

УДК 533. 915

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЕВОЙ СТРУКТУРЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА  
ПОСТОЯННОГО ТОКА В АЗОТЕ МЕТОДОМ ЛЕНГМЮРОВСКОГО ЗОНДА****В.А. Лисовский<sup>1,2</sup>, В.А. Коваль<sup>1</sup>, Е.А. Кравченко<sup>1</sup>**<sup>1</sup> Харьковский национальный университет  
61022, Харьков, пл. Свободы 4, Украина<sup>2</sup> Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины  
Харьков, 61022, пл. Свободы, 6, Украинаe-mail: [lisovskiy@yahoo.com](mailto:lisovskiy@yahoo.com)

Received 14 February 2012, accepted 18 May 2012

В данной работе методом ленгмюровского зонда исследованы осевые профили температуры электронов, потенциала, напряженности электрического поля и плотности плазмы тлеющего разряда постоянного тока в азоте при различных давлениях газа. Показано, что в отрицательном свечении напряженность электрического поля мала, а осевые профили плотности плазмы и температуры электронов имеют максимумы. Вблизи границы отрицательного свечения и темного фарадеевского пространства перечисленные выше профили достигают минимумов. В положительном столбе при низких давлениях газа наблюдаются страты, в то время как при более высоких давлениях газа (выше 0,5 Торр) он становится однородным. Обнаружено, что осевой профиль плотности плазмы в темном фарадеевом пространстве достигает максимума, который может превышать среднюю плотность плазмы в положительном столбе. Причиной повышенной ионизации в темном фарадеевом пространстве, по-видимому, является ступенчатая ионизация метастабильных молекул азота электронами, набравшими достаточную энергию в усиливающемся электрическом поле. Целесообразно относить темное фарадеево пространство не к катодным частям тлеющего разряда, а называть начальной (предварительной) фазой положительного столба.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** тлеющий разряд, ленгмюровский зонд, темное фарадеево пространство, положительный столб, азот.

**INVESTIGATION OF AXIAL STRUCTURE OF DC GLOW DISCHARGE  
IN NITROGEN BY LANGMUIR PROBE METHOD****V.A. Lisovskiy<sup>1,2</sup>, V.A. Koval<sup>1</sup>, E.A. Kravchenko<sup>1</sup>**<sup>1</sup> Kharkov National University  
61022, Kharkov, Svobody sq. 4, Ukraine<sup>2</sup> Scientific Center of Physical Technologies  
Kharkiv, 61022, Svoboda Sq., 6, Ukraine

This work studies with a Langmuir probe axial profiles of such plasma parameters as electron temperature, plasma potential and concentration of the direct current glow discharge in nitrogen for various gas pressure values. The electric field strength is shown to be small in the negative glow whereas axial profiles of plasma concentration and electron temperature possess maxima. These parameters approach their minima near the interface separating the negative glow and the dark Faraday space. The strata are observed in the positive column at low gas pressure whereas at higher pressure (above 0.5 Torr) the column becomes uniform. The axial profile of plasma concentration in the dark Faraday space is found to attain a maximum that may exceed the average plasma concentration in the positive column. Increased ionization in the dark Faraday space may be caused by a step-like ionization of metastable nitrogen molecules by electrons having acquired the sufficient energy in the increasing electric field. It is expedient not to relate the dark Faraday space to cathode parts of the glow discharge but regard this space as a starting (preliminary) form of the positive column.

**KEY WORDS:** glow discharge, Langmuir probe, dark Faraday space, positive column, nitrogen.

**ДОСЛІДЖЕННЯ ОСЬОВОЇ СТРУКТУРИ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ  
В АЗОТІ МЕТОДОМ ЛЕНГМЮРІВСЬКОГО ЗОНДА****В.О. Лісовський<sup>1,2</sup>, В.О. Коваль<sup>1</sup>, К.О. Кравченко<sup>1</sup>**<sup>1</sup> Харківський національний університет,  
61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна<sup>2</sup> Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України  
Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна

У цій роботі методом ленгмюрівського зонда досліджено осеві профілі температури електронів, потенціалу, напруженості електричного поля і густини плазми тліючого розряду постійного струму в азоті при різних тисках газу. Показано, що в негативному світінні напруженість електричного поля мала, а осеві профілі густини плазми і температури електронів мають максимуми. Поблизу межі негативного світіння і темного фарадеевського простору перелічені вище профілі досягають мінімумів. У позитивному стовпі за низького тиску газу спостерігаються страти, в той час як при більш високому тиску газу (вище 0,5 Торр) він стає однорідним. Отримано, що осевий профіль густини плазми в темному фарадеевому просторі досягає максимуму, який може перевищувати середню густину плазми в позитивному стовпі. Причиною підвищеної іонізації в темному фарадеевому просторі, мабуть, є ступінчаста іонізація метастабільних молекул азоту електронами, які набрали достатню енергію в електричному полі, що підсилюється. Доцільно віднести темний фарадеевий простір не до катодних частин тліючого розряду, а називати початковою (попередньою) формою позитивного стовпа.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** тліючий розряд, ленгмюрівський зонд, темний фарадеев простір, позитивний стовп, азот.

В последнее время тлеющий разряд стал все более широко использоваться в различных технологических процессах, в частности, в области лазерной техники, для модификации поверхности различных промышленных изделий [1-4]. Широкое распространение всевозможных технологических применений тлеющего разряда вновь возродило интерес к нему. В результате в последнее время было опубликовано большое число работ, посвященных изучению тлеющего разряда постоянного тока [1-14].

Схема слоистого тлеющего разряда, а также осевые распределения интенсивности разрядного свечения, электрического поля, потенциала, положительного и отрицательного пространственных зарядов, плотностей токов ионов и электронов приведены на рис. 1. Этот рисунок с незначительными вариациями повторяется в хорошо известных книгах по физике газового разряда [1,5-12]. По-видимому, оригинальным источником этого рисунка является книга Лёба [13], опубликованная в 1939 году. Такая картина осевого распределения параметров плазмы в тлеющем разряде в настоящее время является общепринятой. В более ранней книге Таунсенда [14] приведены только качественные осевые распределения напряженности электрического поля в тлеющем разряде. Считается, что в темном фарадеевом пространстве не может быть ни ионизации, ни процессов возбуждения молекул газа электронным ударом. Плотность плазмы имеет максимум в отрицательном свечении вблизи границы катодного слоя, затем при удалении от катода медленно уменьшается и достигает постоянного значения, соответствующего однородному положительному столбу. Ток в отрицательном свечении переносится диффузионным потоком, который в темном фарадеевом пространстве и положительном столбе сменяется дрейфовым потоком благодаря увеличению в этой области напряженности электрического поля.

Поскольку эта общепринятая картина основывается на старых экспериментальных результатах, полученных для загрязненных парами ртути газах, то имеется необходимость в более подробных исследованиях параметров плазмы. Таким образом, осевая структура разряда нуждается в уточнении.

Рассмотрим кратко некоторые работы, посвященные осевой структуре как всего тлеющего разряда, так и процессам в отдельных его частях. В [15,16] разработаны численные модели продольной структуры тлеющего разряда в гелии. Авторы получили осевые профили напряженности электрического поля, потенциала, концентрации электронов и ионов, а также средней энергии электронов.

Авторы [17] с помощью термосенсора показали, что сильный нагрев газа происходит вблизи катода, в темном фарадеевом пространстве осевой профиль температуры газа имеет минимум, но затем в положительном столбе достигает максимума. Обзор результатов работ, посвященных численному моделированию тлеющего разряда постоянного тока, приведен в работе [18]. Были рассмотрены основные математические и физические модели, которые используются для описания разрядов низкого давления.

Осевые профили плотности и температуры электронов в отрицательном свечении в гелии в узком зазоре между электродами были измерены в работе [19] с помощью ленгмюровского зонда. Полученные профили плотности имеют максимумы, а профили температуры – минимумы. В работе [20] показано, что средняя энергия электронов практически не изменяется вдоль всего отрицательного свечения аномального разряда в инертных газах, за исключением небольшого участка вблизи его начала. Автор работы [21] разработал кинетическую теорию отрицательного свечения. Полученные осевые профили температуры горячих электронов хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Функции распределения электронов по энергии в отрицательном свечении в гелии и аргоне были измерены в [22]. Авторы аналитической модели [23] получили, что в отрицательном свечении может наблюдаться область с отрицательным полем, положение которой зависит

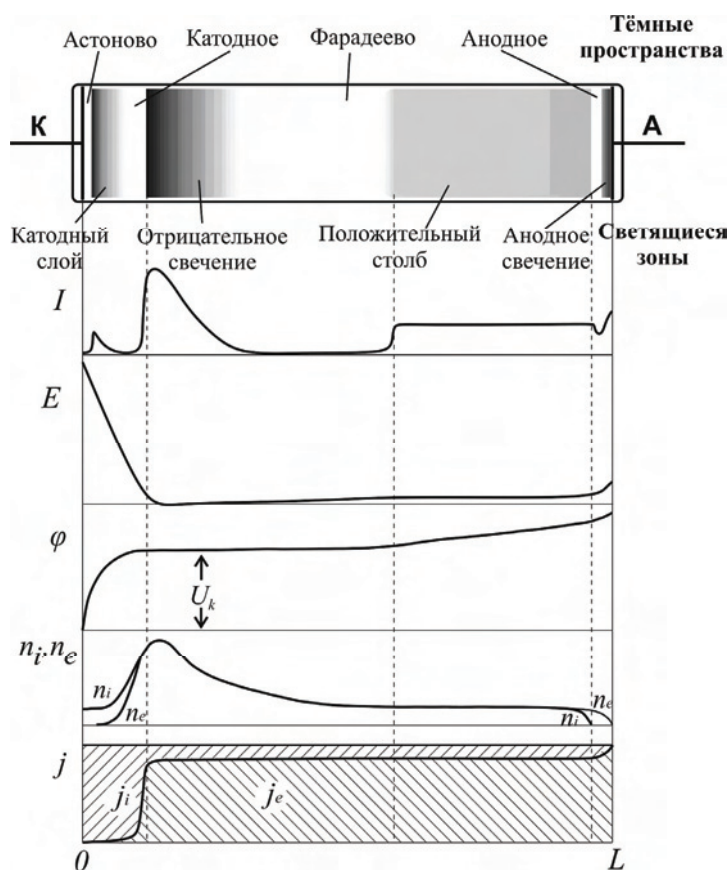


Рис.1. Распределение по длине разряда интенсивности свечения  $I$ , потенциала  $\phi$ , напряженности поля  $E$ , плотностей зарядов и токов положительных ионов и электронов  $n_i$  и  $n_e, j_i$  и  $j_e$ .

от длины энергетической релаксации быстрых электронов, пришедших из катодного слоя, толщины слоя и расстояния между электродами. Показано, что значительная часть ионов, созданных в отрицательном свечении, может уходить в катодный слой.

Авторы работ [24,25] показали, что отрицательное свечение излучает свет из-за столкновений быстрых электронов с атомами газа, в то время как в темном фарадеевом пространстве важную роль играют столкновения второго рода между нормальными и метастабильными атомами. При этом метастабильные атомы возникают при поглощении резонансного излучения, приходящего из отрицательного свечения. В работе [26] представлена аналитическая диффузионная модель, описывающая распределение плотности заряженных частиц в темном фарадеевом пространстве, и получены формулы, описывающие зависимость длины темного фарадеевого пространства от разрядного тока и давления газа. Автор [27] решил уравнения непрерывности для заряженных частиц в темном фарадеевом пространстве и описал переходы в механизмах переноса тока при увеличении расстояния между электродами. В работе [28] были измерены радиальные и осевые профили плотности плазмы и температуры электронов в отрицательном свечении и темном фарадеевом пространстве в слабо аномальном режиме в неоне.

Автор [29] представил аналитическую теорию, с помощью которой показал, что в темном фарадеевом пространстве при средних давлениях инертных газов средняя энергия электронов изменяется вдоль темного фарадеевого пространства под действием упругих столкновений и ударов второго рода с возбужденными атомами. В гелии во всем темном фарадеевом пространстве происходит существенный нагрев электронов, без которого оно не могло бы существовать. С помощью модели Hg-Ar тлеющего разряда [30] были получены осевые профили плотности плазмы и потенциала в отрицательном свечении и темном фарадеевом пространстве.

В работе [31] экспериментально было показано, что в нормальном тлеющем разряде увеличение длины темного фарадеевого пространства приводит к расширению области пониженной напряженности электрического поля. Этот эффект приводит к существованию стационарного разряда с отрицательной вольт-амперной характеристикой, при этом потери заряженных частиц из плазменной области вызваны амбиполярной диффузией. Осевое распределение параметров плазмы в темном фарадеевом пространстве было измерено авторами работы [32]. Получено, что осевое электрическое поле и температура электронов при удалении от катода увеличиваются, а плотность электронов уменьшается. Поток электронов в темном фарадеевом пространстве состоит из дрейфового потока, диффузионного и термодиффузионного потоков.

В книге Грановского [9] приведены результаты экспериментального исследования влияния СВЧ излучения на различные части тлеющего разряда. В отрицательном свечении и темном фарадеевом пространстве энергия электронов и напряженность электрического поля малы. Поэтому они являются наиболее чувствительными к внешним воздействиям на тлеющий разряд. При облучении различных частей тлеющего разряда СВЧ волнами наибольшее изменение разрядного тока наблюдается для фарадеевого темного пространства и близкой к нему части отрицательного свечения. СВЧ колебания вызывают возрастание интенсивности свечения из-за повышения вероятности возбуждения атомов электронным ударом, а также увеличение концентрации электронов благодаря усилению ионизации молекул газа.

Целью данной работы было экспериментально исследовать тлеющий разряд в азоте между плоскими параллельными электродами и методом одиночного лэнгмюровского зонда определить осевые профили температуры электронов, потенциала и плотности плазмы для давлений газа в диапазоне  $p = 0,05 - 0,5$  Торр.

### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения характеристик тлеющего разряда постоянного тока низкого давления использовался экспериментальный комплекс, блок-схема которого показана на рис. 2.

Вакуумная камера представляет собой отрезок цилиндрической трубы из стекла с внутренним диаметром 56 мм, вакуумно-уплотненный с торцов фланцами. Эксперименты проводились с внутренними плоскими электродами, изготовленными из нержавеющей стали. Внешний диаметр электродов равен 55 мм, т.е. немного меньше внутреннего диаметра разрядной трубки. Расстояние между катодом и анодом было равно  $L = 245$  мм.

Исследования проводились в азоте в диапазоне давлений  $p = 0,05 - 0,5$  Торр. Камера откачивалась форвакуумным насосом до предельного вакуума ( $1 \cdot 10^{-3}$  Торр). Рабочий газ напускался при помощи системы напуска СНА-1, давление газа контролировалось вакуумным теплоэлектрическим

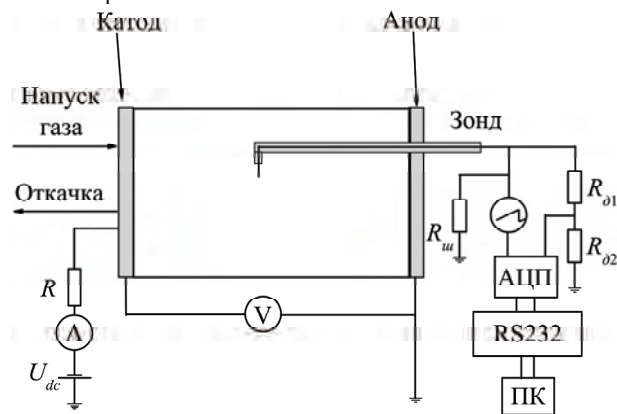


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки для исследования тлеющего разряда постоянного тока.

реле РВТ-2М. Погрешность измерения давления составляла 10 – 15 %. Давление газа в камере устанавливалось путем изменения сечения вакуумпровода регулируемым вакуумным клапаном, что обеспечивало постоянство скорости потока газа в камере при различных давлениях.

При исследовании тлеющего разряда постоянного тока на катод подавалось постоянное напряжение  $U_{dc} \leq 2000$  В. В разрядную цепь между катодом и источником постоянного напряжения последовательно подключался резистор сопротивлением 75 кОм.

Перед выполнением измерений проводили очистку поверхности катода, зажигая тлеющий разряд в азоте при давлении  $p \approx 0,1$  Торр и разрядном токе  $I_{dc} = 5$  мА в течение 10 мин. При этих условиях поток ионов на катод достаточно велик для удаления монослоев газов, оставшихся на поверхности катода после проведения механической шлифовки и полировки, но разрядный ток еще недостаточен для появления катодных пятен, приводящих к эрозии поверхности катода. Какие-либо внешние источники ионизации не использовались, исследовалось исключительно зажигание самостоятельного тлеющего разряда постоянного тока.

Осевые профили параметров плазмы измерялись с помощью одиночного цилиндрического ленгмюровского зонда, длина которого была равна 1,5 мм, а диаметр 0,18 мм. Зонд был изготовлен из нихрома. На зонд подавалось пилообразное напряжение с помощью генератора, при этом амплитуда этого напряжения примерно была равна 300 В. Это напряжение понижалось с помощью резистивного делителя (содержащего резисторы  $R_{o1}$  и  $R_{o2}$ ) и подавалось на 24-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Измеряемый зондовый ток шунтировался (резистор  $R_{ш}$ ) и также подавался на АЦП. Сигнал с АЦП проходил через гальваническую развязку и с помощью интерфейса RS-232 подавался на компьютер для дальнейшей обработки.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### Методика анализа зондовых вольт-амперных характеристик

Температура электронов  $T_e$ , потенциал плазмы  $\phi$  и плотность плазмы  $n_i$  определялись с помощью одиночного цилиндрического ленгмюровского зонда, который мог перемещаться вдоль оси камеры.

На рис. 3 приведен пример полученной нами зондовой вольт-амперной характеристики. Для определения параметров плазмы использовалась следующая методика. Сначала мы находили вторую производную зондового тока по напряжению на зонде и в качестве потенциала плазмы принимали напряжение, при котором вторая производная зондового тока проходит через нуль (см. рис. 4). Ионная ветвь зондовой вольт-амперной характеристики  $I_i$  обычно описывается степенной зависимостью [33]  $I_i = a \cdot (\phi_{pl} - U_{pr})^b$  (рис. 5). Поэтому мы подбирали константы  $a$  и  $b$  для этой аппроксимационной формулы. Затем из измеренного зондового тока  $I_{pr}$  вычитался ионный ток  $I_i$  для определения электронного тока  $I_e$  на зонд  $I_e = I_{pr} - I_i$ . Зависимость натурального логарифма электронного тока  $\ln(I_e)$  от потенциала на зонде  $U_{pr}$  (см. рис. 6) в диапазоне между плавающим и плазменным потенциалами имеет линейный участок (при условии, что холодные электроны имеют максвелловское распределение с температурой  $T_e$ ). Тогда температура электронов определялась из угла наклона этого линейного участка по формуле  $T_e = \Delta U_p / \Delta \ln(I_e)$  [эВ], в которую входит приращение логарифма электронного тока  $\Delta \ln(I_e)$  в диапазоне потенциала на зонде  $\Delta U_p$ , соответствующего данному линейному участку. Определенная из рис. 6 электронная температура равна 1,41 эВ.

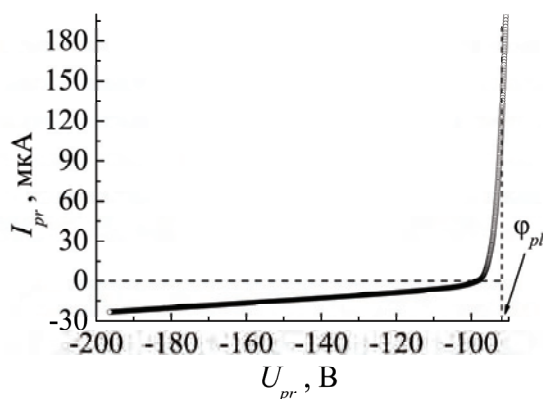


Рис.3. Вольт-амперная характеристика ленгмюровского зонда при давлении азота 0,3 Торр, разрядном токе 30 мА на расстоянии  $L = 205$  мм от анода. Вертикальной пунктирной линией показан потенциал плазмы

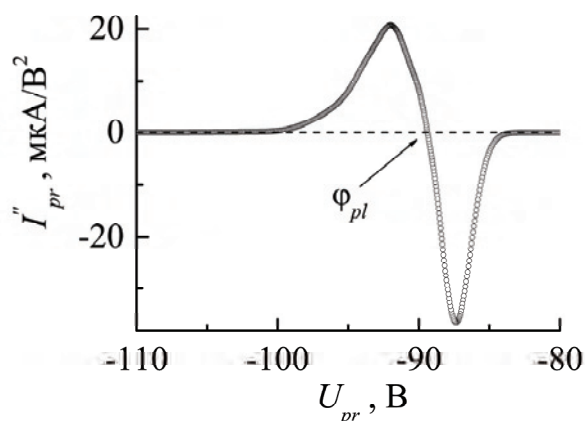


Рис.4. Вторая производная зондового тока по напряжению на зонде при давлении азота 0,3 Торр, разрядном токе 30 мА на расстоянии  $L = 205$  мм от анода.

Плотность плазмы  $n_i$  рассчитывалась из ионной ветви зондового тока  $I_{pr,i}$  и измеренной температуры электронов  $T_e$  по методике, описанной в работах [34, 35]. Для этого использовалась формула

$$I_{pr,i} = I_i^* \cdot I^*, \quad (1)$$

где 
$$I^* = A \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi M_i}} n_i e, \quad (2)$$

$$I_i^* = \gamma_1 \gamma_2 I_L^*,$$

$k$  – константа Больцмана,  $M_i$  – масса иона;  $I_L^*$  – ток Лафрамбуаза,

$$I_L^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\bar{\eta}}, \quad (3)$$

$$\gamma_1 = 1 + \left( \frac{I_A^*}{I_L^*} - 1 \right) \cdot X_i \quad X_i < 1, \quad (4)$$

$$\gamma_1 = \frac{I_A^*}{I_L^*} \quad X_i \geq 1$$

$$\gamma_2 = \frac{3 - 2 \cdot \exp(-X_i)}{1 + 2 \cdot X_i} \quad X_i < 1 \quad (5)$$

$$\gamma_2 = \frac{3 - 2 \cdot \exp(-X_i)}{2 \cdot (1 + X_i)} \quad X_i \geq 1$$

Здесь

$$X_i = \frac{\sqrt{\bar{\eta}}}{D_\lambda K_i}, \quad (6)$$

$\bar{\eta} = m \cdot (\eta + 3.5) - 4$ ,  $m \approx 0.59 + 1.86 \cdot (D_\lambda)^{0.47}$ ,  $K_i = \lambda_i / R$  ( $R$  – радиус зонда,  $\lambda_i$  – длина свободного пробега ионов, обратно пропорциональная давлению газа),  $D_\lambda = R / \lambda_D$  ( $\lambda_D$  – радиус Дебая, зависящий от плотности плазмы и температуры электронов),  $I_A^* = 0.5 \cdot (\eta / 0.17)^\alpha$ ,  $\alpha = 0.65 \cdot (D_\lambda)^{0.47}$ ,  $\eta = e U_{pr} / kT_e$  безразмерный ток зонда, равный нулю при потенциале, равном потенциалу плазмы. Таким образом, коэффициенты  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  являются функциями, зависящими от величин плотности ионов, температуры электронов и давления газа [34,35]:

$$\gamma_1, \gamma_2 = f_{1,2}(n_i, T_e, p). \quad (7)$$

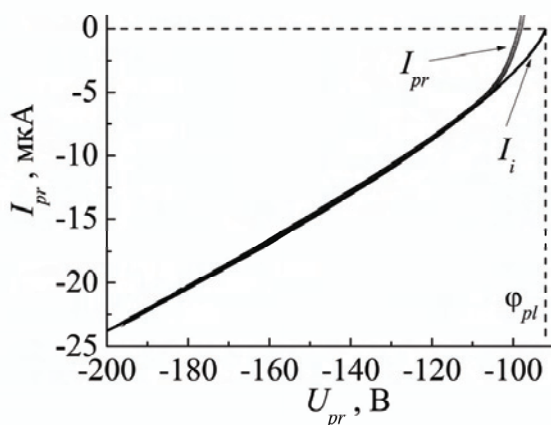


Рис.5. Измеренная зондовая вольт-амперная характеристика  $I_{pr}$  и ее ионная ветвь (сплошная линия  $I_i$ ) при давлении азота 0,3 Торр, разрядном токе 30 мА на расстоянии  $L = 205$  мм от анода. Вертикальной пунктирной линией показан потенциал плазмы.

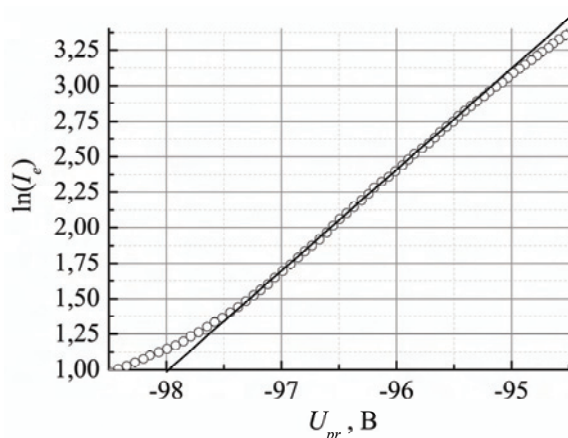


Рис.6. Зависимость натурального логарифма электронного тока на зонд от зондового напряжения при давлении азота 0,3 Торр, разрядном токе 30 мА на расстоянии  $L = 205$  мм от анода.

Подстановка (2-7) в (1) дает уравнение, левая часть которого содержит измеряемый нами ионный ток на зонд, а правая часть – функцию давления газа, температуры электронов и плотности плазмы. Численное решение этого уравнения позволило определить плотность положительных ионов. При этом использовались значения температуры электронов и ионного тока на зонд, определенные из зондовых вольт-амперных характеристик. Методика [34,35] позволяет измерять плотность плазмы с точностью не хуже 10 - 20%.

#### Осевые профили тлеющего разряда в азоте

Рассмотрим осевые профили параметров плазмы, определенные с помощью ленгмюровского зонда. Полученные нами результаты для различных давлений газа и разрядных токов представлены на рис.7-10. На этих рисунках анод располагается слева, а катод – справа.

На рис. 7 показаны осевые профили для давления азота 0,05 Торр, а также соответствующая этим профилям фотография разряда. Из фотографии видно, что при таких условиях тлеющий разряд состоит из катодного слоя

и отрицательного свечения, которое достигает поверхности анода. Почти во всем разрядном промежутке температура электронов  $T_e$  была равна 0,3–0,5 эВ и только вблизи границы отрицательного свечения и катодного слоя мы видим резкое увеличение  $T_e$ , связанное с повышением напряженности электрического поля при приближении к катоду. Из рис. 7 видно, что на всем отрицательном свечении падение напряжения составляет около 3 В. В отрицательном свечении электрическое поле обычно мало, средняя напряженность поля была примерно равна 0,2 В/см. Осевого профиля плотности положительных ионов имеет максимум в отрицательном свечении недалеко от границы катодного слоя. При удалении от катода плотность ионов монотонно падает почти до самого анода по одному и тому же степенному закону  $1/z^{0,8}$ , если координату  $z$  отсчитывать от поверхности катода. И только вблизи поверхности анода плотность ионов быстро падает до нуля.

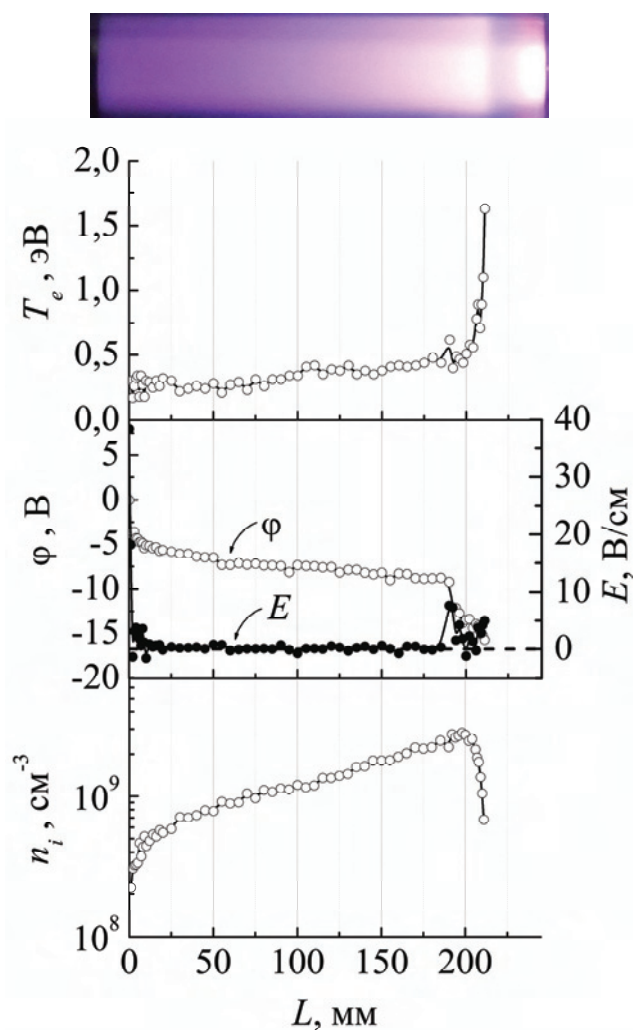


Рис.7. Фотография разряда, а также осевые профили температуры электронов, потенциала плазмы, напряженности электрического поля и плотности положительных ионов при давлении азота 0,05 Торр и величине разрядного тока 1 мА.

заряженных частиц. В светлых областях температура электронов достигает примерно 5 эВ как в первой, так и последующих стратах. В темных областях  $T_e \approx 3,5$  эВ, т.е. перепад температуры электронов на длине одной страты составляет примерно 1,5 эВ. В анодном свечении температура электронов также близка к 5 эВ, что говорит о подобии процессов как в этой области, так и в слоистом положительном столбе.

Осевым профилем потенциала плазмы на рис. 8 имеет следующие особенности. Падение потенциала плазмы на отрицательном свечении примерно равно 5 В (а напряженность электрического поля в этой области разряда отрицательна и достигает 3,5 В/см), что на порядок величины больше, чем предсказано в теоретической работе [16]. Это поведение потенциала показано на врезке к рис. 8, сокращения на которой ТФП и ОС означают темное фарадеево пространство и отрицательное свечение, соответственно. В отрицательном свечении основная масса холодных электронов находится в потенциальной яме, формируя профиль плотности плазмы, и не переносит разрядный ток. Из осевого профиля потенциала следует, что из приложенных к электродам 630 В

зондовые измерения в катодном слое затруднены, так как в нем концентрация электронов мала и быстро падает при удалении от границы слоя к катоду, электронная ветвь зондовой вольт-амперной характеристики почти не видна. Ионы движутся на поверхность зонда направленным потоком. Это приводит к возмущению формы ионной ветви, и используемая нами методика анализа вольт-амперной характеристики зонда становится некорректной.

Теперь рассмотрим случай для более высокого давления газа. На рис. 8 представлены результаты для давления азота 0,3 Торр, при этом величина разрядного тока была равна 5 мА. Из фотографии видно, что при этих условиях тлеющий разряд состоит из узкого катодного слоя, отрицательного свечения (которое простиралось от границы катодного слоя по направлению к аноду примерно на 50 мм), темного фарадеевого пространства (в котором отсутствует какое-либо свечение), положительного столба (состоящего в данном случае из трех страт), а также анодного свечения, которое прижимается к поверхности анода.

Температура электронов в отрицательном свечении при удалении от границы катодного слоя уменьшается и достигает наименьшего значения  $T_e \approx 1,2$  эВ на анодном конце отрицательного свечения. На протяжении темного фарадеевого пространства температура электронов монотонно увеличивается до примерно 2,5 эВ. Переход от темного фарадеевого пространства к положительному столбу сопровождается резким увеличением температуры электронов (от 2,5 до более чем 5–5,5 эВ). Слоистый положительный столб состоит из страт – чередующихся светлых и темных областей, в которых, соответственно, преобладают процессы рождения и потерь

на катодном слое падение напряжения составляет примерно 420 В, на темное фарадеево пространство приходится 30 В, на весь положительный столб – около 140 В и примерно 40 В упало на анодном слое. Осевого профиля плотности плазмы, как и при низком давлении, имеет максимум в отрицательном свечении вблизи границы катодного слоя. На протяжении отрицательного свечения плотность плазмы падает примерно в 16 раз и достигает минимума в области перехода в темное фарадеево пространство. Однако затем плотность плазмы возрастает более чем в 2 раза, и в темном фарадеевом пространстве наблюдается максимум  $n_i$ . Отсюда следует, что в центральной части темного фарадеевого пространства существует область повышенной ионизации, которая не показывает своего существования каким-либо заметным свечением. На анодном конце темного фарадеевого пространства плотность плазмы примерно на 20 % понижается. В слоистом положительном столбе каждой страте соответствует свой локальный максимум плотности плазмы, при этом в ближайшей к аноду страте плотность плазмы ниже, чем в других стратах, что, по-видимому, связано с уходом электронов на анод.

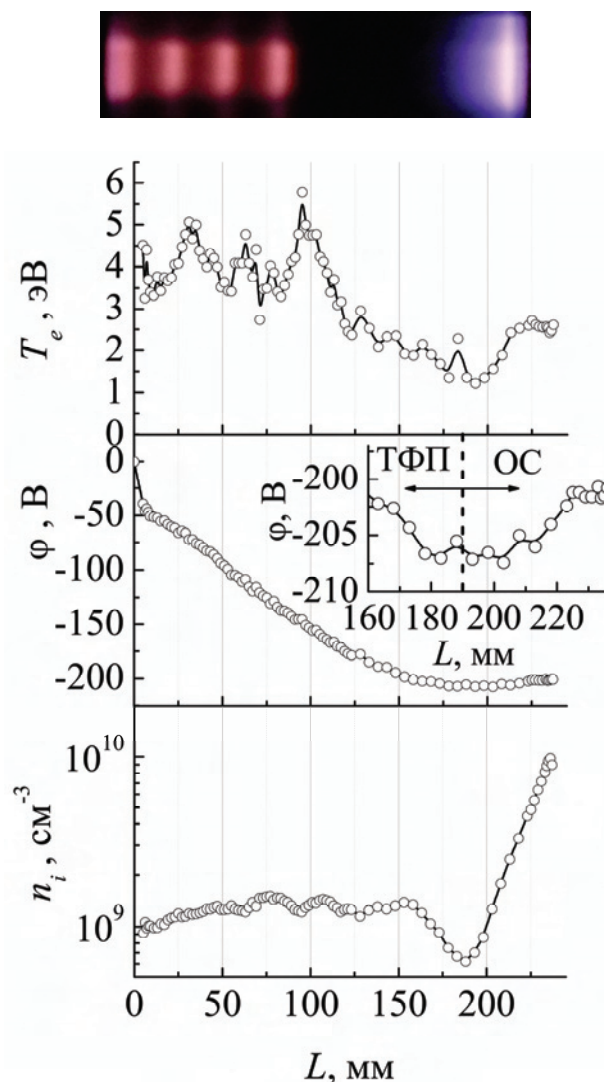


Рис.8. Фотография разряда, а также осевые профили температуры электронов, потенциала плазмы и плотности положительных ионов при давлении азота 0,3 Торр и величине разрядного тока 5 мА.

При большом разрядном токе осевой профиль плотности плазмы также имеет максимум в отрицательном свечении вблизи его границы с катодным слоем, а минимум – при переходе к темному фарадееву пространству, при этом плотность плазмы падает примерно в 16 раз (как и в случае малых токов). В области монотонного роста потенциала в темном фарадеевом пространстве также наблюдается повышение плотности плазмы вплоть до  $4,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что в страте положительного столба плотность плазмы оказалась в 1,3 раза меньше, чем в темном фарадеевом пространстве. Последний максимум на осевом профиле плотности плазмы наблюдается в анодном свечении, где  $n_i$  достигла  $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

При давлении азота 0,5 Торр (рис.10) разряд состоит из узкого катодного слоя, отрицательного свечения (простирающегося от поверхности катода до примерно 45 мм), темного фарадеевого пространства и почти

Повышение разрядного тока до 30 мА (при том же давлении 0,3 Торр, см. рис. 9) привело к следующим изменениям в структуре разряда. Отрицательное свечение распространилось в сторону анода и теперь его длина составляет примерно 130 мм. Длина темного фарадеевого пространства уменьшилась от 95 мм до 70 мм. Положительный столб прижался к аноду и теперь состоит всего из одной полной страты, а вблизи поверхности анода мы видим анодное свечение. Температура электронов  $T_e$  в отрицательном свечении была примерно равна 1–1,5 эВ, при переходе к темному фарадеевому пространству  $T_e$  уменьшилась до 0,8 эВ, затем в середине темного фарадеевого пространства достигла 1,2 эВ, потом после небольшого понижения до 1 эВ мы видим переход к положительному столбу с резким увеличением температуры электронов до 5,5 эВ. Как и в случае низких токов, перепад температуры электронов на одной страте был примерно равен 1,5 эВ. Очередное повышение температуры электронов до 5 эВ соответствует анодному свечению. Из осевого профиля потенциала плазмы следует, что в отрицательном свечении напряженность электрического поля изменялась слабо и была около 1 В/см. При переходе от отрицательного свечения к темному фарадеевому пространству, как и в случае малых токов, также видна область с отрицательным полем. Однако сейчас она выражена гораздо слабее, а перепад потенциала, приводящий к появлению этой области, не превышает 0,5 В. При дальнейшем удалении от катода мы видим монотонное увеличение потенциала с перегибом, соответствующим страте. Напряженность электрического поля в страте превышает 20 В/см, что соответствует приведенному электрическому полю  $E/p = 68,3 \text{ В/(см Торр)}$ . Быстрый рост потенциала вблизи анода указывает на наличие сильного поля в анодном свечении (до 40 В/см).

однородного положительного столба, а также анодного свечения. При этих условиях температура электронов заметно меньше, чем при более низком давлении. Ее минимальное значение (0,45 эВ) наблюдается вблизи границы отрицательного свечения и темного фарадеевского пространства. В отрицательном свечении при удалении от катода наблюдаются быстрый спад плотности плазмы (примерно в 15 раз) и медленное уменьшение температуры электронов при почти постоянном потенциале плазмы. Как и на предыдущих рисунках, в темном фарадеевском пространстве при удалении от катода температура электронов и потенциал плазмы монотонно увеличиваются, а плотность плазмы возрастает, достигает максимума и затем немного понижается до значения, соответствующего положительному столбу. Температура электронов, напряженность электрического поля ( $E \approx 17,5$  В/см,  $E/p \approx 35$  В/(см·Торр)), а также плотность плазмы сохраняются почти постоянными в положительном столбе. И только вблизи анода наблюдается уменьшение плотности плазмы.

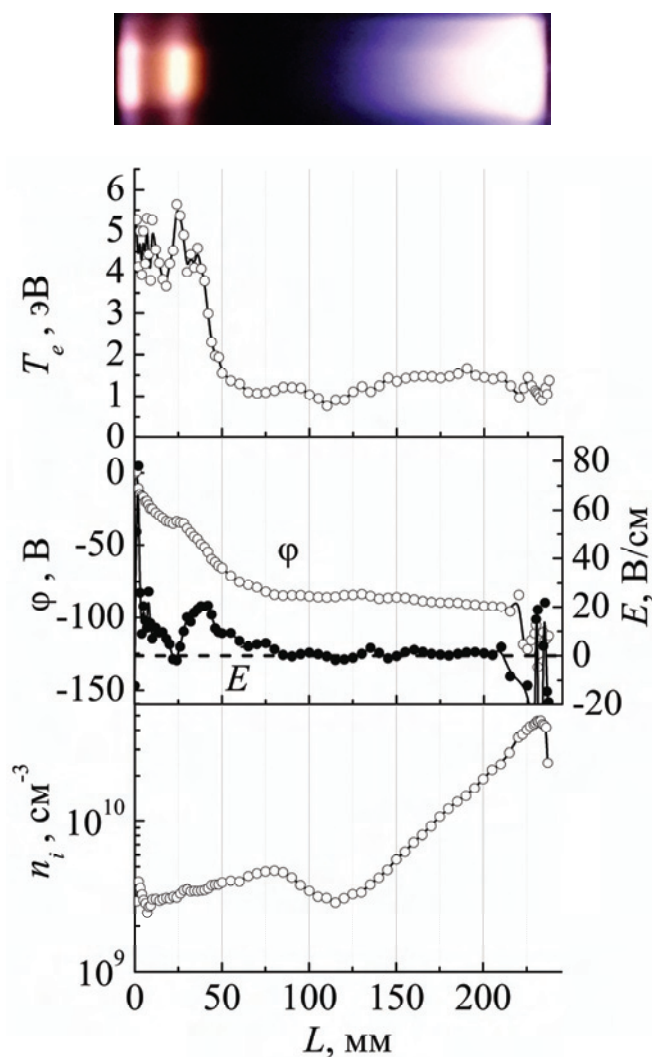


Рис.9. Фотография разряда, а также осевые профили температуры электронов, потенциала плазмы, напряженности электрического поля и плотности ионов при давлении азота 0,3 Торр и величине разрядного тока 30 мА.

свечения их концентрация должна быть все еще велика, здесь же присутствует довольно большое количество быстрых электронов, энергия которых заметно превышает температуру холодных электронов, но уже недостаточна для неупругих столкновений с молекулами газа. В темном фарадеевском пространстве напряженность электрического поля возрастает, что увеличивает энергию как холодных, так и более быстрых электронов. При столкновениях электронов, имеющих достаточно большую энергию, с метастабильными молекулами азота может происходить ступенчатая ионизация. По-видимому, именно этот процесс приводит к появлению максимума плотности плазмы в темном фарадеевском пространстве. Так как концентрация метастабильных молекул азота уменьшается с удалением от поверхности катода, то и плотность плазмы, достигнув максимума, затем понижается. В темном фарадеевском пространстве могут играть роль такие процессы, как ассоциативная ионизация при столкновении двух метастабильных молекул азота, ионизация

Общей особенностью осевых профилей параметров плазмы, представленных на рисунках 8–10, является наличие максимума плотности плазмы, который располагается в темном фарадеевском пространстве. Общепринятым является мнение, что ток в отрицательном свечении переносится диффузионным потоком, который в темном фарадеевском пространстве сменяется дрейфовым потоком благодаря увеличению в этой области напряженности электрического поля. Плотность плазмы при этом медленно уменьшается и достигает постоянного значения, соответствующего однородному положительному столбу. Согласно этому мнению, в темном фарадеевском пространстве не может быть не только ионизации, но и даже процессов возбуждения молекул газа электронами. В то же время, как показано в книге Грановского [9], наиболее чувствительной к СВЧ облучению частью тлеющего разряда оказалось именно темное фарадеево пространство. Поэтому очевидно, что процессы в темном фарадеевском пространстве оказались изученными недостаточно подробно. Наличие максимума плотности плазмы в темном фарадеевском пространстве, полученное в настоящей работе, не было описано ранее в известной нам литературе и является новым результатом.

По-видимому, в процессах в темном фарадеевском пространстве большую роль играют долгоживущие метастабильные молекулы азота. Их концентрация наиболее велика в катодной части отрицательного свечения, где происходят интенсивные возбуждающие и ионизирующие столкновения быстрых электронов с молекулами газа. Образовавшиеся метастабильные молекулы диффундируют вдоль трубки в сторону анода, частично дезактивируясь на поверхности трубки и в плазменном объеме при столкновениях друг с другом, а также с нейтральными и заряженными частицами. На анодном конце отрицательного



метастабилей фотонами, пришедшими из отрицательного свечения, а также удары второго рода, при которых быстрые электроны получают энергию от метастабильных молекул и в дальнейшем могут совершать ионизирующие столкновения с невозбужденными молекулами газа.

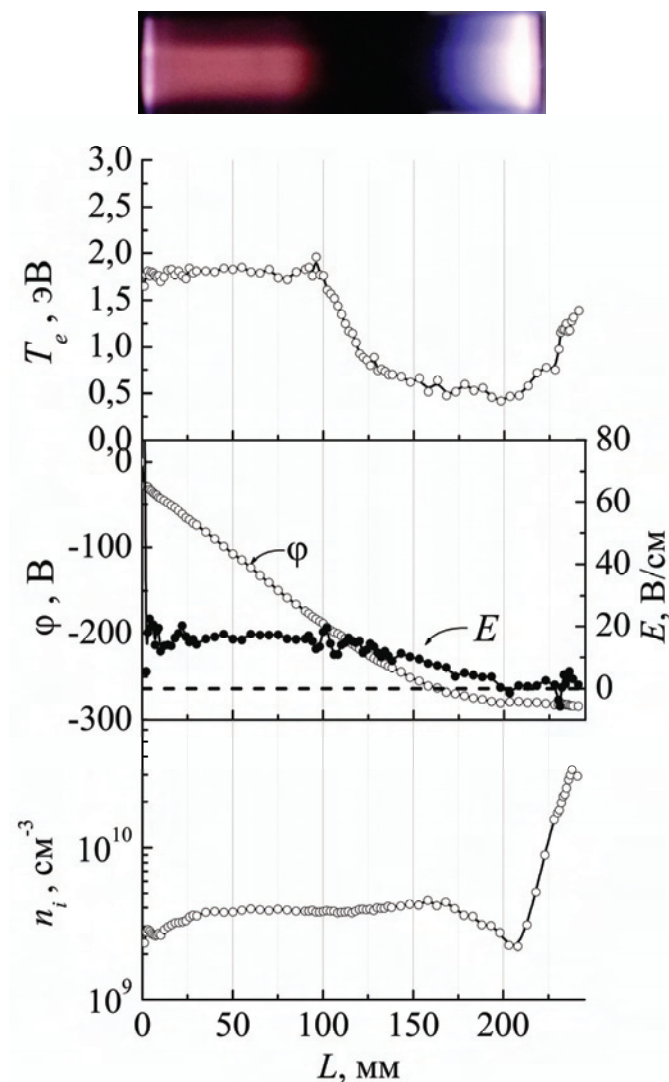


Рис.10. Фотография разряда, а также осевые профили температуры электронов, напряженности электрического поля потенциала плазмы и плотности положительных ионов при давлении азота 0,5 Торр и величине разрядного тока 15 мА.

столкновениях с метастабильными молекулами азота. Целесообразно назвать темное фарадеево пространство начальной (предварительной) фазой положительного столба, так как в нем присутствуют процессы ионизации, сравнимые по интенсивности с положительным столбом.

Планируется провести зондовые исследования осевой структуры тлеющего разряда в других газах (аргон, кислород,  $N_2O$ ), а не только в азоте, чтобы уточнить механизм повышенной ионизации в темном фарадеевом пространстве.

Обычно темное фарадеево пространство относят к катодным частям тлеющего разряда, в состав которых входят также катодный слой и отрицательное свечение. В книге Грановского [9] эту область называют переходной от катодных частей к положительному столбу. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что темное фарадеево пространство не может быть отнесено к катодным частям, так как в нем присутствуют процессы интенсивной ионизации. По-видимому, оно является начальной (предварительной) фазой положительного столба.

### ВЫВОДЫ

В работе методом одиночного лентмюровского зонда исследованы осевые профили параметров плазмы (температуры электронов, напряженности электрического поля, потенциала и плотности плазмы) тлеющего разряда постоянного тока в азоте для давлений газа в диапазоне  $p = 0,05 - 0,5$  Торр. Измерения проведены в трубке диаметром 55 мм при расстоянии между электродами 245 мм.

Получено, что максимумы плотности плазмы и температуры электронов наблюдаются в отрицательном свечении, где напряженность электрического поля мала. Минимумы этих параметров находятся на границе отрицательного свечения и темного фарадеевого пространства. При низких давлениях газа положительный столб стратифицирован, а при давлениях газа выше 0,5 Торр становится однородным.

Обнаружено, что в темном фарадеевом пространстве осевой профиль плотности плазмы имеет максимум, который может быть даже выше, чем средняя плотность плазмы в положительном столбе (этот результат не был описан в литературе и является новым). По-видимому, в этой области разряда электроны набирают достаточную энергию в усиливающемся электрическом поле, и может происходить ступенчатая ионизация при их

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rayzer Yu.P. Fizika gazovogo razryada. – М.: Nauka, 1987. – 592 s.
2. Zvelto O. Printsipy lazerov. – М.: Mir, 1990. – 560 s.
3. Chen F.F. Industrial applications of low-temperature plasma physics // Phys. Plasmas. – 1995. – Vol. 2, № 6. – P. 2164–2175.
4. Soloshenko I.A., Tsiolko V.V., Khomich V.A., Shchedrin A.I., Ryabtsev A.V., Bazhenov V.Yu., Mikhno I.L. Sterilization of medical products in low-pressure glow discharges // Plasma Physics Reports. – 2000. – Vol.26, №.9. – P. 792-800.
5. Engel' A. Ionizovannye gazy. – М.: Gos. izd-vo fiz.-mat. lit-ry, 1959. – 332 s.
6. Khovatson A.M. Vvedenie v teoriyu gazovogo razryada. – М.: Atomizdat, 1980. – 184 s.
7. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. – New York: Wiley. – 1994. – 572 p.
8. Von Engel A. Electric Plasmas: Their Nature and Uses. – London: Taylor and Francis, 1983. – 242 p.

9. Granovskiy V.L. Elektricheskiy tok v gazakh. - M.: Nauka, 1971. - 490 s.
10. Brown S.C. Basic Data of Plasma Physics. – New York: The Massachusetts Institute of Technology and Wiley, 1959. – 336 p.
11. Francis G. The Glow Discharge at Low Pressure. in Encyclopedia of Physics, Ed. Flugge S., 1956, Springer, Berlin, Vol. 22, P.53-208.
12. Leb L. Osnovnye protsessy elektricheskikh razryadov v gazakh. – M.: Gos. izd-vo tekhniko-teoreticheskoy literatury, 1950. – 672 s.
13. Loeb L.B. Fundamental Processes in Electrical Discharges in Gases. - New York: Wiley. – 1939. – 371 p.
14. Townsend J.S. Electricity in Gases. – Oxford: Clarendon Press, 1915, 496 p.
15. Raizer Yu.P., Shneider M.N. Simplified kinetic equation for electrons in nonuniform fields of arbitrary strength in connection with the cathode sheath of a glow discharge // Soviet J. Plasma phys. – 1989. – Vol. 15, №. 3. – P. 184-191.
16. Raizer Yu.P., Shneider M.N. Longitudinal structure of the cathode portions of glow discharges // High temperature. – 1991. – Vol.29, №. 6. – P. 833-844.
17. Everett V., Jones K.T., Scelsi G.B., Woolsey G.A. Measurement of Electrical Discharge Parameters Using Optical Fibres // Aust. J. Phys. - 1995. - Vol. 48, №.3. - P. 527-541.
18. Lister G.G. Low-pressure gas discharge modeling // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1992. - Vol. 25, №. 12. - P. 1649-1680.
19. Anderson J.M. Ultimate and Secondary Electron Energies in the Negative Glow of a Cold-Cathode Discharge in Helium // J. Appl. Phys. - 1960. - Vol. 31, №. 3. - P. 511-515.
20. Solntsev, G.S., Orlov, A.I., and Dovzhenko, V.A., On the Mechanism of Determination of the Function of Energy Distribution of Electrons in the Plasma of Negative Glow Discharge // Radiotekh. Elektron. – 1970. – Vol.15, №.9. – P. 1980-1982.
21. Aleskovskii A.M. Kinetic Theory of the Negative Glow // Soviet Phys. Techn. Phys. - 1972. – Vol. 17, №.9. – p. 1458-1464.
22. Evtushenko G.S., Gridnev A.G., Murav'ev I.I. Distribution of electrokinetic characteristics in a negative glow discharge plasma // Russian Physics Journal. - 1975. – Vol.18, №. 9. - P. 1281-1286.
23. Boeuf J.P., Pitchford L.C. Field reversal in the negative glow of a DC glow discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1995. - Vol. 28, №. 10. - P. 2083-2088.
24. Emeleus K.G. The Faraday Dark Space // Proceedings of the Royal Irish Academy. - 1934/1935. - Vol. 42. - P. 31-36.
25. Emeleus K.G., Duffendack O.S. Spectral and Impact Phenomena in the Faraday Dark Space // Phys. Rev. . – 1935. –Vol.47, №. 6. – P. 460-466.
26. Ecker G., Emeleus K.G. On the Diffusion Theory of the Faraday Dark Space // Annalen der Physik. – 1965. – Vol.470, №. 1-2. – P. 53-59.
27. Hurt W.B. The Faraday Dark Space of a Glow Discharge // American Journal of Physics – 1969. – Vol.37, №. 1. - P. 47-51.
28. Woolsey G.A., Reynolds R.M., Montgomery W.B., Emeleus K.G. The negative glow and Faraday dark space in near-normal neon discharges // International Journal of Electronics – 1969. – Vol.26, №. 6. – P. 505-517.
29. Aizentson A.E. Diffusion model for the Faraday Dark Space in a Glow Discharge// Soviet Phys. Techn. Phys. – 1972. – Vol.16. – p. 2032-2037.
30. Coe S.E., Lister G.G. Modeling of the negative glow and Faraday dark space of a low-pressure Hg–noble gas discharge // Journal of Applied Physics – 1992. – Vol.71, №. 10. – P. 4781-4787.
31. Vysikailo F.I., Glova A.F., Smakotin M.M. Steady-state glow discharge in nitrogen with a negative current-voltage characteristic // Soviet J. Plasma Phys. – 1988. – Vol. 14, №. 6. – P. 434-435.
32. Kagan Yu.M., Cohen C., Avivi P. The Faraday dark space of a He glow discharge // J. Appl. Phys. - 1988. - Vol. 63, №. 1. - P. 60-63.
33. Schulz G.J., Brown S.C. Microwave Study of Positive Ion Collection by Probe // Phys. Rev. – 1955. – Vol.98, №. 6. – P. 1642-1649.
34. Zakrzewski Z., Kopiczynski T. Effect of collisions on positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe // Plasma Physics. – 1974. – Vol.16. – P. 1195-1198.
35. Tichy M., Sicha M., David P., David T. A Collisional Model of the Positive Ion Collection by a Cylindrical Langmuir probe // Contrib. Plasma Phys. – 1994. – Vol.34, №. 1. – P. 59-68.