

STUDY OF MECHANISM OF ANODE LAYER INSTABILITY OF DISCHARGE IN TRANSVERSAL MAGNETIC FIELD

S.N. Abolmasov, A.A. Bizyukov, A.Y. Kashaba, K.N. Sereda

Kharkov State University, Faculty of Physics and Technology, Department of Plasma Physics, Kurchatov Ave. 31, 61108, Kharkov, Ukraine

The macroscopic stability of anode layer of low pressure discharge in cross magnetic field was theoretically and experimental(ly) investigated. It is shown that with injection of primary electrons into cathode area the discharge is unstable. The discharge current has impulse character and is provided by periodic transiting of a discharge gap by an electron bunch (layer). The amount of electrons in a layer is determined by a current value of electrostatic potential difference on a space charge of a layer, and speed – by classical mobility of electrons across magnetic field. The moving electron layer is a non-stationary source of electrons and ions, which travel on the cathode of discharge system. The instability results in strong modulation of discharge parameters and appearance of features on stationary current characteristics. Theoretical results that obtained are in a good agreement with experimental data.

В настоящее время получили широкое распространение и интенсивно исследуются плазодинамические системы, использующие в качестве активного элемента, генерирующего и ускоряющего плазменный поток, плазменные устройства на основе электрического газового разряда в поперечном магнитном поле [1], которые обеспечивают широкие возможности получения и управления параметрами потоков заряженных частиц. Характерной особенностью таких систем является образование анодного слоя отрицательного пространственного заряда, в котором сосредоточено практически все падение напряжения на разряде и происходят основные процессы генерации и ускорения заряженных частиц [2]. К настоящему времени теоретические и экспериментальные исследования разрядных систем с поперечным магнитным полем позволили установить механизм образования анодного слоя пространственного заряда, его основные свойства, особенности генерации и ускорения заряженных частиц. Было показано, что статические характеристики такого разряда довольно хорошо описываются в рамках классической диффузионной теории [3]. Вместе с тем, в экспериментах наблюдались явления, которые не смогли найти объяснения в рамках классической диффузионной теории и требующие, для своего понимания, дальнейших, более детальных исследований: нелинейная зависимость разрядного тока от величины магнитного поля, электроны аномально большой энергии, идущие на катод вдоль магнитного поля, модуляция разрядных параметров, свидетельствующая о неустойчивости разряда [2, 4, 5].

В настоящей работе приводятся результаты исследования макроскопической устойчивости анодного слоя разряда низкого давления в сильном поперечном магнитном поле в диффузионном приближении с учетом ионизационных процессов.

Результаты экспериментальных исследований

Эксперименты по изучению устойчивости разряда в поперечном магнитном поле проводились с использованием ионного источника типа "Радикал" с размером газоразрядного промежутка 1 см при давлении

рабочих газов $p=(1\pm 10)\cdot 10^{-5}$ Торр. В катодной области разрядного промежутка устанавливались разнесенные на расстояние $d_1 = 3$ мм емкостные зонды (рис. 1), по сигналам которых можно было судить о колебаниях потенциала разряда. Также измерялись степень модуляции и форма колебаний токов на электродах разряда, тока и функции распределения ионного пучка.

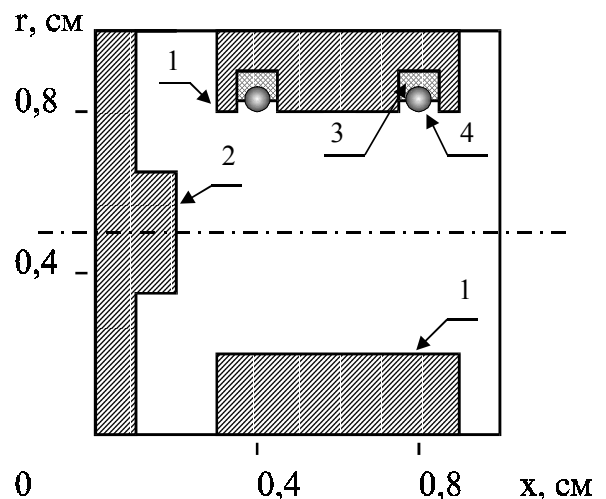


Рис.1 Схема расположения емкостных зондов в разрядном промежутке(1– катод, 2– анод, 3– диэлектрик, 4– зонд)

В сильных магнитных полях при низких давлениях рабочего газа наблюдалась неустойчивость разряда в ионном источнике, которая приводила к колебаниям параметров разряда. Отличительной особенностью неустойчивости является пороговый характер возникновения колебаний. Как показывают оценки, граница возникновения неустойчивости соответствует параметрам разряда, при которых размер разрядного промежутка d совпадает с характерным размером анодного слоя d^* ($d \geq d^*$),

где
$$d^* = \frac{\sqrt{2eU}}{\omega_{Be}} \sqrt{\frac{m_e}{v_i}}.$$
 Для условий

экспериментов максимальное значение параметра d^*/d составляло 0,2. При изменении внешних параметров разряда приводящих к уменьшению соотношения d^*/d (разрядного напряжения, магнитного поля, размера газоразрядного промежутка) степень влияния неустойчивости на параметры разряда усиливается.

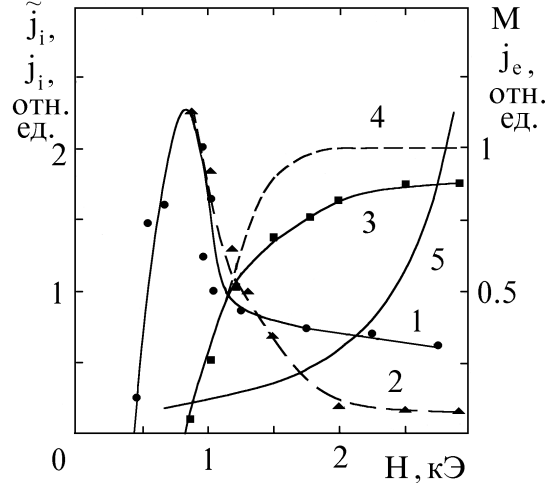


рис.2 Зависимость средней (1) и постоянной составляющей (2) плотности тока ионов на катод, коэффициента модуляции тока ионов (3), коэффициента модуляции тока электронов на анод (4) и средней плотности тока электронов (5) от напряженности магнитного поля ($U = 1 \text{ кВ}$, $p = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$)

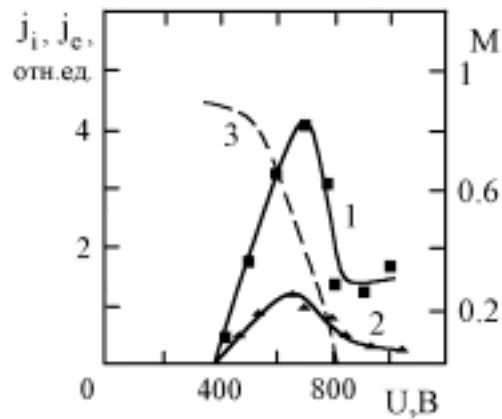


рис. 3. Зависимость средней плотности токов ионов (1) и электронов (2) на катод, коэффициента модуляции ионного тока (3) от разрядного напряжения ($H = 2000 \text{ Э}$, $p = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$)

Степень модуляции ионного тока на катод сравнительно монотонно изменяется от 0 до 0,9, а степень модуляции электронного тока на анод – от 0 до 1 и практически достигает насыщения при значениях $d^*/d = 0,5$ (рис.2). Зависимости разрядных токов при отсутствии колебаний ($d < d^*$) хорошо

описываются теорией стационарного анодного слоя в диффузионном приближении [].

При возникновении неустойчивости изменяется характер зависимостей средних разрядных токов от внешних параметров разряда. Зависимости разрядных токов от величины магнитного поля и разрядного напряжения (рис. 2, 3) становятся нелинейными, причем существенные изменения характера зависимостей происходит при пороговых значениях внешних параметров ($d \geq d^*$). Таким образом, можно говорить о существовании границы перехода режима газового разряда из стационарного в турбулентный.

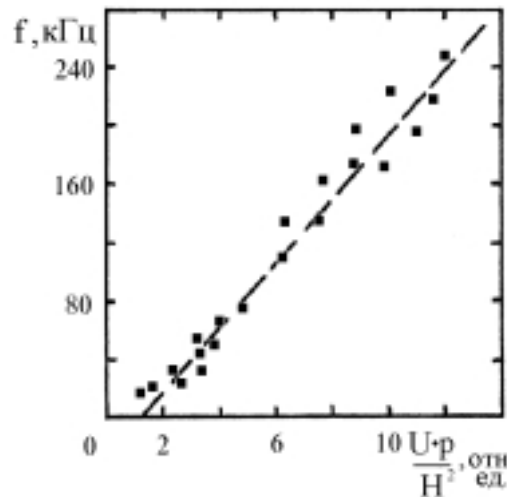


рис. 4. Зависимость частоты колебаний разрядного тока от внешних параметров разряда

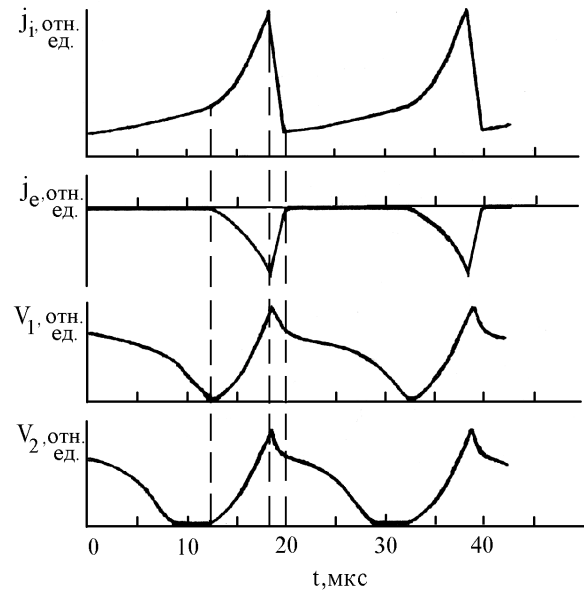


Рис. 5. Осциллограммы плотности тока ионов на катод, плотности тока электронов на анод, потенциалов с емкостных зондов ($U = 800 \text{ В}$, $H = 2,5 \text{ кЭ}$, $p = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$)

Зависимость частоты колебаний от внешних параметров разряда приведена на рис. 4 и соответствует классической подвижности электронов

в поперечном магнитном поле $T \sim \frac{d^2}{b_e U}$. Временные

зависимости разрядных токов в неустойчивом режиме и осциллограммы плавающего потенциала с электрических зондов представлены на рис. 5. Характерной особенностью динамики разрядных токов является релаксационный характер ионного тока на катод и импульсное прохождение электронного тока на анод разрядной системы.

На осциллограммах сигналов с электрических зондов, фиксирующих динамику электрического потенциала в разрядном промежутке, видно прохождение волны потенциала, соответствующей движению отрицательного объемного заряда в объеме разряда.

Сдвиг фаз Δt между сигналами зондов коррелирует с периодом импульсной модуляции электронного тока на анод T_u разрядной системы

$$\left(\frac{d}{T_u} = \frac{d_1}{\Delta t} = \frac{d - d_1}{\Delta t_2} \right)$$

(где Δt_2 – время прохождения электронным сгустком расстояния между зондом и анодом), что свидетельствует о связи импульсов тока на анод и волны отрицательного пространственного заряда в разрядном промежутке. Срыв электронного тока на анод коррелирует с резким повышением потенциала во всем разрядном промежутке и уменьшением ионного тока на катод. Это свидетельствует об исчезновении пространственного заряда в разрядном промежутке и резком уменьшении плотности электронов в системе и связанной с ним волны потенциала.

Результаты экспериментов указывают на формирование в катодной области и движение через разрядный промежуток к аноду электронного слоя объемного заряда, который переносит разрядный ток на анод. Так как скорость генерации ионов в разряде определяется ударной ионизацией атомов рабочего газа электронами, то мгновенное значение ионного тока соответствует скорости ионизации в движущемся электронном слое и пропорционально количеству электронов в сгустке. Скорость ионизации, количество электронов и соответственно объемный заряд увеличиваются по мере продвижения слоя от катода к аноду разрядной системы. При этом область падения потенциала движется вместе со слоем. В области слой-катод происходит практически полная экранировка потенциала и электрическое поле отсутствует. После поглощения электронного сгустка анодом экранировка исчезает и электрическое поле появляется и в катодной области разряда, где стимулирует ионизационные процессы с участием вторично-эмиссионных электронов, поступающих в разряд с катода.

Так как по сигналам электрических зондов возможно определить лишь движение низковольтной границы слоя, были выполнены эксперименты по фиксации движения высоковольтной границы или фронта электронного слоя. Для этого измерялась модуляция функции распределения ионов по энергиям.

Величине электрического потенциала на переднем фронте электронного слоя соответствует максимальная энергия ионов при движении сгустка от катода к аноду.

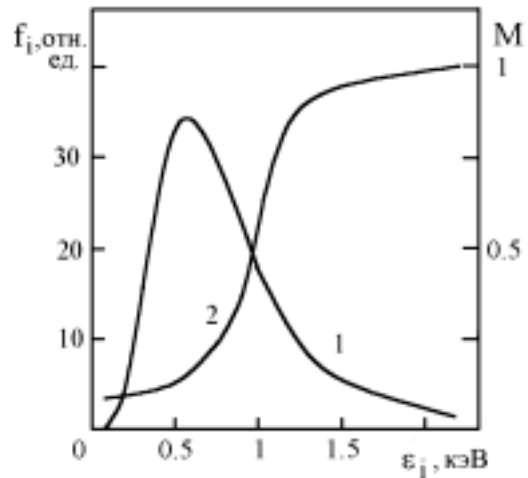


рис. 6. Функция распределения ионов по энергиям (1) и зависимость коэффициента модуляции функции распределения ионов от энергии ионов (2) ($U = 2 \text{ кВ}$, $H = 2,5 \text{ кЭ}$, $p = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$)

Изменению величины потенциала на фронте соответствует модуляция функции распределения ионов в соответствующей области энергий с коэффициентом модуляции 1. Границе модуляции соответствует минимальный потенциал переднего фронта сгустка, возникающий при его формировании в катодной области разряда.

На рис. 6. показана типичная функция распределения ионов по энергиям и зависимость коэффициента модуляции от энергии ионов. Видна область энергии ионов и соответственно диапазон значений падения потенциала, который проходит передний фронт сгустка. Этот диапазон изменяется пропорционально длине разрядного промежутка, величине магнитного поля, обратно пропорционально напряжению и может составлять значительную часть приложенного напряжения. Эти данные свидетельствуют, что колебания параметров разряда связаны не с периодическим изменением толщины квазистационарного прианодного слоя, как предполагалось в работах [4, 20], а с неустойчивым режимом разряда, ток в котором переносится периодическим прохождением электронного сгустка через разрядный промежуток.

МОДЕЛЬ АНОДНОГО СЛОЯ

Эти процессы возможно описать в рамках одномерной модели анодного слоя сформулированную на основе диффузионной теории в предположении классической подвижности замагниченных электронов и немагнитности ионов. В сильных магнитных полях и при низких давлениях газа

$$\tau_e \gg \tau_i \gg 1/v_i,$$

где $\tau_e = d/b_e E$, $\tau_i = \frac{d}{\sqrt{2eU/m_i}}$ – характерные

времена удержания электронов и ионов в разрядной системе. Следует отметить, что неравенство $\tau_e \gg \tau_i$

равносильно неравенству $d^2 \gg \frac{1}{2} d^{*2}$. В этом при-

ближении $n_e \gg n_i$ и уравнения баланса заряженных частиц в анодном слое имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_e n_e) = v_i n_e, \\ \frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e n_e \end{cases},$$

где $n_e = n_e(x, t)$ – плотность электронов, $E = E(x, t)$ – напряженность электрического поля в направлении оси x , $u_e(x, t) = -b_e E(x, t)$ – направленная скорость электронов поперек магнитного поля. Исключая из данной системы уравнений плотность электронов и интегрируя полученное уравнение получим:

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = v_i u_e + C,$$

где C – константа интегрирования. Перейдем от переменных Эйлера x, t к переменным Лагранжа $\xi = x - u_e t, t$, в результате получим:

$$\frac{du_e}{dt} = v_i u_e + C_1,$$

где $u_e = u_e(\xi, t)$, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_e \frac{\partial}{\partial x}$.

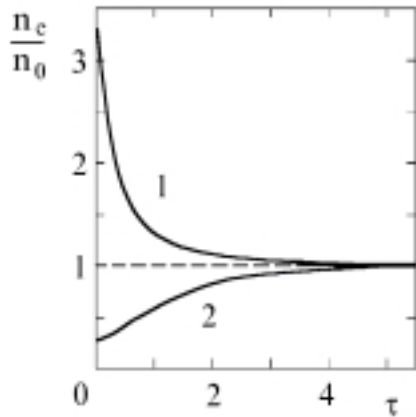


Рис. 7. Эволюция плотности электронного слоя во времени ($1 - n_1/n_0 = 0.33$, $2 - n_1/n_0 = 3.3$, $\tau = v_i t$)

Используя начальные условия при $t=0$ $n_e = n_1 \neq 0$ и $u_e = b_e U/d$ получим выражение для плотности электронов в виде:

$$n(\xi, t) = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{n_0}{n_1} - 1 \right) e^{-\tau}},$$

где $\tau = v_i t$, $n_0 = \frac{v_i}{4\pi e b_e}$. График зависимости

$\frac{n}{n_0} = f(\tau)$ показан на рис.7. Из графика видно, что

при любых начальных условиях плотность электронов в системе отсчета связанной с частицей будет приближаться к равновесному значению за характерное время $t_0 \sim 1/v_i$. Это соответствует прохождению фронтом ионизации расстояния от

катода к аноду $x_\phi = b_e \frac{U}{d} \frac{1}{v_i} = \frac{1}{2} \frac{d^*}{d} d^* \ll d^*$

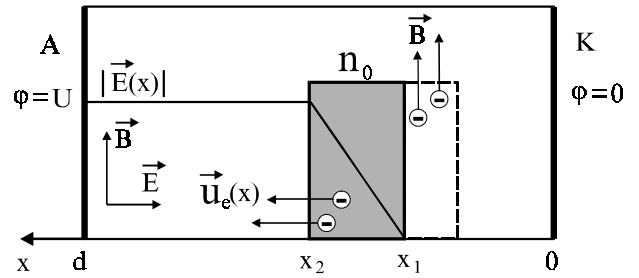


Рис. 8. Геометрия одномерной модели анодного слоя разряда

Таким образом, при $d \gg d^*$ слой замагниченных электронов, плотностью n_0 , формируется в катодной области за счёт ион-электронной эмиссии с катода и ионизации в объеме. За начальный момент времени $t = 0$, принимается момент времени, когда плотность электронов в слое достигла значения n_0 , а размер анодного слоя – такого значения Δ_0 , что объёмный заряд слоя является достаточным, чтобы полностью экранировать внешнее электрическое поле в точке $x_1 = 0$ на низковольтной границе слоя (рис. 7.). При этом ток первичных электронов с катода прекращается, слой отрывается от катода и электроны за счёт столкновений движутся к аноду со скоростью дрейфа $\vec{u}_e = -b_e \vec{E}$. По мере движения слоя в сторону анода плотность электронов поддерживается постоянной, равной n_0 , за счёт баланса между нарастанием количества электронов в слое вследствие ионизации, увеличения размера слоя Δ и ухода “лишних” электронов вдоль магнитных силовых линий на катод с низковольтной границы слоя. Электроны удерживаются лишь в области $E > 0$ при $x > x_1$, что и определяет динамику низковольтной границы слоя. Стадии образования и поглощения слоя анодом данной моделью подробно не рассматриваются.

Таким образом, через разрядную систему движется сгусток (слой) электронов, скорость которого определяется классической подвижностью электронов в магнитном поле, плотность – балансом между скоростью объёмной ионизации и скоростью поперечной диффузии, а размер – полной

экранировкой внешнего электрического поля. Поглощение слоя анодом приводит к исчезновению экранировки, электрическое поле проникает к катоду, стимулирует ионизационные процессы в катодной области и процесс повторяется.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исходя из модели можно показать, что при $d \gg d^*$ разрядные токи носят колебательный характер, появляется ток электронов на анод разрядной системы, а период модуляции параметров разряда определяется классической подвижностью электронов поперек магнитного поля []

$$T = \frac{d^2}{2b_e U}$$

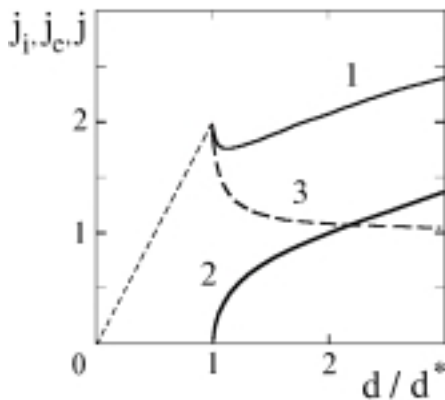


Рис. 9. Зависимость средних за период неустойчивости ионной (1), электронной (2) и суммарной (3) плотностей токов на катод от напряжённости магнитного поля. Плотности токов нормированы на

$$\text{величину } j_b = \frac{v_i U}{4\pi d}$$

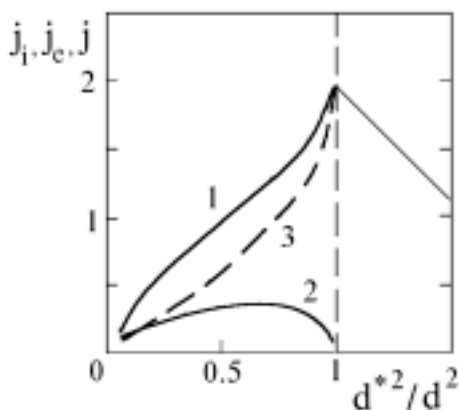


Рис. 4.5. Зависимости средних плотностей ионного (1), электронного (2) и суммарного (3) токов на катод от разрядного напряжения. Токи нормированы на

$$\text{величину } j_b = \frac{v_i U}{4\pi d^{*2}}$$

При этом временная эволюция потенциала на высоковольтной границе слоя в точке X_2 определяет временную динамику максимальной энергии ионов, которые образуются в слое в результате ударной ионизации газа электронами, и модуляцию функции распределения ионов по энергиям.

Усреднённые за период колебаний плотности ионного и электронного токов можно представить в виде:

$$\langle j_i \rangle = \frac{en_0 v_i}{2} \left[\Delta_0 - \frac{d^{*2}}{d - \Delta_0} \ln \left(\frac{d^*}{2d - \Delta_0} \right) \right],$$

$$\langle j_e \rangle = \frac{en_0 v_i}{2} \left[\frac{d^{*2}}{d - \Delta_0} \ln \left(\frac{2d - \Delta_0}{d^*} \right) - \Delta_0 \right],$$

где $\Delta_0 = \Delta(x_1 = 0) = d - \sqrt{d^2 - d^{*2}} \approx d^{*2}/2d$.

Зависимости средних плотностей ионного и электронного токов от величины магнитного поля и разрядного напряжения представлены на рис.9, 10.

Полученные результаты хорошо коррелируют с экспериментальными данными и позволяют сделать следующие выводы относительно природы неустойчивости анодного слоя и механизма подвижности электронов в анодном слое как поперек магнитного поля, так и вдоль магнитных силовых линий:

1. Разряд низкого давления в сильном поперечном магнитном поле при $d \gg d^*$ неустойчив.
2. Разрядный ток имеет импульсный характер и обеспечивается периодическим прохождением разрядного промежутка электронным сгустком (слоем). Количество электронов в слое определяется текущим значением падения электрического потенциала на пространственном заряде слоя, а скорость – классической подвижностью электронов поперёк магнитного поля.
3. Движущийся электронный слой является нестационарным источником электронов и ионов, уходящих на катод разрядной системы. Неустойчивость приводит к сильной модуляции параметров разряда и появлению особенностей на стационарных токовых характеристиках.
4. При $d < d^*$ или инъекции первичных электронов в анодную область разряд устойчив.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Морозов А.И. Плазменные ускорители.- В кн.: Плазменные ускорители. М. "Машиностроение", 1973, С. 5 - 15.
- [2] Гришин С.Д., Лесков Л.С., Козлов Н.П. Электрические ракетные двигатели. М. "Машиностроение", 1975, С. 272
- [3] Кервалишвили Н.А., Жаринов А.В. // ЖТФ, 1972, XXXV, С. 2194 – 2199.
- [4] Бархударов Э.М., Кервалишвили Н.А., Кортхонджия В.П. // ЖТФ, XLII, С. 1904 – 1908.
- [5] Кервалишвили Н.А. // Физика плазмы, 1989, Т.15, В.2, С. 171 –174.