(y) \propto \{v_i(y)\}. \quad (11)$$

Частота ионизации является функцией полной кинетической энергии (W_e) (скорости (V_e)) электрона и плотности рабочего газа. Концентрацию рабочего газа можно принять постоянной для всей области разряда; таким образом, плотность нейтралов не влияет на форму профиля области выработки. Считая, что среднее значение функции близко к значению функции от среднего значения аргумента [4], определим (11) как

$$h(y) \propto \{\sigma_i(W_e(y)) \cdot V_e(y)\} \approx F(\{V_e(y)\}), \quad (12)$$

где $\sigma_i(y)$ — сечение ионизации рабочего газа, $\{V_e(y)\}$ — средняя скорость электронов в сечении y , $F(\{V_e(y)\})$ — функция средней скорости электронов.

Для вычисления средней скорости электрона представим величину последней в виде

$$\{V_e\}^2 = \{V_{\parallel}\}^2 + \{V_{\perp}\}^2, \quad (13)$$

где V_{\parallel} — составляющая скорости вдоль магнитного поля, определяемая величиной разгонного промежутка под разрядом, а

$$V_{\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \approx \frac{E_z \cdot B_y}{B^2} \quad (14)$$

— ее поперечная составляющая.

Определим среднюю величину поперечной составляющей как

$$\begin{aligned} \{V_{\perp}(y)\} &\approx \frac{\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} V_{\perp}(y, z) B^2(y, z) dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} B^2(y, z) dz} \approx \frac{\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} E_z(y, z) B_y(y, z) dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} B^2(y, z) dz} \\ &\approx [E_z] \cdot \frac{\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} B_y(y, z) dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{z^*} B^2(y, z) dz}. \end{aligned} \quad (15)$$

При этом можно отказаться от фиксированного значения верхнего предела интегрирования, тогда последняя зависимость запишется в виде

$$\{V_{\perp}(y)\} \approx [E_z] \frac{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B_y(y, z) dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B^2(y, z) dz}, \quad (16)$$

где средняя величина напряженности $[E_z]$ определена как

$$\begin{aligned} [E_z] &= \frac{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} E_z(y, z) B_y(y, z) dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B_y(y, z) dz} \\ &= \frac{\left(-\varphi(y, z) B_y(y, z)\right)_{z_{\text{cat}}}^{\infty} + \int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} \varphi(y, z) \frac{\partial B_y(y, z)}{\partial z} dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B_y(y, z) dz}, \end{aligned} \quad (17)$$

а $\varphi(y, z)$ — потенциал в точке с координатами (y, z) .

Считая величину средней напряженности слабо зависимой от координаты y , определим ее в области зазора между магнитами. В этой области составляющая магнитного поля, параллельная катоду ($B_y(z)$), может быть с хорошей точностью приближена зависимостью

$$B_y(z) = B_{\text{cat}} \exp\{-z/\lambda_{\beta}\}, \quad (18)$$

где λ_{β} — константа, определяемая взаиморасположением, размерами магнитов и соотношением величин намагниченности в конкретной системе.

Далее, поскольку выполнены условия

$$\begin{aligned} \varphi(y, z_{\text{cat}}) &= U_d; \quad \varphi(y, \infty) \rightarrow 0, \\ B_y(y, z_{\text{cat}}) &= B_{\text{cat}}; \quad B_y(y, \infty) \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где U_d — полное разрядное напряжение, B_{cat} — величина напряженности магнитного поля на поверхности катода, (17) примет вид

$$[E_z] = \frac{U_d B_{\text{cat}} + \langle \varphi \rangle \int_{B_{\text{cat}}}^0 dB_y}{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B_{\text{cat}} \exp\{-z/\lambda_{\beta}\} dz} \approx \frac{U_d B_{\text{cat}} - \langle \varphi \rangle B_{\text{cat}}}{\lambda_{\beta} B_{\text{cat}}}. \quad (20)$$

Полагая в последней зависимости значение $\langle \varphi \rangle \approx U_d/2$ [5,6], получим для величины средней напряженности электрического поля

$$[E_z] \approx \frac{U_d}{2\lambda_\beta}. \quad (21)$$

Таким образом, поперечная составляющая скорости

$$\{V_\perp(y)\} \approx \frac{U_d}{2\lambda_\beta} \frac{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B_y(y, z) dz}{\int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B^2(y, z) dz}. \quad (22)$$

Представим полную энергию как сумму энергии движения вдоль линий магнитного поля (продольная) и движения поперек магнитного поля (поперечная)

$$W_e = W_\parallel + W_\perp. \quad (23)$$

Величина поперечной составляющей испытывает колебания, поскольку поперечная составляющая скорости гармонически меняется от 0 (в нижней точке циклоиды) до значения $2\{V_\perp(y)\}$ в максимуме. Поэтому необходимо взять ее среднее значение по периоду колебаний

$$[W_\perp(y)] \approx \{V_\perp(y)\}^2 m_e. \quad (24)$$

Предположим, что продольная энергия электрона одинакова для всей области разряда и по порядку величины близка или немного превосходит потенциал ионизации рабочего газа

$$W_\parallel(y, z) = W_\parallel^0 \geq eJ_p, \quad (25)$$

где величина J_p выражена в eV.

Тогда, используя (22),² (24) и (25), получим значение средней энергии для электрона в сечении y

$$[W_e(y)] = W_\parallel^0 + [W_\perp(y)]. \quad (26)$$

Для расчета зависимости сечения ионизации от энергии электрона $[W_e(y)]$ (энергия в (27) выражена в eV) можно воспользоваться следующей формулой [7]:

$$\sigma_i(W_e) = 2.66 \pi a_0^2 \frac{J_n}{J_p} g \frac{(W_e/J_p - 1)}{(W_e/J_p)^2} \ln(W_e/J_p), \quad (27)$$

где J_p — потенциал ионизации (для аргона — 15.8 eV); J_n — постоянная, принимаемая равной 13.6 eV; πa_0^2 — постоянная, равная $8.8 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$; g — число электронов на внешнем уровне ($g = 8$ для аргона).

Скорость электрона из полной кинетической энергии (26)

$$V_e(y) \approx \sqrt{\frac{2 \cdot [W_e(y)]}{m_e}}. \quad (28)$$

Используя (26)–(28), вводя в (12) нормировочный коэффициент h_{norm} , учитывающий толщину катода, полу-

чим зависимость глубины профиля области выработки h от координаты y на катоде

$$h(y) \approx h_{\text{norm}} \sigma_i([W_e(y)]) V_e(y). \quad (29)$$

Для расчета области выработки дискового магнетрона достаточно сделать формальную замену $y \rightarrow r$, чтобы получить зависимость профиля от радиуса катода. При численном расчете по известным магнитным полям верхний предел интегрирования (z_{cal}) выбирается из условия

$$\frac{B(z_{\text{cal}})}{B_{\text{cat}}} \ll 1 \quad (30)$$

либо

$$\int_{z_{\text{cat}}}^{z_{\text{cal}}} B^2(y, z) dz \approx \int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} B^2(y, z) dz, \quad (31)$$

$$\int_{z_{\text{cat}}}^{z_{\text{cal}}} |B_y(y, z)| dz \approx \int_{z_{\text{cat}}}^{\infty} |B_y(y, z)| dz.$$

Постоянная λ_β определяется для конкретной магнитной конфигурации по результатам расчета магнитного поля.

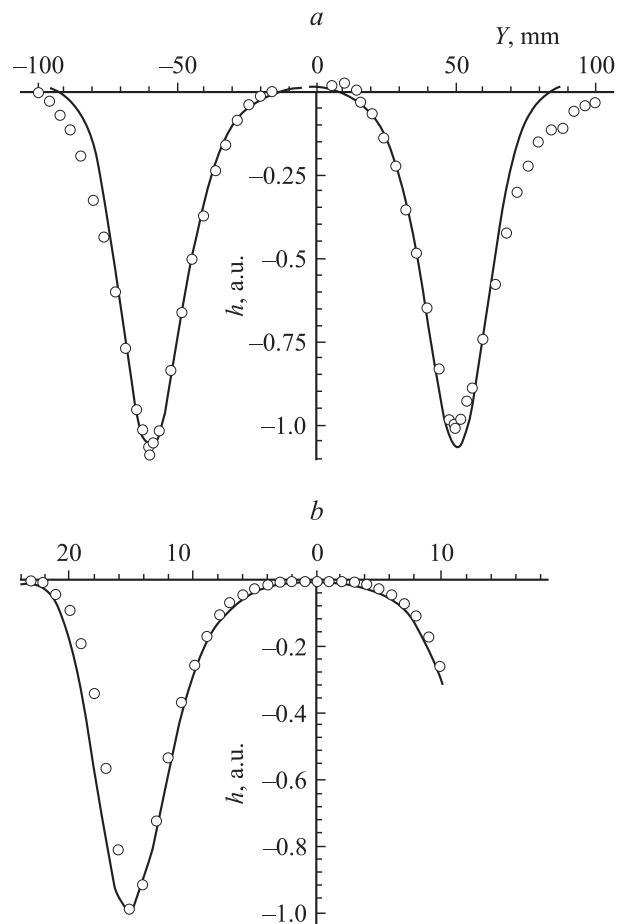


Рис. 2. Сравнение измеренного и расчетного профилей области выработки для прямоугольной и дисковой магнитных систем. *a* — прямоугольная магнитная система, *b* — дисковая магнитная система. \circ — измерения, — — расчет.

² Значения величин магнитного поля $B_y(y, z)$ и $B(y, z)$ для расчета по зависимости (22) находятся из расчета конкретной магнитной системы магнетрона.

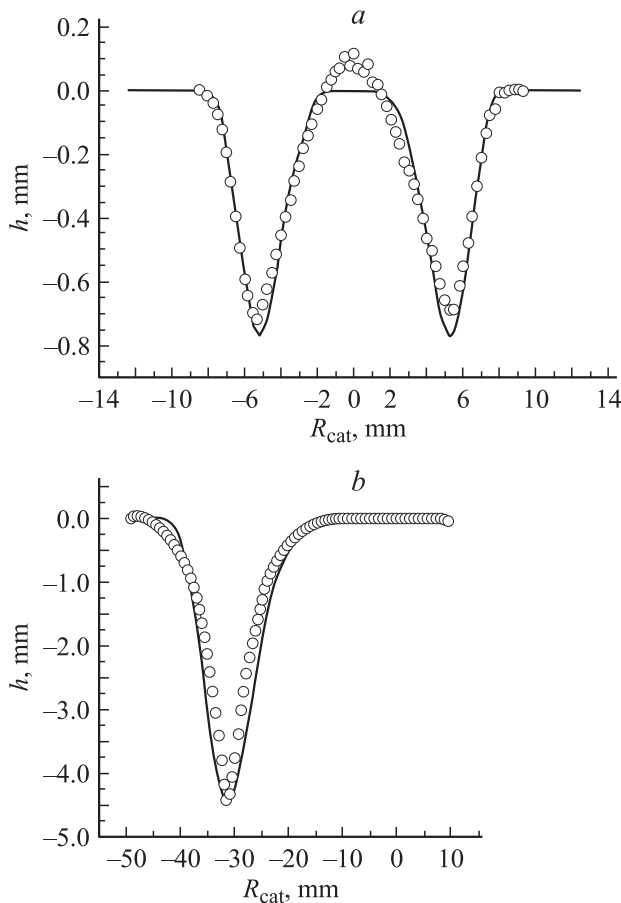


Рис. 3. Сравнение измеренного и расчетного профилей области выработано для двух размеров дисковых магнетронов. Диаметр катода 20 (а), 100 mm (b). \circ — измерения, — — расчет.

Сравнение эксперимента с расчетом

В серии экспериментов, проведенных на МСИР установках „Модуль“, „Мавр-2“ и „Мавр-3“, были измерены профили областей выработки, которые затем сравнивались с расчетными, полученными согласно приведенной выше методике. На установке „Модуль“ была использована прямоугольная магнитная система, на „Мавр-2“ и „Мавр-3“ — дисковые. Для последних двух установок использовались три типа размеров подобных магнитных систем и соответственно катодов с диаметрами 21, 65 и 110 mm. Измерение и расчет для прямоугольного катода (установка „Модуль“) проведены для одной из плоскостей симметрии магнетронной системы ионного распыления. Результаты сравнения приведены на рис. 2 и 3.

Обнаружено практически точное совпадение положения максимумов зон эрозии при некотором несовпадении на периферии. Последнее можно объяснить несовершенством расчетной модели, в частности предположением приблизительного равенства коэффициента распыления (зависимости (3), (4)) по поверхности

катода, неидеальностью реальной магнитной системы, что особенно сказывается в области над краем магнита, и т. п.

Заключение и выводы

В настоящей работе приведен достаточно простой метод расчета, который тем не менее оправдал себя в процессе проектирования катодных узлов для МСИР установок. Методика расчета не предполагает сколько-нибудь точного знания распределений потенциала, плотности плазмы в разряде, а также четкой верхней его границы. Для использования предложенного метода необходим только расчет магнитной конфигурации конкретной МСИР и интегральные характеристики разряда, в частности разрядное напряжение U_d . На основании расчета возможно выбрать оптимальную магнитную конфигурацию, а учитывая конструктивные особенности, подобрать оптимальную толщину катода и его форму. Для использования предложенного метода необходима программа расчета магнитных полей в конкретной МСИР с возможностью менять ее параметры.

Предложенный метод также позволяет получить коэффициент использования катода (K_m) без множества измерений и дает возможность провести оптимизацию по этому параметру.

Список литературы

- [1] Данилин Б.С., Сырчин В.К. Магнетронные распылительные системы. М.: Радио и связь, 1982.
- [2] Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [3] Mayer M., Behrish R., Gowers C., Andrew P., Peacock A.T. // Diagnostic for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors 2 / Ed. by Stott et al. New York: Plenum Press, 1998.
- [4] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1988.
- [5] Калашников В.К., Ким В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. В. 8. С. 104.
- [6] Pekker L., Krashennnikov S.I. // J. Physics of Plasmas. 2000. Vol. 7. N 1. P. 382–389.
- [7] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.