

ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЙ ПРИЭЛЕКТРОДНЫЙ ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ В ПУЧКОВО- ПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЕ

*А.А. Бизюков,
А.Е. Кашаба,
К.Н. Серода*

*Харьковский Государственный университет,
Физико-технический факультет,
кафедра физики плазмы. Украина, 310108,
Харьков, пр. Курчатова, 31.*

Экспериментально и теоретически исследуются эмиссионные характеристики пограничного слоя, возникающего в пучково-плазменной системе на границе плазма – электрод при наличии вторичной эмиссии электронов под воздействием электронного пучка. Вторично-эмиссионный пограничный слой исследуется с помощью пробного потока термоэлектронов, инжектируемого со стороны электрода-мишени. Для теорети-

ческого описания пограничного слоя используется модель слоя Ленгмюра с учётом присутствия электронного пучка. Получено условие существования вторично-эмиссионного двойного слоя у эмитирующего электрода. Показано, что возникновение двойного слоя приводит к ограничению эмиссии электронов на значительно более низком уровне, чем в случае накаливаемого катода, рассмотренном Ленгмюром.

В последнее время, в связи с растущей ролью плазменных технологий в современной промышленности, разрабатывается и исследуется большое количество различных по назначению и принципу действия источников пучков заряженных частиц. Особое место среди многообразия таких источников занимают источники на базе пучково-плазменного разряда. Интерес к этому типу источников обусловлен следующими причинами: во-первых, объёмным характером разряда, что обеспечивает чистоту формируемых потоков и, во-вторых, возможностью формирования высокоэнергетичных ионных пучков с большой плотностью тока [1]. Вместе с тем, существует ряд проблем при использовании пучково-плазменного разряда в ионных источниках. Особое место среди многообразия процессов в пучково-плазменных системах занимает проблема взаимодействия потоков заряженных частиц с поверхностями, ограничивающими пучково-плазменный объём, особенно с мишенью, токоприёмником, коллектором пучка. Такое взаимодействие, в частности, приводит к появлению дополнительных потоков заряженных и нейтральных частиц с поверхности в пучково-плазменный объём, появлению поверхностных и объёмных зарядов и формированию переходных или пограничных слоёв. Пограничные слои представляют собой приповерхностные области, в которых согласуются электрофизические параметры пучково-плазменного объёма и поверхности, а также регулируется токоперенос. Ток на электрод в пучково-плазменной системе определяется не только частицами пучка и частицами плазмы, но и эмиссионными потоками с электрода в пучково-плазменный объём. При этом параметры эмиссионных потоков частиц в плазму будут определяться не только эмиссионной способностью материала поверхности, но и, как впервые показал Ленгмюр, параметрами и структурой переходного слоя плазма – электрод [2]. Структура и характеристики переходных слоёв, определяющие токоперенос эмиссионных частиц и частиц плазмы, оказывают существенное влияние на параметры плазмы и процессы в пучково-плазменных системах и могут существенно изменять характеристики приборов и устройств, созданных на основе таких систем [3–8].

Так, в экспериментах с плазменными СВЧ конверторами [7,8] наблюдались большие плотности тока эмиссии ($j \geq 10^6 - 10^7$ А/см²) при наличии плазмы с умеренной концентрацией ($N \sim 10^{13}$ см⁻³) и при относительно небольших потенциалах эмитирующего электрода ($U \sim 10^2$ В). Объяснение данного эффекта дано в работе [9], где показано, что в рамках уравнений стационарной гидродинамики плазмы наряду с хорошо известной структурой двойного слоя вблизи поверхности электрода, предсказанной Ленгмюром, существует и другое решение. Различие состоит в том, что если в Ленгмюровском слое концентрация плазмы N_c меньше концентрации N_∞ вне него (режим с обеднением), то в полученном решении N_c может быть экспоненциально большим (режим с обогащением). Это позволило объяснить существование больших полей у катода при умеренных перепадах потенциала на двойном слое.

В работе [10] описывается приэлектродный двойной слой, образующийся в случае, когда поле на электроде таково, что обеспечивается реализация условий для автоэлектронной взрывной эмиссии, при которой вблизи электрода (катода) рождается плотная плазма, электроны которой обеспечивают нужную плотность тока, а ионы возвращаются на катод из-за тормозящего поля образующегося двойного слоя. Образование таких слоёв и их последующий отрыв от электрода и движение в плазменный объём наблюдалось также и в работах [11,12].

В случае, когда в пучково-плазменных системах с холодными электродами не реализуются условия для автоэлектронной взрывной эмиссии, эмиссия частиц в плазму происходит за счёт ионной и электронной бомбардировки поверхностей, контактирующих с пучково-плазменным каналом, и соответствующие коэффициенты электрон-электронной и ион-электронной эмиссии определяют эмиссионную способность электродов [3, 13, 14].

В настоящей работе изучаются эмиссионные характеристики пограничного слоя, возникающего на границе плазма – электрод при наличии вторичной эмиссии электронов под воздействием электронного пучка.

Эмиссионные характеристики пограничного слоя у эмитирующего электрода в отсутствие внешнего падающего электронного пучка впервые были описаны Ленгмюром [2].

Если воспользоваться моделью Ленгмюра, учтя при этом наличие электронного пучка, то распределение потенциала φ в слое будет определяться уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi \left\{ \frac{j_i \sqrt{m_i}}{\sqrt{2e(U - \varphi)}} - \frac{j_b \sqrt{m_e}}{\sqrt{2e(\Phi - U + \varphi)}} - \frac{j_e \sqrt{m_e}}{\sqrt{2e\varphi}} \right\} \quad (1)$$

где $j_i = 0.4en_p \sqrt{T_e} / m_i$ (Бомовская плотность тока) – плотность тока ионов, которые ускоряются в слое под действием разности потенциалов плазма – мишень U , e , – заряд электрона, n_p – плотность плазмы, T_e – температура электронов плазмы, m_i , m_e – массы иона и электрона, соответственно, $j_b = en_b \sqrt{2e\Phi} / m_e$ – плотность тока электронов пучка, которые тормозятся электрическим полем в слое, Φ – ускоряющий потенциал электронов пучка, j_e – плотность тока вторичных электронов. При $eU \gg T_e$ электроны плазмы не оказывают влияния на параметры слоя, отражаясь от его анодной границы. Схематическая диаграмма распределения потенциала в пограничном слое вблизи электрода, где присутствует ограничение эмиссионного тока, приведена на Рис.1.

Проводя преобразования и вычисления, аналогичные применённым в модели Ленгмюра, приходим к выражению для электрического поля на электроде:

$$E(0) = \frac{4}{3} \sqrt{f\left(\frac{\Phi}{U}, \beta, \alpha\right)} \cdot \sqrt{\beta - \alpha - \left(\sqrt{\frac{\Phi}{U}} - \sqrt{\frac{\Phi}{U} - 1}\right)} \cdot \frac{U}{d} \quad (2)$$

где $\beta = (j_i / j_b) \sqrt{m_i} / m_e$, $\alpha = j_e / j_b$, d – ширина слоя.

Если слой находится в условиях свободного режима работы (т.е. $j_e < j_{em}$, где j_{em} – плотность тока, определяемая эмиссионной способностью электрода под действи-

ем электронов пучка и ионов плазмы), то электрическое поле на эмитирующей электроде и границе слой – плазма равно нулю: $E(0) = E(d) = 0$, или

$$\beta - \alpha - \left(\sqrt{\frac{\Phi}{U}} - \sqrt{\frac{\Phi}{U} - 1} \right) = 0 \quad (3)$$

В случае $\Phi \gg U$ в нулевом приближении модель адекватна модели двойного электрического слоя объёмного заряда у накаливаемого катода, рассмотренной Ленгмюром. В первом приближении получаем условие для α в виде:

$$\alpha = 0.4 \frac{n_p}{n_b} \sqrt{\frac{T_e}{2e\Phi}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U}{\Phi}} \quad (4)$$

Видно, что в случае транспортировки компенсированного электронного пучка ($n_p \approx n_b$) $\alpha \leq 0$ (т.е. $j_e = 0$), следовательно, вторичная электронная эмиссия с электрода отсутствует. С ростом плотности плазмы, когда $n_p > n_b$, условие для α остаётся прежним, но для осуществления свободного режима работы слоя накладывается дополнительное условие $\alpha < \sigma$, где σ – эффективный коэффициент вторичной эмиссии. При определяющей роли электрон-электронной вторичной эмиссии можно считать, что σ совпадает с коэффициентом электрон-электронной эмиссии.

При дальнейшем повышении плотности плазмы, когда $n_p \gg n_b$, происходит переход в вынужденный режим работы слоя с полем на электроде отличным от нуля: $E(0) \neq 0$. При этом ограничение эмиссии электронов с электрода отсутствует.

Таким образом, при небольших концентрациях плазмы, когда $n_p \geq n_b$, имеет место ограничение эмиссии электронов с электрода вследствие формирования двойного слоя, аналогичного двойному слою Ленгмюра. Вблизи границы слой – плазма концентрация ионов превосходит плотность электронов, а у эмитирующей поверхности электрода создаётся объёмный заряд электронов. Необходимо отметить, что аналогично слою Ленгмюра, с учётом конечных скоростей эмиссионных электронов, у поверхности мишени формируется электрический потенциальный барьер величиной порядка средней энергии вторичных электронов, который и ограничивает эмиссионный поток в плазму. Кроме того, из условий (2) и (3) следует, что ток электрода $j = j_b - j_e - j_i$ с ростом эмиссионной способности, например вследствие изменения температуры поверхности электрода или изменения энергии пучка, не изменяется.

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой представлена на Рис.2. Устройство представляет собой вакуумную камеру (1), длиной 170 см и диаметром 12 см, в которую вдоль оси инжектируется создаваемый источником (2) (электронной пушкой) электронный пучок с параметрами: диаметр пучка 1,5 см, энергия электронов пучка $e\Phi \approx 100 - 600$ эВ, ток пучка $I_b \approx 5 - 20$ мА при давлении рабочего газа (аргон, воздух) $p = (6 - 50) \cdot 10^{-6}$ Торр. Вакуумная камера помещалась в продольное постоянное магнитное поле, напряжённостью 10^6 А/м, создаваемое параллельно соединёнными соленоидами (3). Продольная неоднородность магнитного поля на оси системы составляла 5%.

Электронный пучок распространялся вдоль магнитного поля, создавал плазму и бомбардировал танталовую мишень (4) на которую подавался отрицательный потенциал относительно плазмы $U = (0-60)$ В.

Для измерения разрядных токов и напряжений использовались стандартные электротехнические методы измерений. Для измерения параметров плазмы и пучка, а также их пространственного распределения, внутрь вакуумной камеры вводились подвижные электрические одиночные и двойные зонды [15].

В зависимости от давления рабочего газа в объёме и смещения потенциала мишени относительно плазмы имели место два режима работы пучково-плазменной системы.

При давлении $p \leq 3 \cdot 10^{-5}$ Торр и смещении потенциала электрода-мишени относительно плазмы $U \geq -40$ В система работает в режиме транспортировки компенсированного электронного пучка ($n_p \approx n_b \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 3$ эВ, где n_p – концентрация частиц плазмы, n_b – концентрация электронов в первичном пучке, T_e – температура электронов плазмы).

При давлении $p \geq 3 \cdot 10^{-5}$ Торр система работает в режиме пучково-плазменного разряда ($n_p \gg n_b$, $n_b \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $n_p \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 7$ эВ). Следует отметить, что при $p < 3 \cdot 10^{-5}$ Торр, но при $U \leq -(40 - 50)$ В наблюдается увеличение плотности плазмы, по-видимому, за счёт ионизации вторичными электронами, и система выходит из описываемых режимов ($n_p \gg n_b$, $n_b \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $n_p \approx 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 5$ эВ).

Возникновение вторично-эмиссионного двойного слоя у электрода-мишени фиксировалось по запираению пробного потока термоэлектронов, инжектируемого со стороны электрода-мишени. Зондирующий поток термоэлектронов создавался танталовым термоэлементом косвенного накала (5) (плоским термозондом диаметром 5 мм), расположенным в центре электрода-мишени (10 см в диаметре) и находящимся под тем же потенциалом. В экспериментах термоэлемент использовался как в “горячем” состоянии, когда он нагревался до температуры, при которой ток насыщения термоэлектронов составлял 1 мА, так и в “холодном” состоянии, когда термоэлемент не нагревался. Термоэлектроны не проникают через потенциальный электрический барьер, создаваемый объёмным зарядом вторичных электронов, так как средняя энергия термоэлектронов существенно меньше средней энергии вторично-эмиссионных электронов [16]. Исчезновение двойного слоя фиксировалось по появлению дополнительного тока термоэлектронов с термозонда.

На Рис.3. (кривые I, II) изображены типичные зависимости тока на термозонд от давления рабочего газа при малой разности потенциалов плазма-зонд $U \geq -50$ В. В области давлений $p = (6 - 20) \cdot 10^{-6}$ Торр ток на зонд не зависит от давления и эмиссионной способности зонда, так как величины токов на зонд в холодном и горячем состояниях совпадают. В этом диапазоне давлений плотность плазмы практически совпадает с плотностью пучка $n_p \approx n_b$.

С увеличением плотности плазмы при давлениях $p = (2 - 4) \cdot 10^{-5}$ Торр ($n_b \leq n_p \approx 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$) наблюдается уменьшение тока на зонд. При этом ток “горячего” зонда меньше тока “холодного” зонда, однако это отличие по величине существенно меньше тока насыщения термоэлектронной эмиссии “горячего” зонда.

При дальнейшем увеличении давления ($p > 4 \cdot 10^{-5}$ Торр) и плотности плазмы ($n_p \approx 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$) ток “холодного” зонда изменяется слабо, практически достигая насыщения, а ток “горячего” зонда резко уменьшается. В этом режиме существенный вклад в общий ток зонда вносит термоэмиссия электронов с зонда, а различие величин токов “горячего” и “холодного” зонда сравнимо с величиной тока насыщения термоэмиссии.

При большом значении разности потенциалов зонд-плазма ($U < -50$ В) во всём исследуемом диапазоне давлений плазменно-пучковая система переходит в режим с повышенной плотностью плазмы за счёт ионизации вторичными электронами и отражёнными электронами пучка. При этом ток “холодного” зонда не зависит от давления (Рис.3, кривая IV), а разница токов “холодного” и “горячего” зонда по величине близка к величине тока насыщения термоэмиссии.

Таким образом, токовые характеристики зонда с изменяющейся эмиссионной способностью показывают, что существует диапазон параметров пучково-плазменной системы, например $U > -50$ В и $p < 4 \cdot 10^{-5}$ Торр, в котором сильное изменение эмиссионной способности не вызывает существенного изменения тока зонда в исследуемом диапазоне энергии электронного пучка $\Phi = 200 - 600$ эВ.

На Рис.4 приведены зависимость тока на “холодный” зонд от энергии электронного пучка при различных смещениях потенциала зонд – плазма и зависимость коэффициента элек-

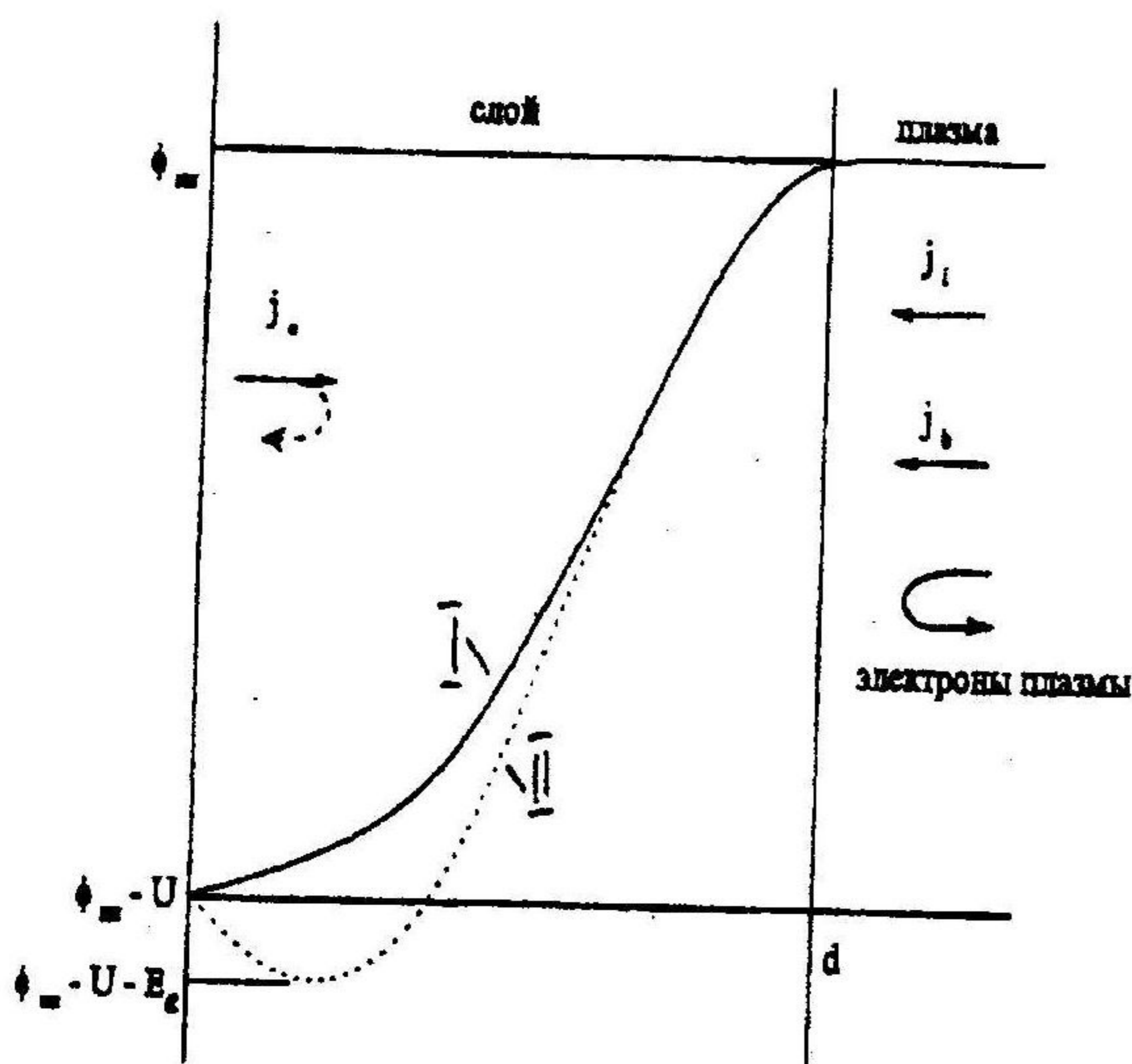


Рис.1. Схематическая диаграмма распределения потенциала в пограничном слое вблизи электрода, где присутствует ограничение эмиссионного тока.

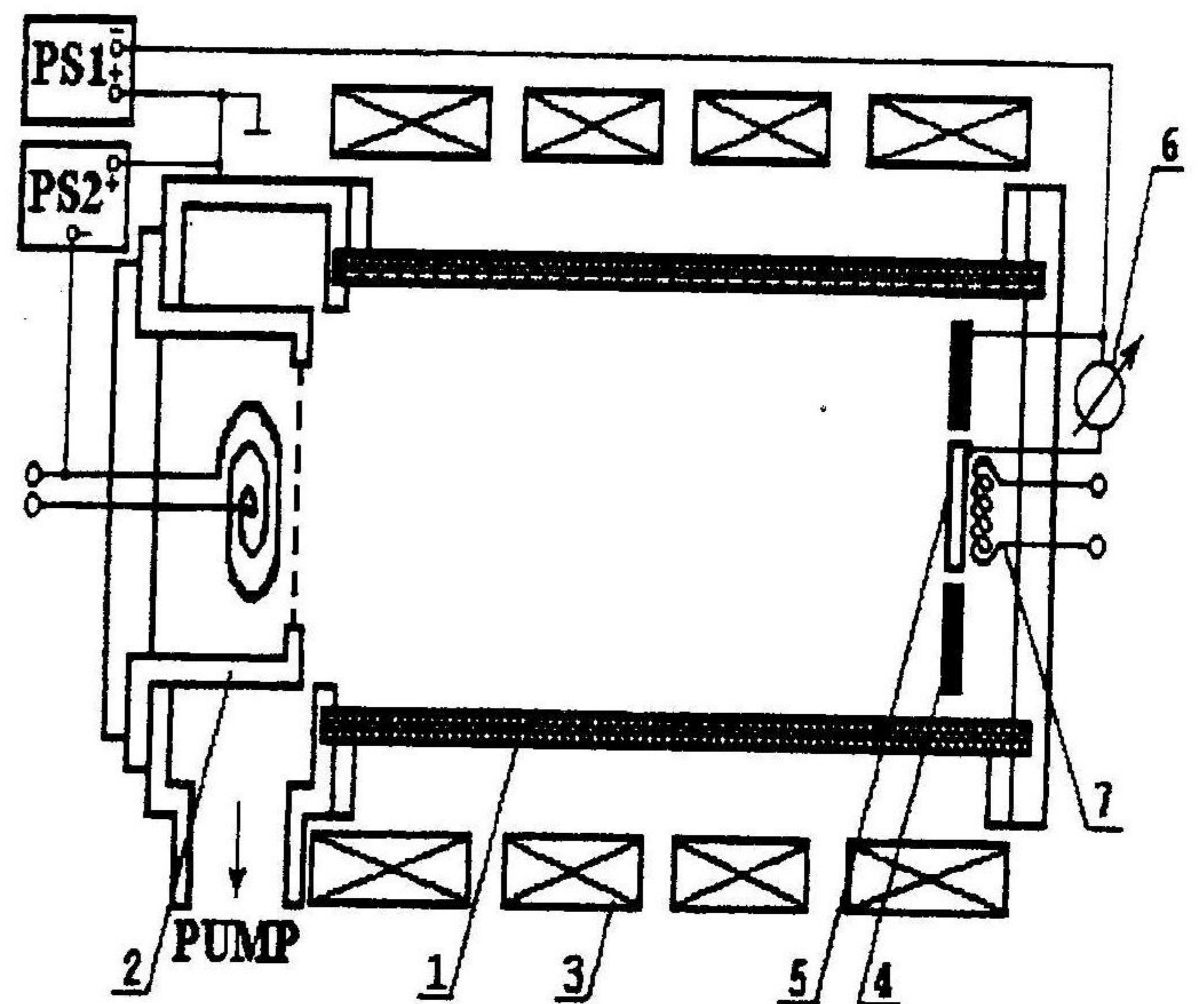


Рис.2. Схема экспериментальной установки. 1 – вакуумная камера; 2 – источник электронов; 3 – катушки магнитного поля; 4 – электрод-мишень; 5 – танталовый плоский термозонд; 6 – прибор для измерения тока термозонда; 7 – накал термозонда; PS1 – источник питания, задающий величину смещения потенциала между плазмой и термозондом; PS2 – источник питания, задающий ускоряющий потенциал пучка электронов.

трон-электронной эмиссии от энергии бомбардирующих электронов [13]. При малых смещениях потенциала зонд – плазма $U \geq -50$ В в режиме транспортировки компенсированного электронного пучка ($n_p \approx n_b$) ток на зонд практически не зависит от энергии пучка. Изменение величины тока на “холодный” зонд при увеличении смещения потенциала зонд – плазма в диапазоне $U = 20 - 50$ В связано с ростом концентрации плазмы и, как следствие, увеличением ионного тока на зонд. Поведение токовых характеристик “холодного” и “горячего” зонда в этом диапазоне параметров совпадают.

При больших смещениях потенциала зонд – плазма $U < -50$ В пучково-плазменная система пороговым образом переходит в режим с повышенной концентрацией плазмы ($n_b \ll n_p$), так как включается механизм ионизации вторичными электронами или отражёнными электронами пучка. При этом зависимость тока на зонд от энергии электронного пучка имеет немонотонный характер (Рис.4, кривая IV) и коррелирует с изменением коэффициента электрон-электронной эмиссии с точностью до величины смещения потенциала зонд – плазма.

Увеличение эмиссионной способности зонда в “горячем” состоянии не приводит к изменению характера зависимости тока зонда от энергии пучка электронов, а изменяет значения тока зонда на величину тока насыщения термоэмиссии.

На Рис.5 приведены зависимости тока “холодного” зонда от энергии пучка электронов при различных давлениях и малых смещениях потенциала зонд – плазма ($U = -40$ В). Видно, что при малых давлениях в режиме транспортировки компенсированного пучка ($n_p \approx n_b$) ток “холодного” зонда не зависит от энергии электронного пучка и слабо зависит от давления. В данном диапазоне параметров токи “холодного” и “горячего” зонда совпадают. С ростом давления, при переходе системы в режим пучково-плазменного разряда ($n_b \ll n_p$) характер зависимости тока “холодного” зонда от энергии электронного пучка соответствует зависимости коэффициента электрон-электронной эмиссии с точностью до разности потенциалов зонд

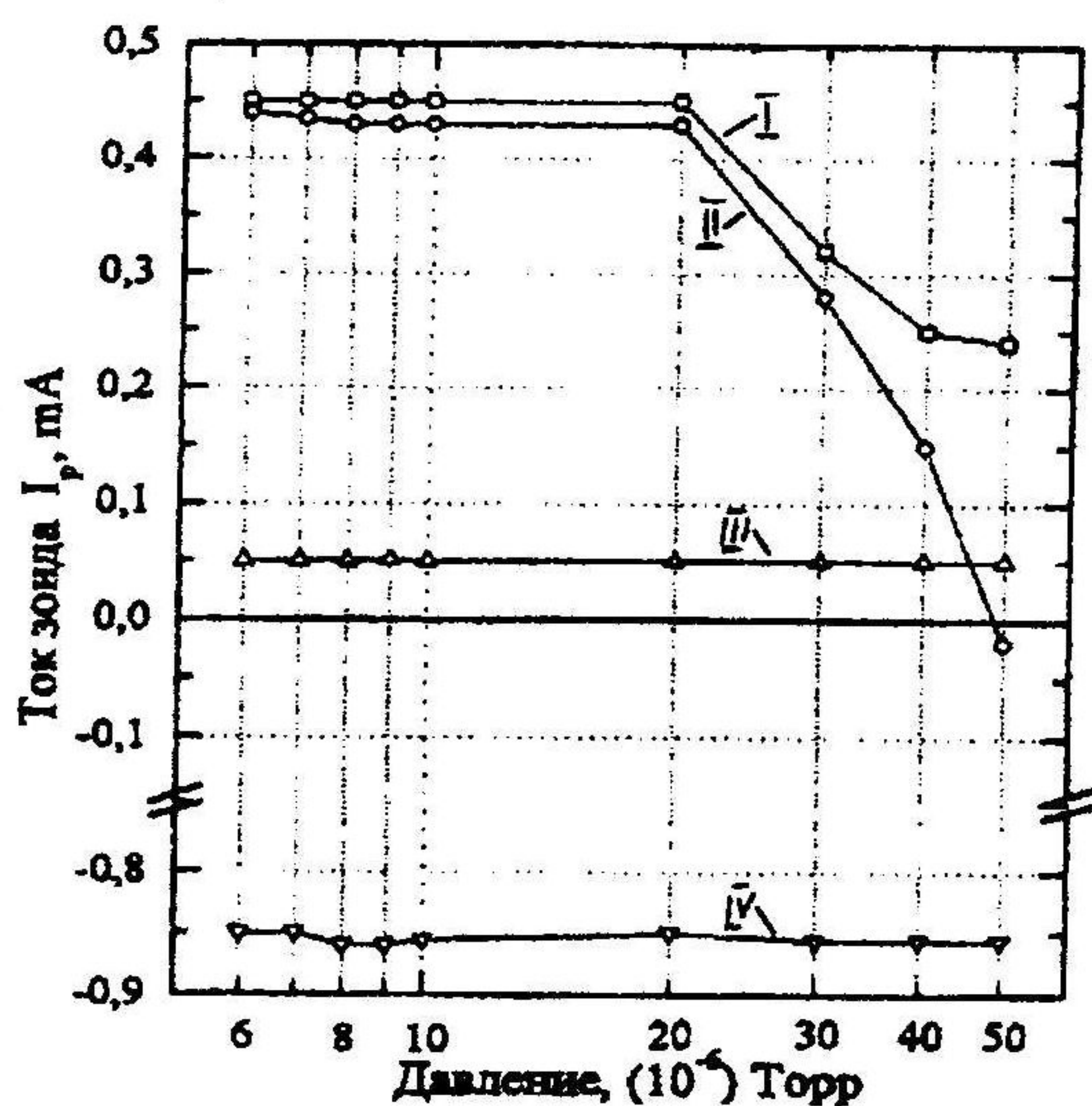


Рис.3. Зависимость тока зонда в "холодном" (I) и "горячем" (II) состояниях от давления рабочего газа при $U = -20$; зависимость тока зонда в "холодном" (III) и "горячем" (IV) состояниях от давления рабочего газа при $U = -60$ В ($\Phi = 400$ В).

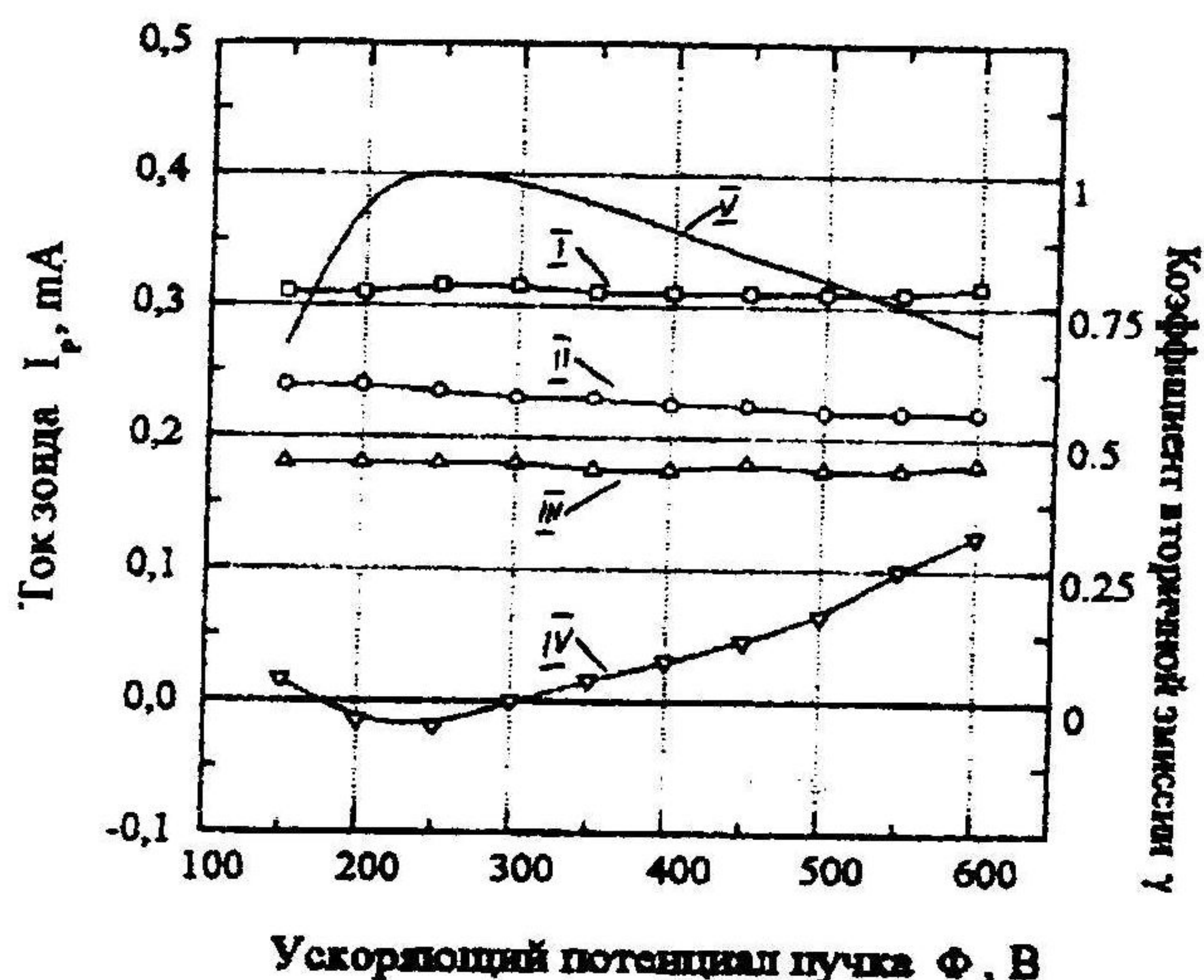


Рис.4. Зависимость тока зонда в "холодном" состоянии от энергии электронов пучка при давлении рабочего газа $p = 8 \cdot 10^{-6}$ Торр при разности потенциалов зонд-плазма I - $U = -20$ В, II - $U = -30$ В, III - $U = -40$ В, IV - $U = -60$ В; V - зависимость коэффициента вторичной эмиссии материала электрода-мишени от энергии электронов пучка.

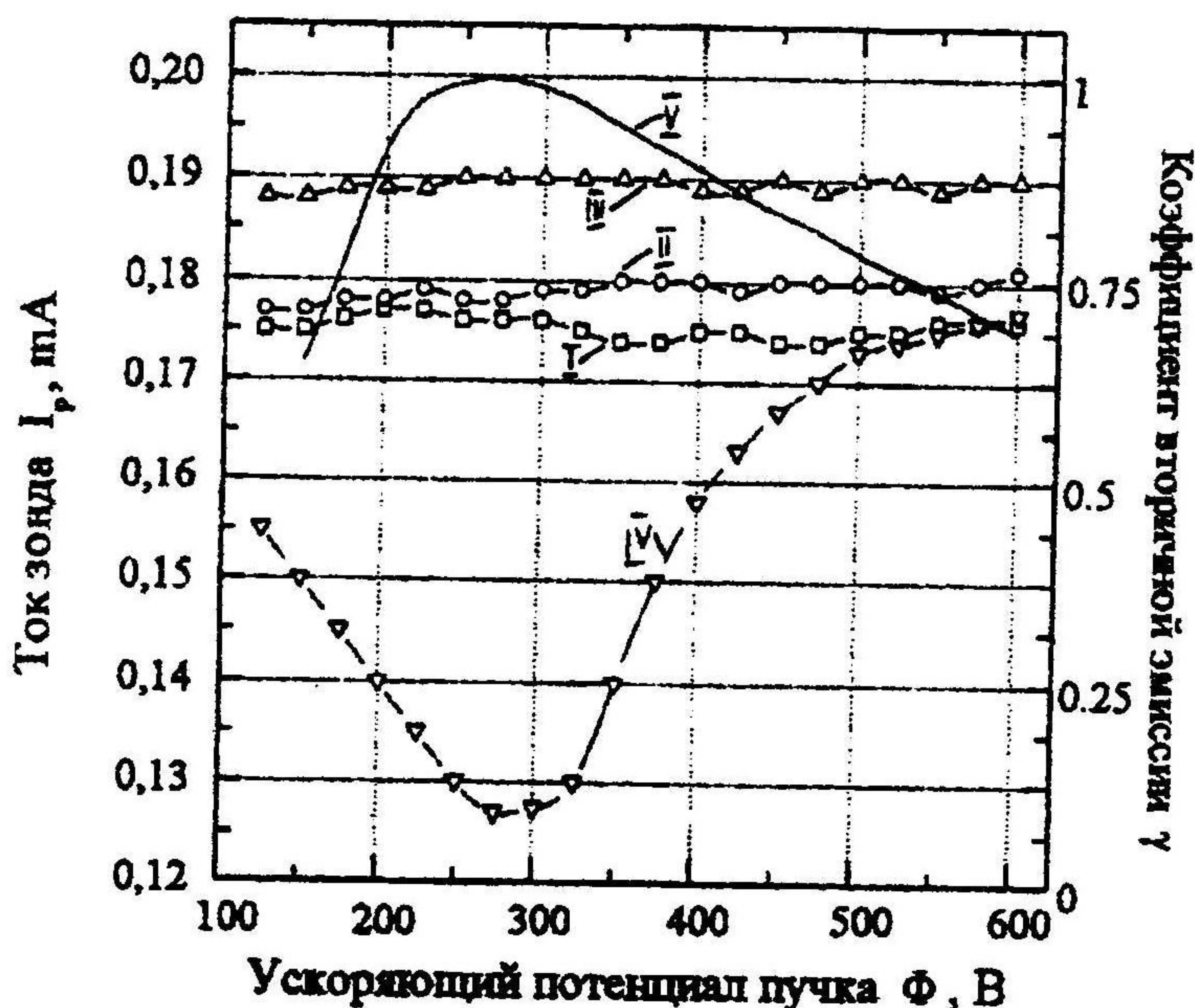


Рис.5. Зависимость тока зонда в "холодном" состоянии от энергии электронов пучка при разности потенциалов зонд-плазма $U = -40$ В и давлениях рабочего газа I - $p = 6 \cdot 10^{-6}$, Торр II - $p = 8 \cdot 10^{-6}$, Торр III - $p = 1 \cdot 10^{-5}$, Торр IV - $p = 2 \cdot 10^{-5}$, Торр V - зависимость коэффициента вторичной эмиссии материала электрода-мишени от энергии электронов пучка.

- плазма. Токовые характеристики "горячего" зонда по форме совпадают с характеристиками "холодного" зонда, отличаясь на величину тока насыщения термоэмиссии.

Таким образом, при изменении параметров пучково-плазменной системы приводящем к увеличению плотности плазмы наблюдается переход зонда от режима с ограничением эмиссионного тока к режиму с полной эмиссией (включая и термоэлектронную эмиссию).

Из экспериментальных и теоретических результатов можно сделать вывод, что в пучково-плазменной системе у поверхности электрода возможно формирование переходного слоя падения потенциала. Этот слой является двойным электрическим слоем: у поверхности электрода концентрация электронов превосходит концентрацию положитель-

ных ионов за счёт вторичной эмиссии под действием бомбардировки поверхности электрода потоками заряженных частиц, а у границы слой – плазма концентрация ионов превосходит концентрацию электронов. У поверхности электрода формируется электрический потенциальный барьер величиной порядка средней энергии вторичных электронов, который ограничивает эмиссионный поток в плазму. Образование приэлектродного вторично-эмиссионного двойного слоя происходит в режиме транспортировки компенсированного электронного пучка при небольших концентрациях плазмы ($n_p \geq n_b$). А в режимах с повышенной концентрацией плазмы ($n_p \gg n_b$), либо за счёт пучково-плазменного разряда, либо за счёт ионизации вторичными электронами или отражёнными электронами пучка, ограничение эмиссии с электрода отсутствует, поскольку двойной электрический слой исчезает и превращается в ионный слой объёмного заряда.

Получено условие образования приэлектродного вторично-эмиссионного двойного слоя при помощи модели Ленгмюра с учётом электронного пучка. Показано, что образование такого слоя приводит к ограничению эмиссии с электрода на значительно более низком уровне, чем в случае, рассмотренном Ленгмюром.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф. Укр. Физ. Журн., т.33, 5, 730 (1988).
- [2] Langmuir I. "The interaction of electron and positive ion space charge of cathode sheath". Phys. Rev., 33, 954 (1929).
- [3] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. "Эмиссионная электроника". М: – Наука, глава II, IV (1966).
- [4] Dennis W. Hess in "VLSI Electronics Microstructure Science. V.8. Plasma Processing for VLSI", edited by N.G.Einspruch and D.M.Brown, Academic press, inc., 59, (1984).
- [5] Данилин Б.С., Киреев В.Ю., "Использование низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов". М: – Атомиздат, 145, (1987).
- [6] В.Н.Wolf. "High current metal ion production". Rev.Sci.Instrum.,65(4),1248, (April 1994).
- [7] Аскарьян Г.А., Батанов Г.М. и др. Письма в ЖЭТФ, т.29, 706, (1979).
- [8]. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К. и др. Физика плазмы, т.9, 604, (1983).
- [9] Жаров А.А., Фрайман Г.М. "О структуре двойного слоя в плазме вблизи эмиттирующего электрода". Физика плазмы, т.13, 5, 358, (1987).
- [10] Бугаев С.П., Литвинов Е.А. и др. Успехи физ. наук, т,115, 101, (1975).
- [11] Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Концевой Л.М. "Исследование динамики формирования электронных пучков в прямом разряде". ЖЭТФ, т.67, 3(9), 979, (1974).
- [12] Такеда Я., Ямаджива К. "Наблюдение пространственной эволюции потенциального горба в сильный двойной слой в высоковольтном прямом плазменном разряде". Phys. Rev. Lett., 55, 7, 711, (1985).
- [13] Бронштейн М. "Вторичная электронная эмиссия". М: – Атомиздат, гл.III, (1969).
- [14] Фоменко В.С., Подчерняева И.А. "Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов". М: – Атомиздат, гл.III, (1975).
- [15] F.F.Chen in "Plasma diagnostic techniques", edited by R.H.Huddleston and S.L.Leonard, Academic press, New-York – London, chapter 4, (1965).
- [16] И. Мак-Даниель. "Процессы столкновений в ионизованных газах". М: – Мир, (1967).