

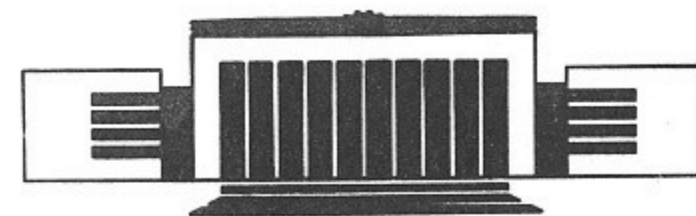


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.И. Волосов, И.Н. Чуркин

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ
В ЛОВУШКЕ
СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

ИЯФ 94-75



НОВОСИБИРСК
1994

В. Н. Новосел, К. Н. Фуркин

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В ЛОВУШКЕ
СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

ИД № 84-75

МОСКВА

Экспериментальные результаты для разряда с тяжелыми ионами на рис. 3, 4.

2. ПЛАЗМА С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ
СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ. УСТАНОВКА БАЛАНСА

Вся основная компонента ионного тока в ловушке с тяжелыми ионами в магнитной ловушке со скрещенными полями устанавливается в результате горения разряда. Рассмотрим подробнее процесс, происходящий в ловушке с тяжелыми ионами. Рассмотрим процесс, происходящий в ловушке с тяжелыми ионами. Рассмотрим процесс, происходящий в ловушке с тяжелыми ионами.

ВВЕДЕНИЕ

В представленной работе рассмотрен разряд с тяжелыми ионами в ловушке со скрещенными полями, предложена модель стационарного горения этого разряда. Экспериментальные вольт-амперные характеристики разряда, полученные на установке "Источник в Скрещенных Полях" (ИСП) сравниваются с расчетными. Рассматриваются возможности повышения напряжения на плазме.

1. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА НА ИСП

В магнитной ловушке со скрещенными полями может гореть разряд с тяжелыми ионами (S-разряд). Он возникает при распылении катода и ионизации распыленных атомов в плазме. Этот разряд был обнаружен в экспериментах на установке ПСП-2 [1]. В дальнейшем была сконструирована установка "Источник в Скрещенных Полях" для исследования S-разряда.

Общий вид установки - рис. 1. Размер анода $R_a = 14$ см. Материал катода - титан ($R_k = 0.5, 1.5, 2.5$ см); никель, углерод ($R_k = 0.5$ см). Диапазон изменений магнитного поля в центральной плоскости: $B = 0.3 - 0.5$ Т.

В ходе экспериментов велись измерения разрядного тока и напряжения на плазме. По данным измерений нейтральных датчиков получены оценки размера плазмы в продольном направлении. Плотность разрядного тока на единицу длины катода $J = I_r/l$, где l - эффективная длина катода, а I_r - разрядный ток.

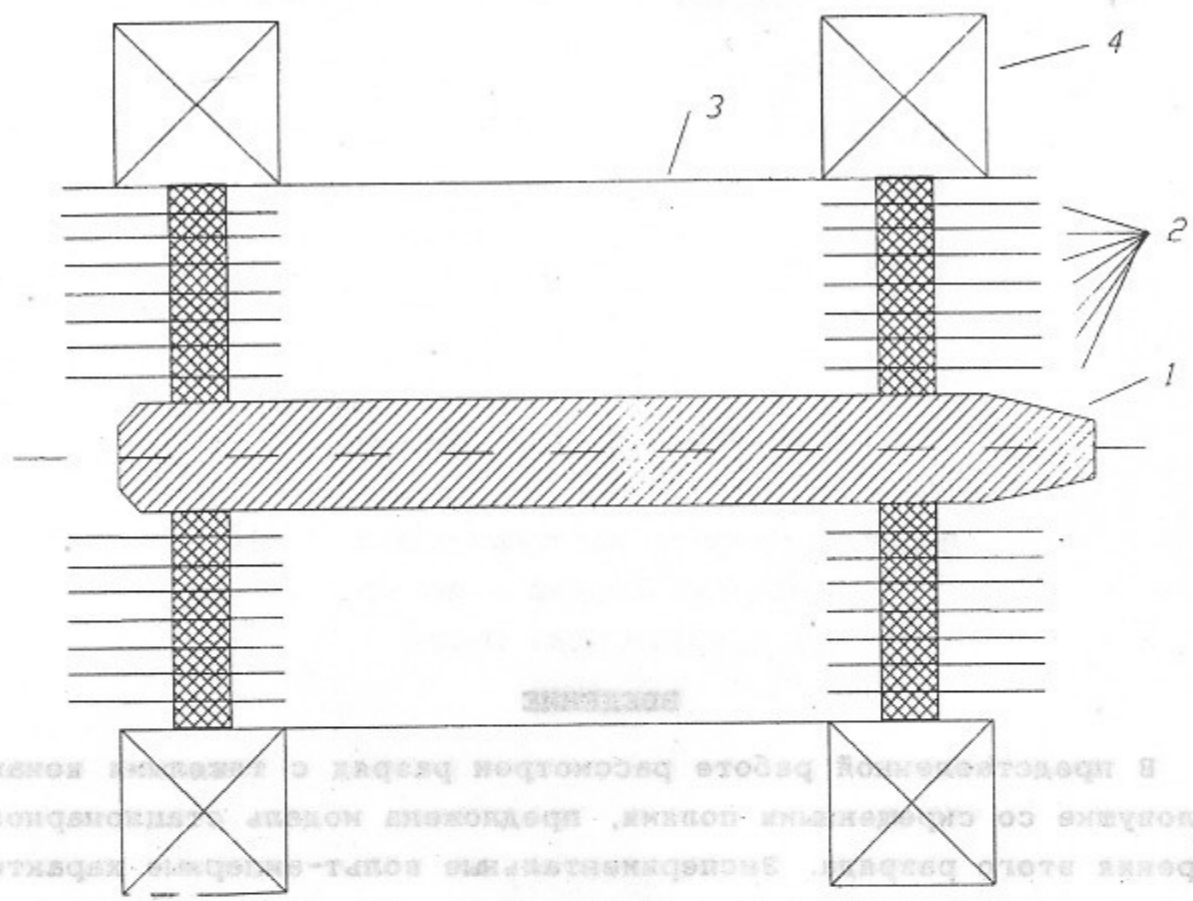


Рис. 1. Установка ИСП: 1 - катод; 2 - узел электродов; 3 - вакуумная камера; 4 - катушки магнитного поля.

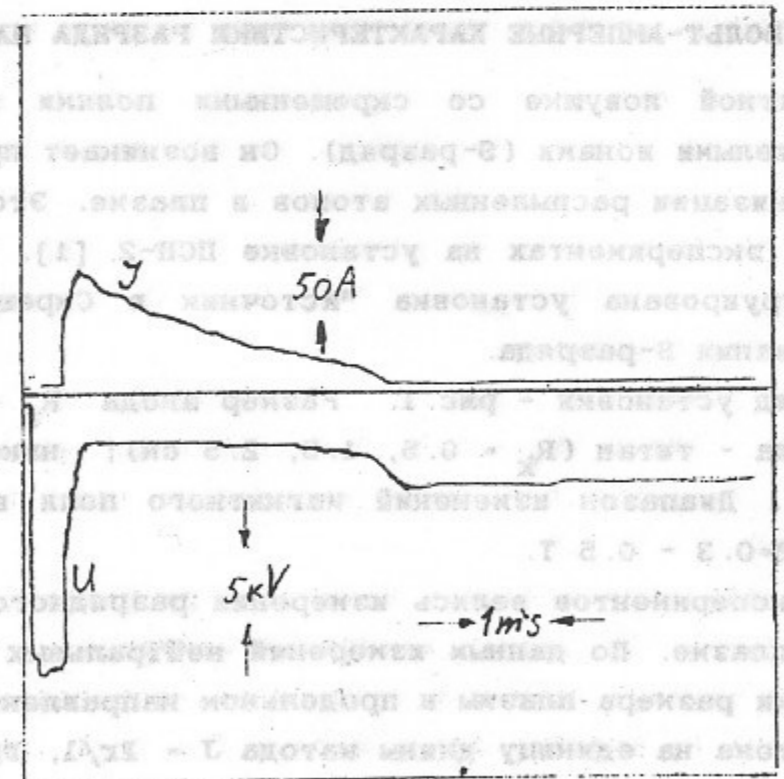


Рис. 2. Характерные осциллограммы тока и напряжения в S-разряде.

Характерные осциллограммы разрядного тока и напряжения на плазме приведены на рис. 2. Экспериментальные результаты для различных катодов приведены на рис. 3, 4.

2. ПЛАЗМА С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ. УРАВНЕНИЕ БАЛАНСА ЧАСТИЦ

В течение 2-4 мсек основной компонентой плазмы являются тяжелые ионы. За это время устанавливается квазистационарный режим горения S-разряда. Рассмотрим подробнее основные процессы, происходящие в разряде в этом режиме. Количество атомов, расплывших с катода под бомбардировкой тяжелыми ионами и атомами перезарядки, ионами рабочего газа [2, 3]:

$$N_a = \int_0^{W_1} N_i(w) \cdot S(w) \cdot dw + \int_0^{W_2} N_n(w) \cdot S(w) \cdot dw + \int_0^{W_3} N_{ig}(w) \cdot Y(w) \cdot dw, \quad (2.1)$$

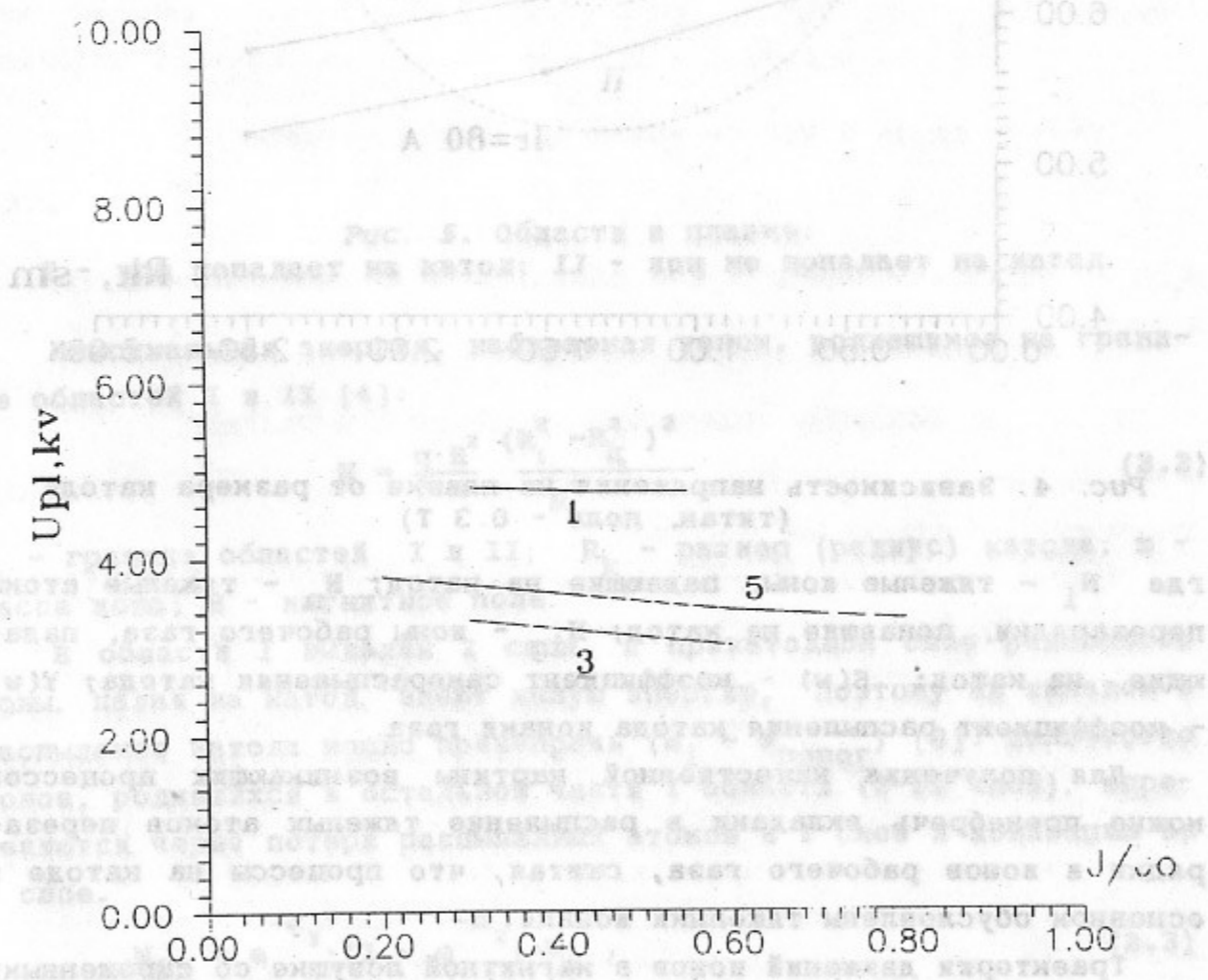


Рис. 3. Зависимость напряжения на плазме от тока. (1 - титан, 3 - никель, 5 - углерод) поле - 0.3 Т, $J_0 = 100 \text{ A/cm}^2$.

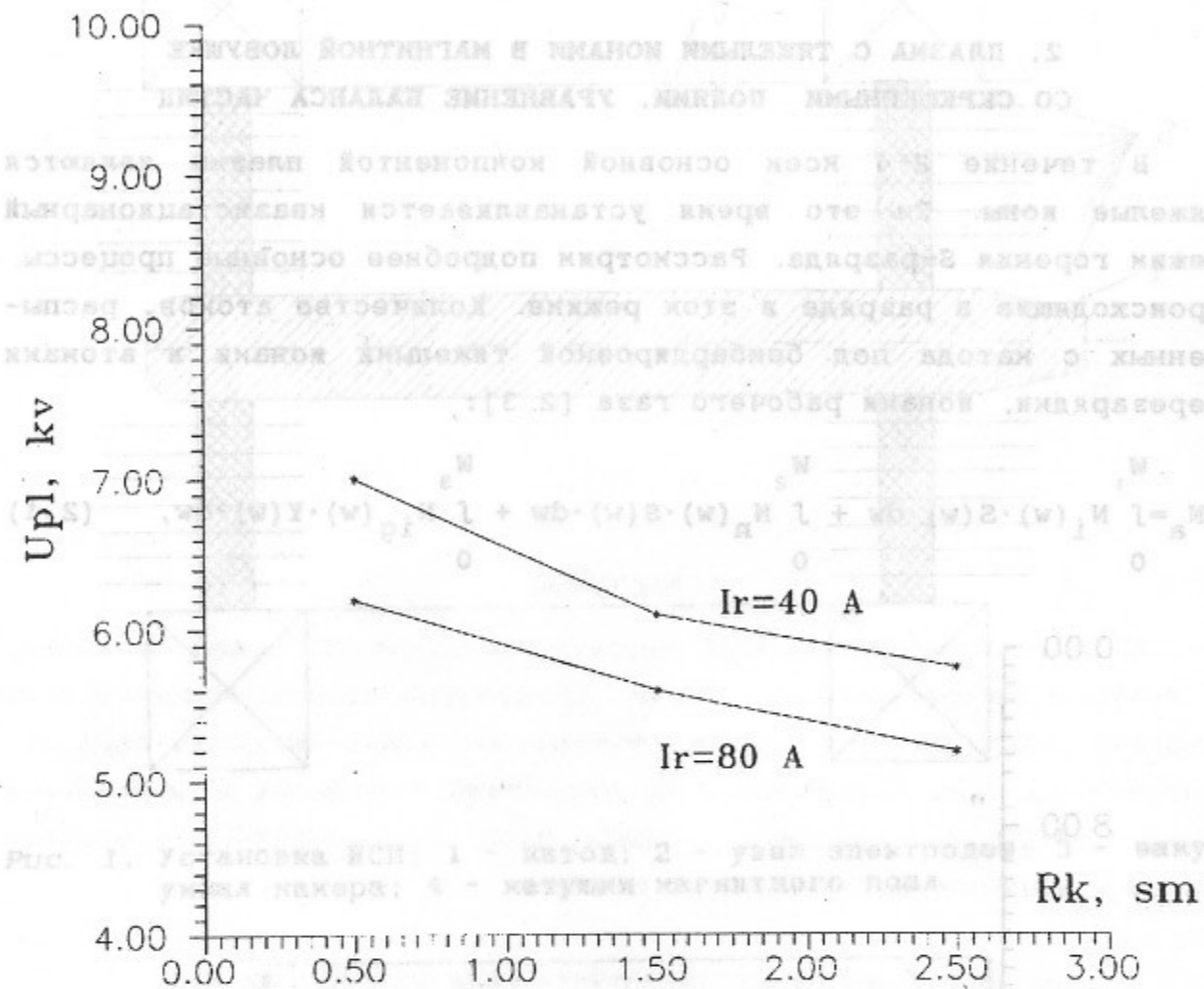


Рис. 4. Зависимость напряжения на плазме от размера катода (титан, поле - 0.3 Т)

где N_i - тяжелые ионы, падающие на катод; N_n - тяжелые атомы перезарядки, попавшие на катод; N_{ig} - ионы рабочего газа, падающие на катод; $S(w)$ - коэффициент самораспыления катода; $Y(w)$ - коэффициент распыления катода ионами газа.

Для получения качественной картины возникающих процессов можно пренебречь вкладами в распыление тяжелых атомов перезарядки и ионов рабочего газа, считая, что процессы на катоде в основном обусловлены тяжелыми ионами.

Траектории движений ионов в магнитной ловушке со скрещенными полями представляют собой эпициклоиды. Их точное определение возможно численно при известных распределениях полей в плазме.

Будем считать, что распределение электрического поля такое,

что можно выделить две области в плазме: I и II (рис. 5). Ионы, рожденные в области I попадают на катод, ионы из области II замагничены и на катод не попадают. Граница областей определяется распределением полей (Приложение 1).

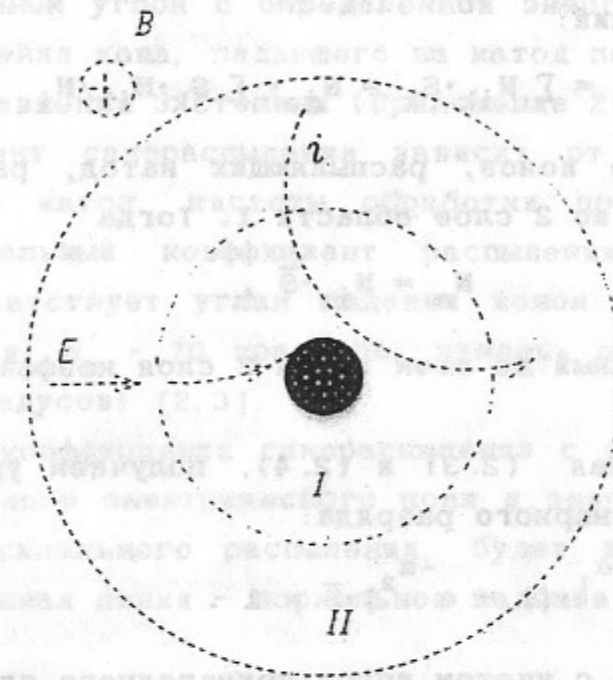


Рис. 5. Области в плазме:

I - ион попадает на катод; II - ион не попадает на катод.

Максимальная энергия, набираемая ионом, родившимся на границе областей I и II [4]:

$$W = \frac{q \cdot B^2}{8 \cdot m} \frac{(R_1^2 - R_k^2)^2}{R_k^2} \quad (2.2)$$

R_1 - граница областей I и II; R_k - размер (радиус) катода; m - масса иона; B - магнитное поле.

В области I выделим 2 слоя. В прикатодном слое родившиеся ионы, падая на катод, имеют малую энергию, поэтому их вкладом в распыление катода можно пренебречь ($W_i \sim W_{\text{порог}}$) [3]. Количество ионов, родившихся в остальной части I области (2-ой слой), определяются через потери распыленных атомов в 1 слое и ионизацию во 2 слое.

$$N_{i2} = e^{-\alpha_1} \cdot (1 - e^{-\alpha_2}) \cdot N_a, \quad (2.3)$$

$$\alpha_1 = n_1 \cdot l r_1 \cdot \langle \sigma_{ei} \cdot v_e \rangle / v_a, \quad (2.3.1)$$

$$\alpha_2 = n_1 \cdot l r_2 \cdot \langle \sigma_{ei} \cdot v_e \rangle / v_a, \quad (2.3.2)$$

n_1 - плотность 1 (прикатодного) слоя; lr_1 - размер 1 (прикатодного) слоя; n_2 - плотность 2 слоя; lr_2 - размер 2 слоя; V_e - скорость электронов; σ_{ei} - сечение ионизации электронами; V_a - средняя скорость распыленных атомов.

Интеграл (2.1) можно записать через сумму с учетом сделанных ранее допущений:

$$N_a = \sum N_{ik} \cdot S_k = N_{i2} \cdot \sum S_k \cdot N_{ik} / N_{i2},$$

N_{i2} - количество ионов, распыляющих катод, равное количеству ионов, рожденных во 2 слое области I. Тогда

$$N_a = N_{i2} \cdot \bar{S}, \quad (2.4)$$

где \bar{S} - усредненный по всем ионам 2 слоя коэффициент самораспыления.

Совместно решая (2.3) и (2.4), получаем уравнение баланса частиц для стационарного разряда:

$$e^{-\alpha_1} \cdot (1 - e^{-\alpha_2}) \cdot \bar{S} = 1. \quad (2.5)$$

Баланс токов с учетом ионов прикатодного слоя:

$$I = I_1 + I_2 \sim n_1 \cdot V_1 + n_2 \cdot V_2, \quad (2.6)$$

n_1, n_2 - плотности ионов 1 и 2 слоев. V_1, V_2 - скорости ионов 1 и 2 слоев.

3. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В S-РАЗРЯДЕ

Рассмотрим зависимости параметров, входящих в уравнения балансов, от различных факторов.

Примем некоторые допущения, не меняющие качественно картины происходящих физических процессов.

1. Отсутствует влияние ионов II области (замагниченные ионы II области не влияют на формирование плотности I области).

2. Плотности плазмы в 1 и 2 слое одинаковые ($n_1 = n_2$).

3. При вычислении сечений ионизации предполагаем, что температура электронов в I области не зависит от радиуса. Для различных режимов горения разряда считаем температуру электронов $T_e \sim 10-30$ эВ (характерной для подобных систем). Тогда для используемых катодов (титан, углерод, никель) значение величины $\langle \sigma_{ei} \cdot V_e \rangle \sim 8 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ [7,8].

4. В плазме существует равномерное электрическое поле ($E \approx$

const), повторяющее с точностью до T_e распределение электрического поля на торцевых электродах [6]. В этом случае соблюдается условие однозначной зависимости между энергией падающего на катод иона (W_i) и местом его рождения (r), и угол падения связан с энергией иона (см. Приложение 2). То есть ионы падают на катод под данным углом с определенной энергией. Для определения места рождения иона, падающего на катод под углом α , необходимо решить уравнение 3 степени (Приложение 2).

5. Коэффициент самораспыления зависит от энергии и угла падения иона на катод, чистоты обработки поверхности катода [2,3,5]. Максимальный коэффициент распыления для различных материалов соответствует углам падения ионов порядка 60 - 80 градусов (углерод: $\alpha_m \sim 70$ градусов, никель: $\alpha_m \sim 65$ градусов, титан: $\alpha_m \sim 85$ градусов) [2,3].

Зависимость коэффициента самораспыления с учетом угла падения для равномерного электрического поля и энергий ионов, меньших энергии максимального распыления, будет иметь характерный вид (рис. 6: сплошная линия - нормальное падение).

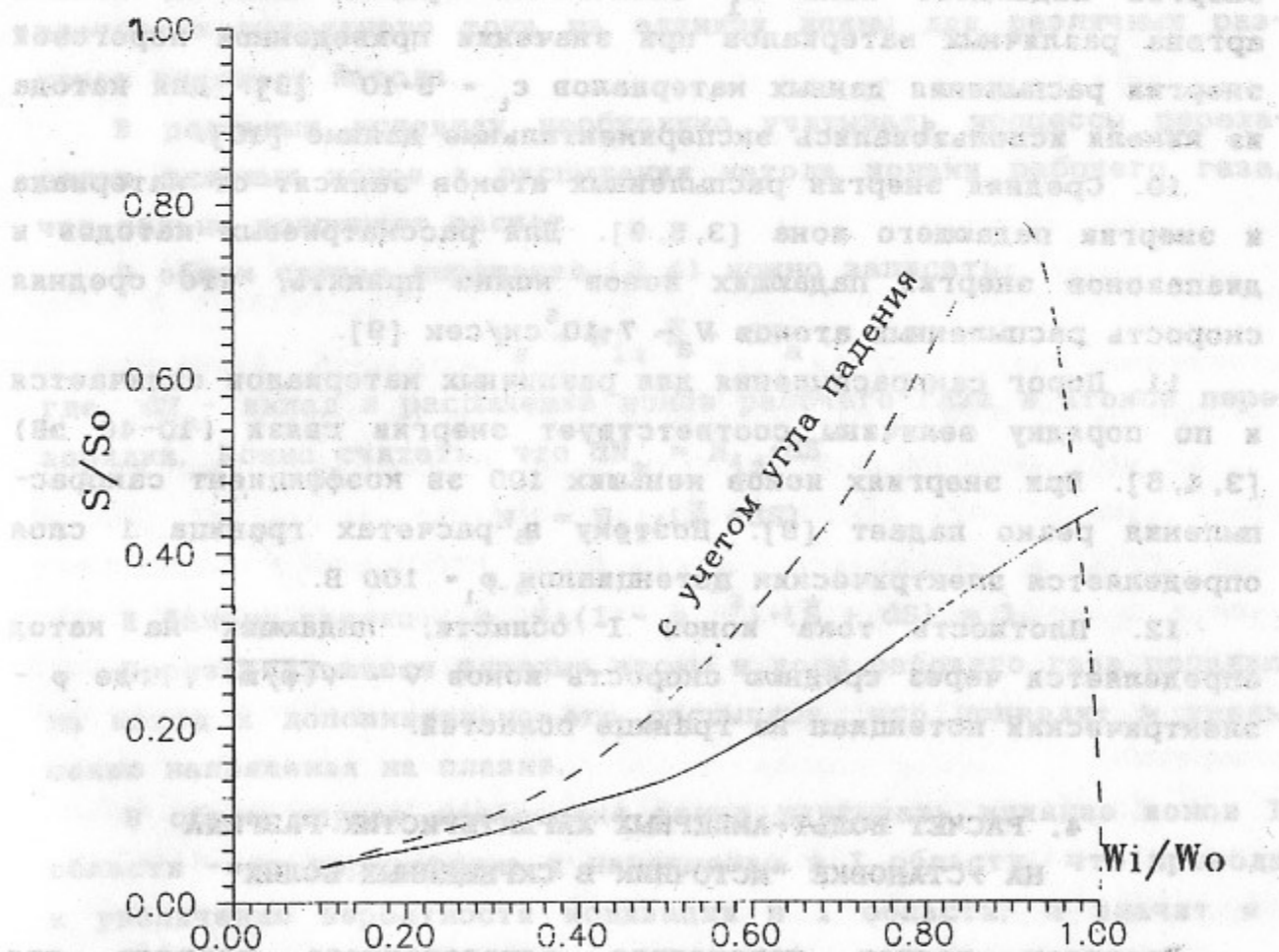


Рис. 6. Характерная зависимость коэффициента распыления в данном диапазоне энергий.

6. Угол падения ионов с энергией, соответствующей усредненной величине коэффициента самораспыления \bar{S} (2.5), близок к углу максимального распыления α_m [2,5].

В расчете для всех катодов принят угол $\alpha(\bar{S}) = 70$ градусов.

7. Коэффициент пересчета для нормального падения иона $k = \bar{S}(\alpha)/S(0) = 2-5$ для разных материалов и различных диапазонов энергий падающего иона [3,10]. В данном расчете $k = 2$ и не зависит от энергии иона.

8. Теоретические расчеты для коэффициента самораспыления титана дают $S_{max}(W_i = 45 \text{ кэВ}, \alpha = 0 \text{ градусов}) = 9.25$ [3]. Экспериментальные же значения в 2 раза ниже [3,10]. Для данной задачи приняты следующие максимальные значения коэффициентов самораспыления [2,3,10]:

Никель (Ni): использовались экспериментальные данные [10].

Углерод (C): $S_m(W_i = 2.15 \text{ кэВ}) = 1.87$.

Титан (Ti): $S_m(W_i = 42 \text{ кэВ}) = 4.6$.

9. Считаем, что зависимость коэффициента самораспыления S от энергии падающего иона W_i аналогична кривой пыления ионами аргона различных материалов при значении приведенной пороговой энергии распыления данных материалов $\epsilon_t = 5 \cdot 10^{-5}$ [3]. Для катода из никеля использовались экспериментальные данные [10].

10. Средняя энергия распыленных атомов зависит от материала и энергии падающего иона [3,5,9]. Для рассматриваемых катодов и диапазонов энергий падающих ионов можно принять, что средняя скорость распыленных атомов $V_a \sim 7 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ [9].

11. Порог самораспыления для различных материалов отличается и по порядку величины соответствует энергии связи (10-40 эВ) [3,4,5]. При энергиях ионов меньше 100 эВ коэффициент самораспыления резко падает [9]. Поэтому в расчетах граница 1 слоя определяется электрическим потенциалом $\phi_1 = 100 \text{ В}$.

12. Плотность тока ионов I области, падающих на катод определяется через среднюю скорость ионов $V = \sqrt{\phi/m}$, где ϕ - электрический потенциал на границе областей.

4. РАСЧЕТ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ "ИСТОЧНИК В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ"

Проведем расчет параметров тяжелоионного разряда для установки "Источник в Скращенных Полях" (ИСП) по вышеописанной модели (Приложение 3).

Основные формулы для расчета: (2.5), (2.3.1), (2.3.2.), (2.6).

По данной модели можно оценить границы существования тяжелоионного разряда в ИСП по плотности плазмы при условии максимального коэффициента распыления ($S_{max}^* = k \cdot S_{max}$):

$$e^{-\alpha_1} \cdot (1 - e^{-\alpha_2}) \cdot S_{max}^* = 1.$$

Граница сверху определяется потерями распыленных атомов в 1 слое при условии полной ионизации во 2 слое.

$$e^{-\alpha_1} \cdot S_{max}^* = 1 \quad \text{для титана: } n_{max} \sim 6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Граница снизу определяется условием баланса частиц для 2 слоя.

$$(1 - e^{-\alpha_2}) \cdot S_{max}^* = 1 \quad \text{для титана: } n_{min} \sim 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

Расчитанные зависимости (ВАХи) для различных размеров и материалов катода приведены на рисунках 7,8. ($J_0 \sim 3 \text{ А/см}$). При небольших разрядных токах напряжение на плазме сильно чувствительно на изменение тока - нет стабилизации напряжения по току.

На рисунке 9 показана зависимость напряжения на плазме от плотности разрядного тока на единицу длины для различных размеров титанового катода.

В реальных условиях необходимо учитывать процессы перезарядки тяжелых ионов и распыления катода ионами рабочего газа, что сильно усложняет расчет.

В общем случае выражение (2.4) можно записать:

$$N_a = N_{i2} \cdot \bar{S} + dN_a,$$

где dN_a - вклад в распыление ионов рабочего газа и атомов перезарядки. Можно считать, что $dN_a = N_{i2} \cdot dS$

$$N_a = N_{i2} \cdot (\bar{S} + dS).$$

$$\text{И баланс частиц: } e^{-\alpha_1} \cdot (1 - e^{-\alpha_2}) \cdot (\bar{S} + dS) = 1.$$

Перезарядившиеся тяжелые атомы и ионы рабочего газа попадают на катод и дополнительно его распыляют, что приводит к уменьшению напряжения на плазме.

В общем случае необходимо также учитывать влияние ионов II области - их перезарядка и накопление в I области, что приводит к увеличению вероятности ионизации в I области, а значит и к изменению напряжения на плазме.

Сделанные расчеты качественно согласуются с экспериментальными результатами (рис. 3,4, и 7,8,9). Расчетные кривые дают

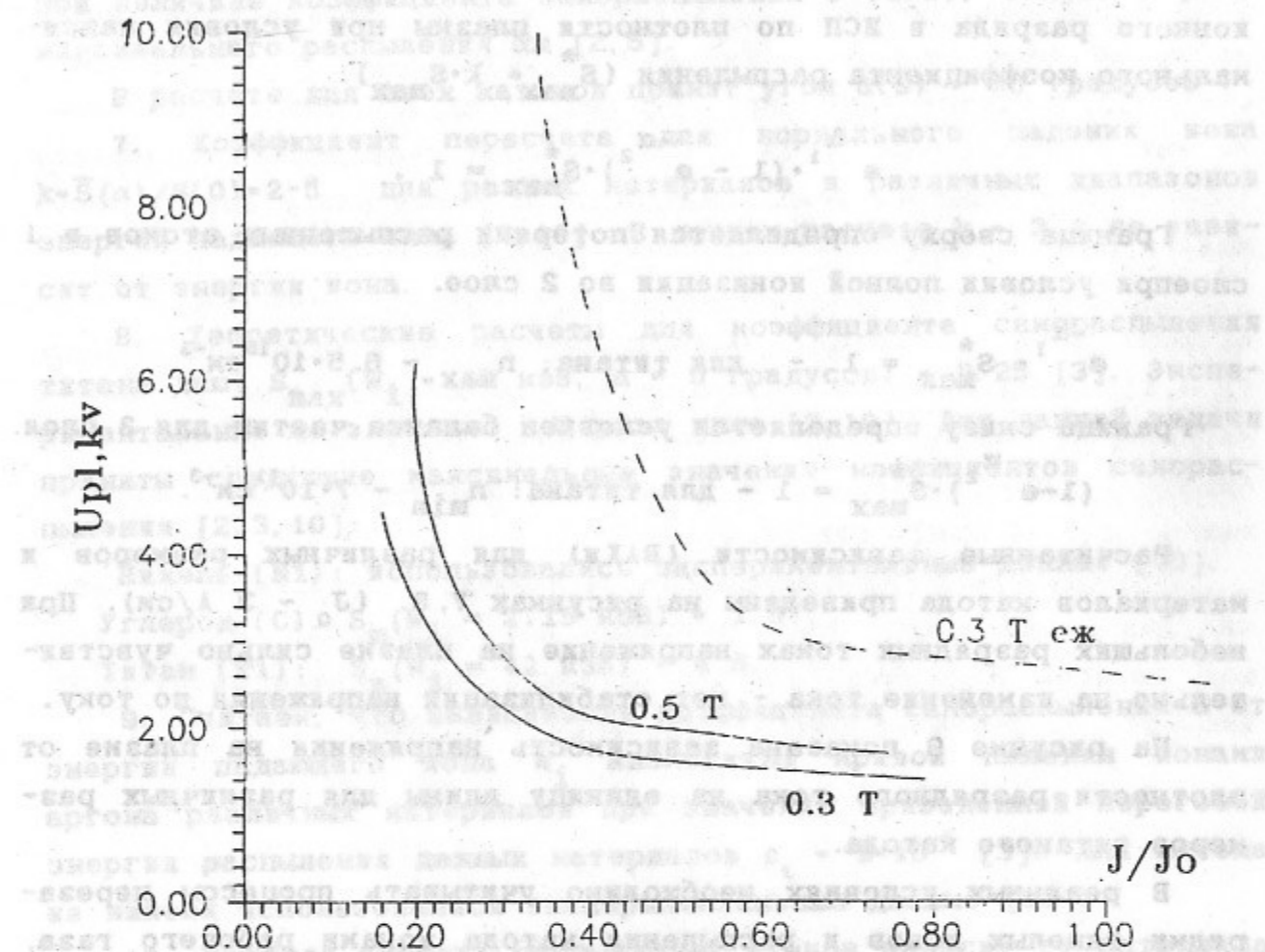


Рис. 7. Зависимость напряжения на плазме от тока (титан - 2.5 см) заниженные результаты за счет сделанных допущений, некоторые из которых могут влиять на величину напряжения на плазме:

1. Электрическое поле отличается от равномерного, и в плазме может существовать область анодного падения напряжения [5]. В этом случае в прикатодной области будет небольшое электрическое поле и падающие на катод ионы будут меньше его распылять. Соответственно напряжение на плазме будет выше. Для уточнения распределения электрического поля необходимы экспериментальные измерения.

2. Коэффициенты самораспыления материалов катода могут быть и меньше принятых в связи с условиями эксперимента (молибден, никельпроволока и т. д.).

3. Плотности в 1 и 2 слое - неодинаковые ($n_1 \neq n_2$).

4. Температура электронов зависит от радиуса.

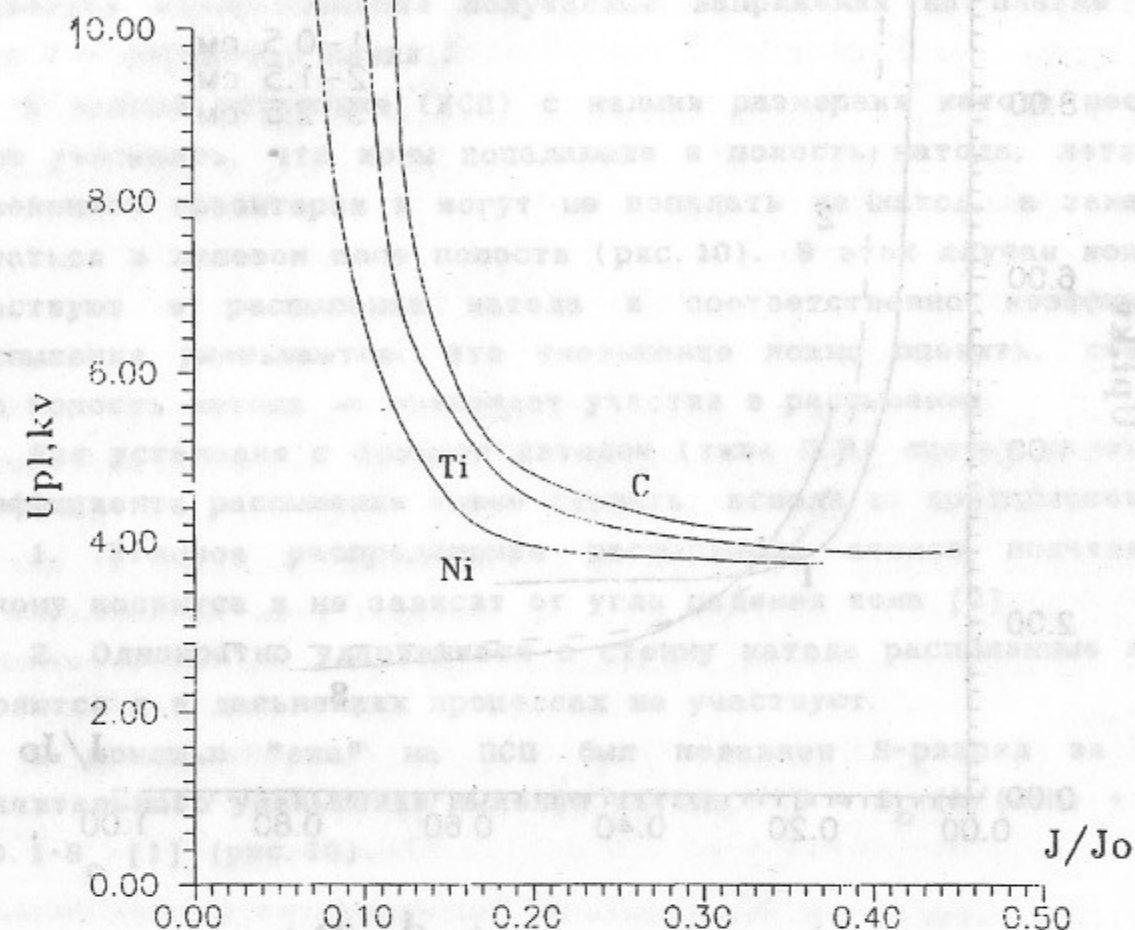


Рис. 8. Зависимость напряжения на плазме от тока (радиус катода - 0.5 см, поле - 0.5 Т).

5. СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ НА ПЛАЗМЕ

Рассмотрим условия существования высоких напряжений на плазме.

1. II область (3 слой) большая - тяжелые ионы замagnetнены. Получаемые энергии тяжелых ионов меньше напряжения на плазме и предельных значений (2.2). Такой способ получения быстрых тяжелых ионов (атомов) неэкономичен, так как в плазменном разряде вписывается несколько орбит тяжелых ионов.

2. II область (3 слой) небольшая. Напряжение на плазме близко к значению (2.2).

Напряжение на плазме такое, чтобы коэффициент самораспыления был по возможности максимальным. Предельный случай соответствует энергии иона $W_i \sim W(S_{\max})$. Тогда баланс частиц:

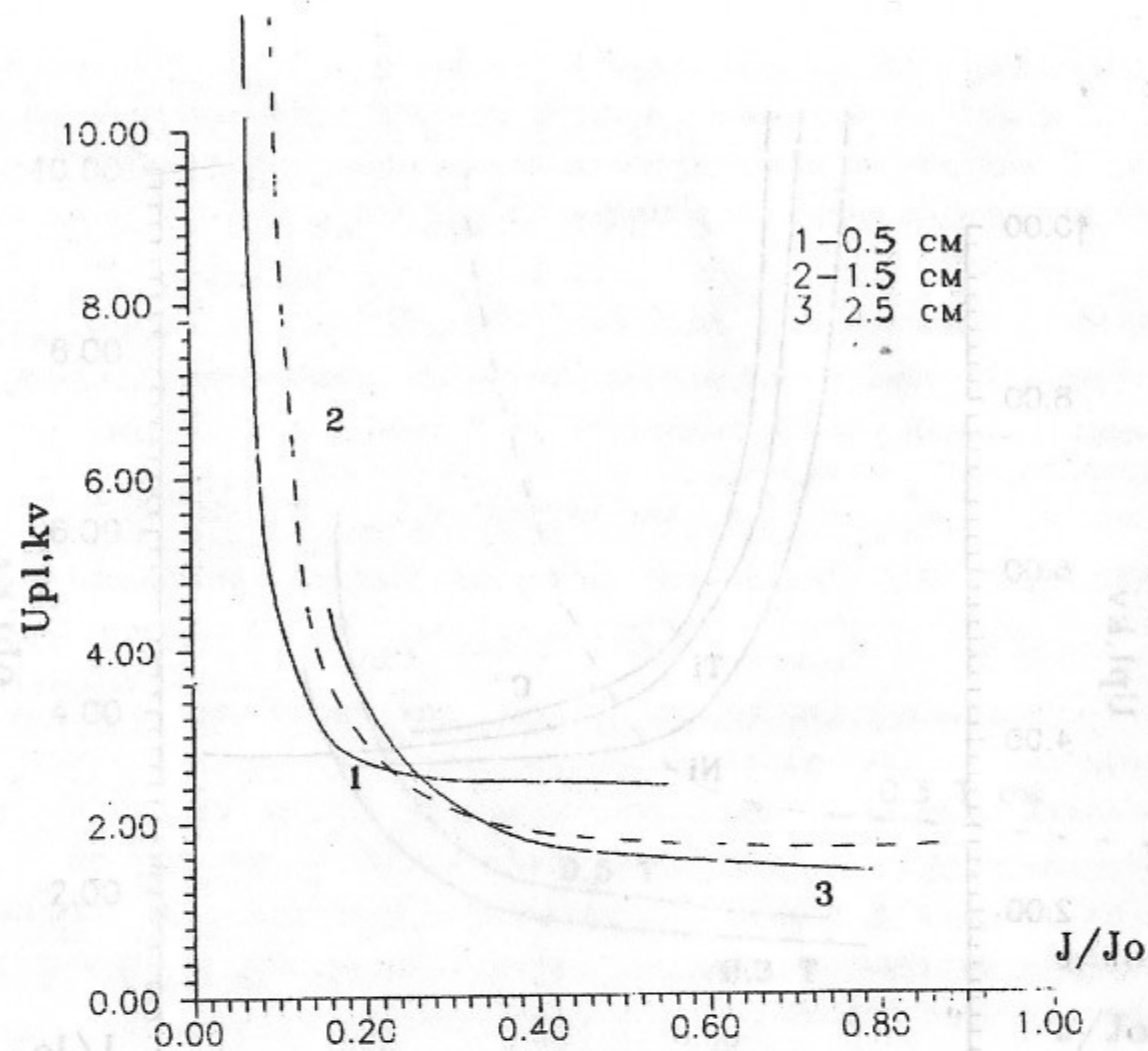


Рис. 9. Зависимость напряжения на плазме от тока (титан).

$$e^{-\alpha_1} \cdot (1 - e^{-\alpha_2}) \cdot S_{\max} = 1$$

Получение напряжений $U_{pl} \geq W(S_{\max})$ затруднено из-за неустойчивости по току. Небольшое увеличение тока приводит к уменьшению напряжения на плазме, что в свою очередь увеличивает распыление катода, а значит увеличивается ток и т.д.

Получение высоких напряжений на плазме в S - разряде возможно несколькими способами.

1. Поддержание постоянного тока (используется левая ветвь ВАХ, где существует резкая зависимость напряжения от тока).
2. Увеличение магнитного поля. Такой способ имеет ограниченные экономические характеристики.
3. Уменьшение радиуса катода. В этом случае также возможно повышение напряжения (результаты экспериментов и расчет - рис. 4 и 9).

4. Уменьшение коэффициента распыления катода. Это можно сделать, изменив профиль катода - конструкция типа "ёж" (рис. 10). Для титанового катода ($R_k = 2.5$ см) с уменьшенным в 2.5 раза коэффициентом самораспыления получаемые напряжения на плазме выше (рис. 7 - штриховая линия).

В данной установке (ИСП) с малыми размерами катода необходимо учитывать, что ионы попадающие в полость катода, летят по измененной траектории и могут не попадать на катод, а заманичиваться в нулевом поле полости (рис. 10). В этом случае ионы не участвуют в распылении катода и соответственно коэффициент распыления уменьшается. Это уменьшение можно оценить, считая, что полость катода не принимает участия в распылении.

Для установки с большим катодом (типа ПСП) оценку изменения коэффициента распыления можно сделать, исходя из предположений:

1. Угловое распределение распыленных атомов подчиняется закону косинуса и не зависит от угла падения иона [2].
2. Однократно ударившиеся о стенку катода распыленные атомы теряются и в дальнейших процессах не участвуют.

С помощью "ежа" на ПСП был подавлен S-разряд за счет значительного уменьшения пыления катода $S = S_0 \cdot (b/(2 \cdot h) + a/b) \approx 0.1 \cdot S_0$ [1] (рис. 10).

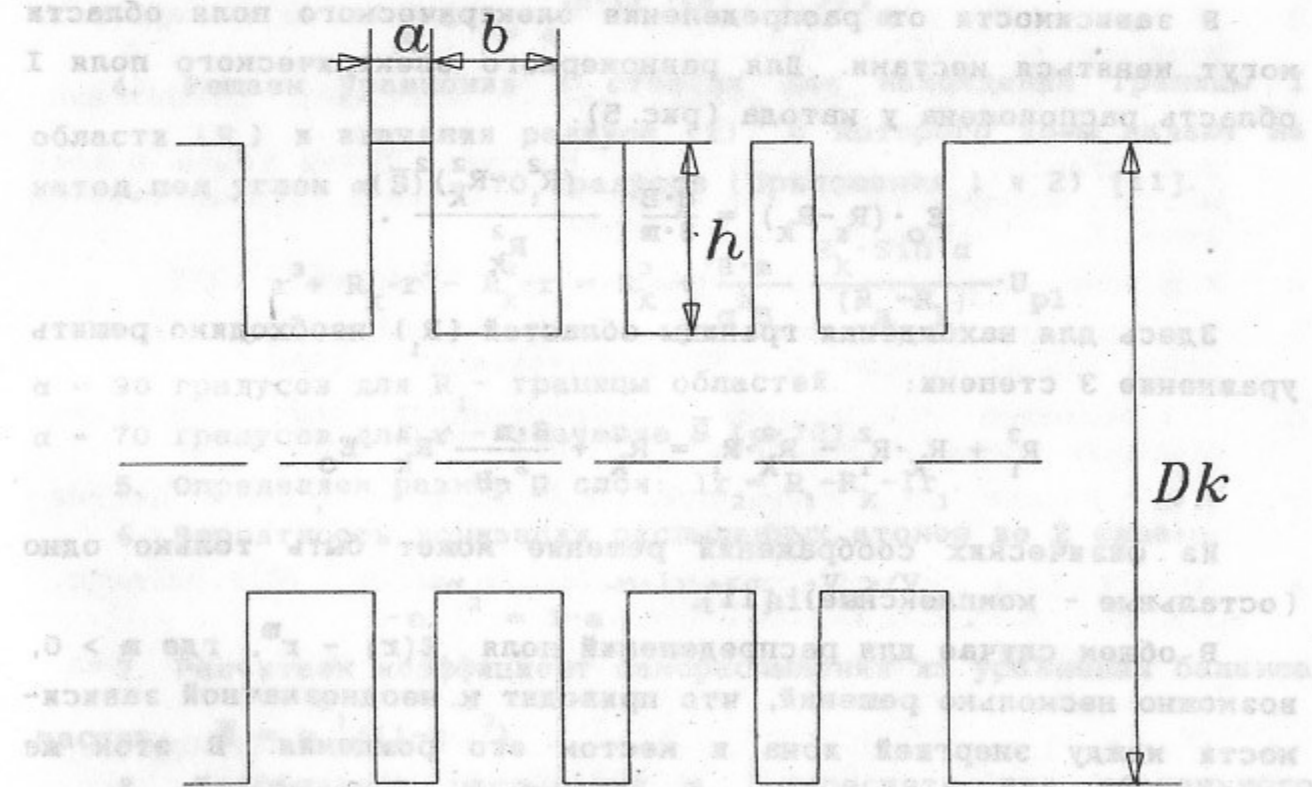


Рис. 10. Профиль катода - "ёж".

Приложение 1

Рассмотрим движение иона, рожденного в некоторой точке r , в скрещенных полях. Считая энергию рождения иона нулевой, для произвольного распределения электрического поля можно записать:

$$W_{i1} = \int_{R_k}^r E(r) \cdot dr - \text{энергия иона, падающего на катод.}$$

Условие замагниченности иона получается из уравнений движения [4]:

$$W_{i2} = \frac{q \cdot B^2}{8 \cdot m} \frac{(r^2 - R_k^2)^2}{R_k^2}$$

Если ион приобретает энергию в электрическом поле $W_{i1} > W_{i2}$, то он падает на катод. Если же $W_{i1} < W_{i2}$, то ион замагничивается и на катод не попадает.

Область плазмы, родившись в которой ионы попадают на катод, обозначим через I. II - область, из которой ионы не попадают на катод. Граница областей находится при решении интегрального уравнения:

$$\int_{R_k}^{R_1} E(r) \cdot dr = \frac{q \cdot B^2}{8 \cdot m} \frac{(R_1^2 - R_k^2)^2}{R_k^2}$$

В зависимости от распределения электрического поля области могут меняться местами. Для равномерного электрического поля I область расположена у катода (рис. 5).

$$E_0 \cdot (R_1 - R_k) = \frac{q \cdot B^2}{8 \cdot m} \frac{(R_1^2 - R_k^2)^2}{R_k^2}$$

Здесь для нахождения границы областей (R_1) необходимо решить уравнение 3 степени:

$$R_1^3 + R_k \cdot R_1^2 - R_k^2 \cdot R_1 = R_k^3 + \frac{8 \cdot m}{q^2 \cdot B} R_k^2 \cdot E_0$$

Из физических соображений решение может быть только одно (остальные - комплексные) [11].

В общем случае для распределений поля $E(r) \sim r^m$, где $m > 0$, возможно несколько решений, что приводит к неоднозначной зависимости между энергией иона и местом его рождения. В этом же случае ионы прикатодной области могут быть замагничены.

Приложение 2

Рассмотрим закономерности для иона, падающего на катод под углом α в случае равномерного электрического поля.

Из законов сохранения можно получить, что ион, падая под углом α , будет иметь энергию $W_{i2} = \frac{q \cdot B^2}{8 \cdot m} \frac{(r^2 - R_k^2)^2}{R_k^2 \cdot \sin^2 \alpha}$

Эту энергию он приобретет в электрическом поле $W_{i1} = E_0 \cdot (r - R_k)$. Решая уравнение 3 степени для заданного напряжения на плазме U_{pl} , можно определить место рождения иона:

$$r^3 + R_k \cdot r^2 - R_k^2 \cdot r = R_k^3 + \frac{8 \cdot m}{q^2 \cdot B} \frac{R_k^2 \cdot \sin^2 \alpha}{(R_a - R_k)} U_{pl}$$

Приложение 3

Алгоритм расчета

1. Задаем плотность и напряжение на плазме U_{pl} и n .
2. Для равномерного распределения электрического поля в плазме находим размер 1 слоя: $lr_1 = (R_a - R_k) \cdot \phi_1 / U_{pl}$.
3. Потери распыленных атомов в 1 слое (ионизация):

$$e^{-\alpha_1} = e^{-n \cdot lr_1 \cdot \langle \sigma_{ei} \cdot v_e \rangle / v_a}$$

4. Решаем уравнения 3 степени для нахождения границы I области (R_1) и значения радиуса (r), с которого ионы падают на катод под углом $\alpha(\bar{S}) = 70$ градусов (Приложения 1 и 2) [11].

$$r^3 + R_k \cdot r^2 - R_k^2 \cdot r = R_k^3 + \frac{8 \cdot m}{q^2 \cdot B} \frac{R_k^2 \cdot \sin^2 \alpha}{(R_a - R_k)} U_{pl}$$

$\alpha = 90$ градусов для R_1 - границы областей.

$\alpha = 70$ градусов для r - значение \bar{S} ($\alpha = 70$).

5. Определяем размер 2 слоя: $lr_2 = R_1 - R_k - lr_1$.

6. Вероятность ионизации распыленных атомов во 2 слое:

$$1 - e^{-\alpha_2} = 1 - e^{-n \cdot lr_2 \cdot \langle \sigma_{ei} \cdot v_e \rangle / v_a}$$

7. Рассчитаем коэффициент самораспыления из уравнения баланса частиц: $\bar{S} = e^{\alpha_1} / (1 - e^{-\alpha_2})$.

8. Коэффициент распыления в пересчете для нормального падения иона на катод: $S(\phi(r)) = \bar{S}/k$, где $k = 2$.

9. Считаем $\phi(R_k) = 0$, $\phi(R_a) = U_{pl}$, тогда энергия падающего

на катод иона $W_i = \varphi(r)$. По значению $S(\varphi(r))$ находим значение $\varphi(r)$ из графика зависимости $S(W)$ [2, 3, 10].

10. Из условия равномерности электрического поля находим значение потенциала в точке рождения иона: $\varphi(r) = U_{pl} \cdot (r - R_k) / (R_a - R_k)$.

11. Если значения $\varphi(r)$ в 9 и 10 пунктах равны, то расчет для заданных U_{pl} и n проведен. Если не равны, то необходимо изменить U_{pl} и расчет повторить, начиная со 2 пункта.

12. Плотность тока на единицу длины катода: $J = j \cdot \pi \cdot D$

$j = q \cdot n \cdot V$ - плотность тока,
 n - плотность ионов (плазмы),
 $V = \sqrt{\varphi/m}$ - средняя скорость ионов I области,
 D - диаметр катода.

Авторы выражают благодарность Г.Ф. Абдрашитову, В.В. Кубареву и Ю.Н. Юдину за полезные обсуждения и критические замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V.I. Volosov, G.F. Abdrashitov, A.A. Bekhtenev, V.V. Kubarev, V.E. Pal'chikov, Yu.N. Yudin. On the mechanism of heavy-impurity plasma filling (S-discharge). Journal of Nuclear Materials, 128, 129 (1984), 445-451.
2. М. Каминский. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М., "Мир", 1967.
3. Н.В. Плешивцев. Физические основы катодного распыления М.: 1979;
Н.Д. Габович, Н.В. Плешивцев, Н.Н. Семашко. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: "Энергоатомиздат", 1986.
4. К. Шимони. Физическая электроника. М.: "Энергия", 1977.
5. Б.С. Данилин. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М.: "Энергоатомиздат", 1989.
6. А.А. Бехтенов, В.И. Волосов. О формировании радиальных электрических полей во вращающейся плазме. ЖТФ, N 8, 1978.
7. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, И.Е. Сахаров. Основы физики плазмы. М.: "Атомиздат", 1977.
8. Atomic data for Controlled Fusion Research. /C.F. Barnett, J.A. Ray, E. Ricci, M.I. Wilker/
9. Технология тонких пленок. Справочник, Т. 1 /под ред. Л. Майссела, Р. Глэнса/ М.: "Советское радио", 1977.
10. J. Roth, J. Bohdansky, W. Ottenburger. Data on Low Energy Light Ion Sputtering. IPP 9/26 (1979).
11. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М.: "Наука", 1984.

В.И. Волосов, И.Н. Чуркин

Вольт-амперные характеристики разряда
с тяжелыми ионами
в ловушке со скрещенными полями

ИЯФ 94-75

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 18 июля 1994 г.

Сдано в набор 18.07. 1994 г.

Подписано в печать 1.09. 1994 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ N 75

Обработано на IBM PC и отпечатано на
роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.