

УДК 533.9.082.5

КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ДИФFUЗНОГО РАЗРЯДА, ФОРМИРУЕМОГО ПРИ ВЫСОКИХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

Д.А. Сорокин, М.И. Ломаев, К.Ю. Кривоногова

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

E-mail: SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru

Методом штарковского уширения определены средние за время импульса значения концентрации электронов в плазме диффузного разряда в гелии при давлениях от 1 до 6 атм. Представлена временная динамика электронной плотности в разрядной плазме гелия при атмосферном давлении. Для плазмы разряда в гелии при давлении 1 атм максимальное значение концентрации электронов составило $\sim 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В разрядной плазме азота посредством методики, основанной на столкновительно-радиационной модели плазмы, оценено среднее за время импульса значение температуры электронов, которое составляет $\sim 2,3 \text{ эВ}$, а также ее временная динамика.

Ключевые слова:

Диффузный разряд, концентрация электронов, температура электронов, метод штарковского уширения, аппаратная функция.

Key words:

Diffusive discharge, electron density, electron temperature, Stark's broadening technique, instrument function.

Введение

Как известно [1], для формирования объемных импульсных разрядов при высоком давлении газов необходимо осуществлять предварительную ионизацию межэлектродного пространства посредством его облучения внешними источниками излучения. На сегодняшний день разряды такого типа хорошо изучены, а их плазма нашла широкое применение в импульсных лазерах [2].

В конце 1960-х гг. в литературе появилась первые работы, в которых сообщалось о возможности зажигания объемных разрядов в гелии и воздухе атмосферного давления без использования внешних источников предйонизации («диффузные вспышки») [3, 4]. Для разрядов данного типа характерны импульсы напряжения амплитудой сотни кВ, высокая (до $\sim 10^{14} \dots 10^{15} \text{ В/с}$) скорость нарастания напряжения, а также резко неоднородное распределение электрического поля в промежутке.

Диффузные разряды в газах повышенного давления обладают рядом особенностей: горение разряда происходит в виде диффузных струй, начинающихся от ярких пятен на катоде. Предйонизация газоразрядного промежутка в данном случае осуществляется быстрыми («убегающими») электронами, генерация которых имеет место непосредственно в газовом диоде; отмечаются высокие плотности мощности возбуждения (сотни МВт/см³), что указывает на возможность получения высоких удельных мощностей излучения инертных газов в ВУФ- и УФ-областях спектра при возбуждении их разрядом такого типа.

В настоящее время проблема изучения диффузных разрядов, формируемых при высоких перенапряжениях в газах повышенного давления, является достаточно актуальной. Это связано не только с научным интересом к данному явлению, но и с его широким практическим применением [5–7].

Если говорить о работах по изучению свойств мощных короткоимпульсных разрядов в плотных газах, представленных в научной литературе, следует сказать, что основными направлениями в них являются изучение и моделирование условий формирования пучка быстрых электронов, а также исследование оптических свойств разрядной плазмы.

Не менее важную роль при изучении диффузных разрядов в плотных газах может играть знание таких параметров плазмы, как температура и концентрация электронов. Данные об этих параметрах могут быть получены при помощи технически простых методов и оказаться полезными для сравнения результатов теоретически построенных моделей с результатами, полученными в эксперименте, а также для оценки эффективности оптических и активных сред.

Целью настоящей работы является определение спектральными методами концентрации и оценка температуры электронов в плазме диффузного разряда, формируемого в газах повышенного давления при высоких перенапряжениях.

1. Экспериментальные установки

Для проведения экспериментов по определению электронной плотности и оценке электронной температуры в плазме диффузного разряда было создано две установки, рис. 1 и 2 (установки № 1 и 2, соответственно). Обе установки включали систему откачки и напуска газов. При проведении работы использовались газы высокой степени чистоты. Диапазон рабочих давлений составлял 1...6 атм. В качестве источника высоковольтных импульсов напряжения применялся генератор РАДАН-220 [8]. Для обеспечения работы указанного генератора в импульсно-периодическом режиме на него подавались импульсы от задающего генератора ВНС-565. На рис. 3 представлена конструкция разрядной камеры, в которой формировался разряд. Для усиления

ния электрического поля в качестве электродов использовался катод с малым радиусом кривизны, выполненный в виде трубочки диаметром ~ 6 мм из стальной фольги толщиной ~ 100 мкм, и плоский анод. Межэлектродное расстояние d составляло ~ 12 мм. Вывод излучения осуществлялся через боковые окна разрядной камеры.

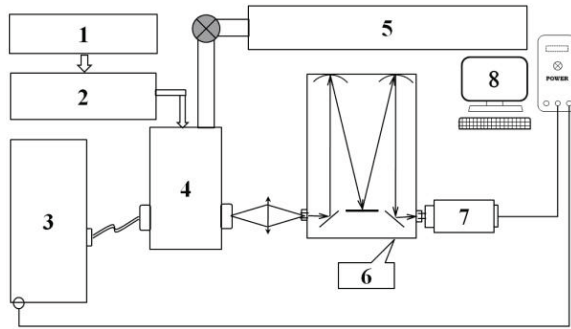


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для определения средних за время импульса значений электронной плотности и температуры в плазме диффузного разряда: 1) генератор BNC-565; 2) генератор РА-ДАН-220; 3) спектрометр EPP2000C-25 (StellarNet Inc.); 4) разрядная камера; 5) система откачки и напуска газов; 6) монохроматор МДР-23 ЛОМО; 7) CCD-камера PI-MAX; 8) ПК

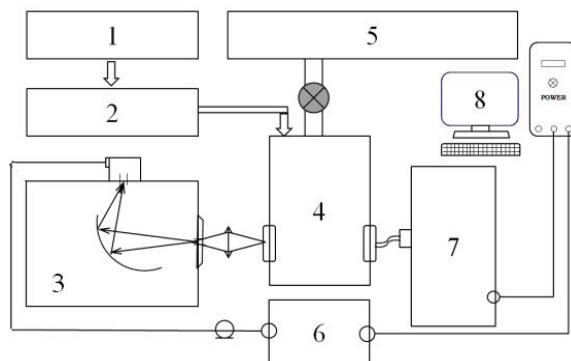


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки для измерения электронной плотности и температуры в плазме диффузного разряда как функций времени: 1) генератор BNC-565; 2) генератор РА-ДАН-220; 3) монохроматор VM-502; 4) разрядная камера; 5) система откачки и напуска газов; 6) осциллограф TDS 3054B; 7) спектрометр EPP2000C-25 (StellarNet Inc.); 8) ПК

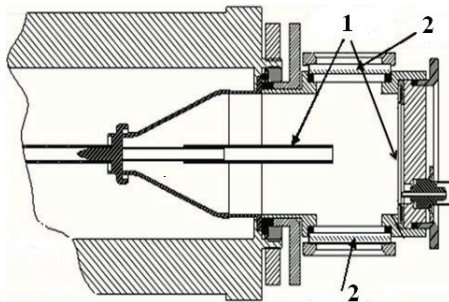


Рис. 3. Конструкция разрядной камеры: 1) электроды; 2) окна из CaF_2

При помощи установки № 1 (рис. 1) измерялись интегральные за время импульса значения концентрации и температуры электронной компоненты плазмы мощного короткоимпульсного разряда. В плоскости входной щели монохроматора МДР-23 ЛОМО с помощью линзы строилось изображение излучающего объекта (плазмы). Входная щель монохроматора имела прямоугольную форму (штатная щель овальной формы была заменена), а ее ширина составляла ~ 10 мкм. В зависимости от положения линзы имелась возможность измерения электронной плотности в различных сечениях разрядного промежутка. На месте выходной щели монохроматора располагалась CCD-камера PI-MAX (Princeton Instruments), с помощью которой регистрировался оптический сигнал. Диапазон спектральной чувствительности указанной камеры находился в пределах 180...900 нм, динамический диапазон составлял 65536:1. Регистрация оптического сигнала CCD-камерой осуществлялась за один импульс. Количество элементов в матрице камеры составляло 1024×1024 пикселя (линейные размеры 13×13 мкм). Горизонтальная ось соответствовала направлению дисперсии.

В отличие от описанной выше, экспериментальная установка № 2 (рис. 2) позволяла определять изменение концентрации и температуры электронной компоненты плазмы разряда во времени. Здесь, аналогично случаю, описанному ранее, линзой формировалось изображение в плоскости входной щели вакуумного монохроматора VM-502 (Acston Research Corp.). Посредством данного монохроматора имелась возможность регистрировать излучение в диапазоне длин волн 120...540 нм. Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ ЕМ1-9781В) вакуумного монохроматора позволял надежно регистрировать сигналы, длительность переднего фронта которых составляла ~ 3 нс, а заднего ~ 30 нс.

Электрические сигналы с ФЭУ регистрировались цифровым осциллографом TDS 3054B с полосой пропускания 500 МГц и временем нарастания переходной характеристики $\sim 0,7$ нс. Временной ход профиля спектральной линии и, соответственно, его полуширины определялся посредством регистрации временного хода интенсивности излучения в центре линии и на ее крыльях с дискретностью 0,1 нм. С помощью спектрометра EPP2000C-25 (StellarNet Inc.) в спектральной области 200...850 нм регистрировался обзорный спектр излучения плазмы. Это позволило убедиться в том, что необходимая для проведения расчетов линия присутствует в спектре излучения и не перекрывается другими линиями.

Для каждой из установок (рис. 1 и 2) при помощи ртутной лампы (за основу бралось излучение на длине волны $\lambda = 435,8$ нм) определялись значения аппаратных функций и нормальной ширины щели. Для установки № 1, включающей в себя монохроматор МДР-23 с дифракционной решеткой, имеющей 2400 штр/мм, величина аппаратной функции

составила $\sim 0,24 \text{ \AA}$ при значении нормальной ширины щели $\sim 10 \text{ мкм}$. В диапазоне температур $300...5000 \text{ К}$ величина доплеровского уширения используемой для расчетов линии не превышает $\sim 0,25 \text{ \AA}$. В случае установки для проведения измерений с временным разрешением значения аппаратной функции и нормальной ширины щели составили $\sim 3,0 \text{ \AA}$ и $\sim 30 \text{ мкм}$, соответственно.

2. Методики измерений

В настоящее время существует большое количество разнообразных методов, позволяющих определять концентрацию и температуру электронов в плазме электрического разряда в газах. С их описанием можно ознакомиться в ряде классических работ по диагностике плазмы [9–11]. В качестве примеров могут выступать: метод зондов Ленгмюра, метод СВЧ- и лазерной интерферометрии, голографии, методики томсоновского рассеяния СВЧ- или лазерного излучения. В настоящей работе использовались спектроскопические методы диагностики плазмы, как наиболее простые с точки зрения проведения эксперимента и применяемой аппаратуры.

Для определения концентрации электронов в плазме диффузного разряда с высоким перенапряжением был выбран метод, основанный на измерении уширения спектральной линии вследствие эффекта Штарка. В диапазоне электронных концентраций $10^{14}...10^{18} \text{ см}^{-3}$ точность данного метода составляет $\sim 30 \%$.

При проведении измерений использовалась спектральная линия атома водорода $H_\beta = 486,1 \text{ нм}$. Данный выбор объясняется тем, что величина штарковского уширения указанной линии достаточна для регистрации в условиях небольших концентраций плазмы.

Значение электронной концентрации вычислялось по формуле [11]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 8,16 \cdot 10^{-19} \lambda_0^2 N_e^{2/3} (1 - 0,7 N_D^{-1/3}) (n_1^2 - n_2^2) \left(\frac{Z_p^{1/3}}{Z_e} \right).$$

Здесь $\Delta\lambda_{1/2}$ – полуширина штарковски уширенной спектральной линии; N_e – концентрация электронов, см^{-3} ; N_D – число частиц в сфере радиуса Дебая (зависит от электронной температуры T_e); n_1, n_2 – верхнее и нижнее главные квантовые числа; Z_e – ядерный заряд излучающей частицы; Z_p – кратность заряда ионов; λ_0 – длина волны, $\text{\AA}$, соответствующая центру спектральной линии.

Для оценки электронной температуры использовалась методика, основанная на столкновительно-радиационной модели плазмы [12]. Согласно этой работе величина электронной температуры может быть получена, если известно отношение пиковых значений интенсивностей излучения ионной N_2^+ ($\lambda=391,4 \text{ нм}$) и молекулярной N_2 ($\lambda=394,3 \text{ нм}$) линий азота, излучаемых плазмой

разряда. Условиями для применения методики являются: *во-первых*, наличие максвелловского распределения электронов по энергиям. Максвеллизация функции распределения электронов при их плотности $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ происходит за доли наносекунд. *Во-вторых*, возбуждение верхних уровней переходов ионной N_2^+ ($\lambda=391,4 \text{ нм}$) и молекулярной N_2 ($\lambda=394,3 \text{ нм}$) линий азота должно происходить вследствие прямого электронного удара. Известно [13, 14], что заселение $C^3\Pi_u$ уровня молекулы азота происходит в результате прямого электронного удара. Вероятно, для молекулярного иона N_2^+ состояние $B^2\Sigma_u$ заселяется аналогичным образом.

На рис. 4 представлена зависимость значения отношения R максимальных значений интенсивностей излучения ионной N_2^+ ($\lambda=391,4 \text{ нм}$) и молекулярной N_2 ($\lambda=394,3 \text{ нм}$) линий азота от температуры электронов T_e .

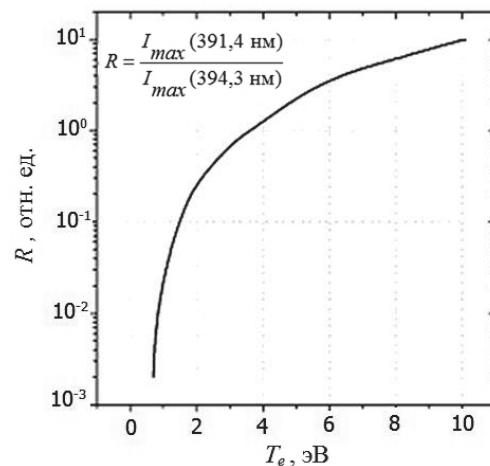


Рис. 4. Зависимость отношения R интенсивностей линий N_2^+ ($391,4 \text{ нм}$) и N_2 ($394,3 \text{ нм}$) от температуры электронов [12]

3. Экспериментальные результаты

Экспериментально величина электронной плотности определялась для газоразрядной плазмы гелия, оценка электронной температуры – для азота. Это связано с тем, что водородные линии, регистрация которых необходима для определения электронной плотности, и азотные линии, используемые для оценки температуры электронной компоненты, имели недостаточную для регистрации интенсивность в свечении плазмы диффузного разряда, формируемого в других газах.

Количество водорода, добавляемое в разрядную камеру, составляло $\sim 2,67 \cdot 10^3 \text{ Па}$ в экспериментах по определению средних за время импульса значений концентрации электронной компоненты и $\sim 8 \cdot 10^2 \text{ Па}$ при получении временной зависимости электронной плотности.

Вычисления величины электронной концентрации были проведены для диапазона давлений гелия от 1 до 6 атм. Во всем интервале давлений разряд имел форму диффузных струй, которые бра-

ли начало от ярких пятен на катоде. Фотография свечения разряда в гелии атмосферного давления приведена на рис. 5.

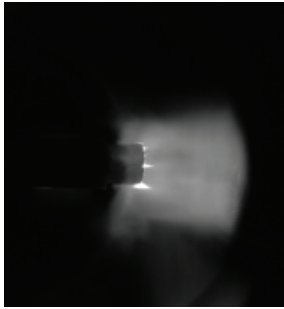


Рис. 5. Фотография свечения разряда в гелии. $p=1$ атм, $d=12$ мм

В ходе экспериментальной работы имелась возможность определения электронной плотности в различных областях разрядного промежутка. Измеренные значения концентрации электронов N_e в плазме диффузного разряда при давлении гелия 1 атм на расстояниях 3, 6 и 9 мм от катода (в сторону анода) составили $\sim 3,3 \cdot 10^{15}$, $\sim 2,7 \cdot 10^{15}$ и $\sim 2,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Как видно, по мере продвижения в сторону анода происходит снижение электронной плотности.

Зависимость среднего за время импульса значения концентрации электронов в плазме разряда от давления гелия, полученная для середины разрядного промежутка, представлена на рис. 6. Видно, что с ростом давления гелия в разрядной камере происходит увеличение электронной плотности от $\sim 2,7 \cdot 10^{15}$ до $\sim 5,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из графика зависимости амплитудного значения тока разряда от давления гелия (рис. 7) следует, что в диапазоне давлений от 1 до 3 атм происходит его нарастание, после чего максимальное амплитудное значение разрядного тока выходит на насыщение. Сопоставляя эту зависимость с аналогичной для электронной плотности, рост которой имеет место во всем диапазоне давлений от 1 до 6 атм, можно прийти к выводу о том, что по мере увеличения давления газа в разрядной камере должно происходить уменьшение поперечного сечения каналов прохождения тока, что и наблюдается в эксперименте.

Временная динамика электронной плотности N_e определялась в плазме разряда, формируемого в гелии при давлении 1 атм. Для этого с помощью ФЭУ вакуумного монохроматора регистрировался временной ход спектральной линии H_β . Работа генератора РАДАН-220 происходила в импульсно-периодическом режиме.

На рис. 8 представлены зависимость концентрации электронов N_e в плазме от времени (а) и осциллограмма тока разряда I_d (б) в гелии при давлении 1 атм. Видно, что спустя ~ 5 нс после начала протекания тока разряда величина электронной концентрации достигает максимального значения $\sim 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, после чего происходит ее уменьше-

ние. Достаточно протяженный отрезок времени, ~ 150 нс, ее значение составляет $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. И только по мере того, как прекращается протекание разрядного тока, наблюдается резкий спад концентрации электронов.

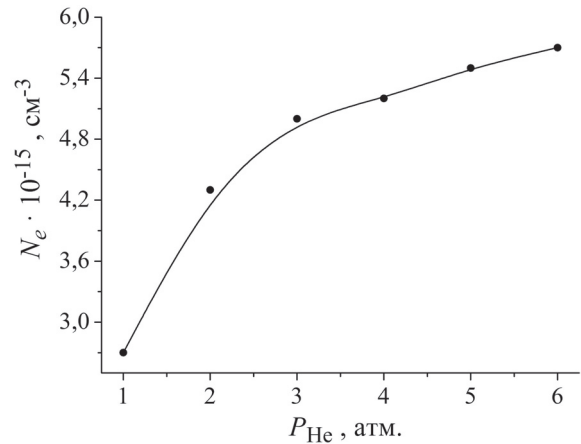


Рис. 6. Зависимость среднего за время импульса значения концентрации электронов N_e в плазме разряда от давления гелия P_{He}

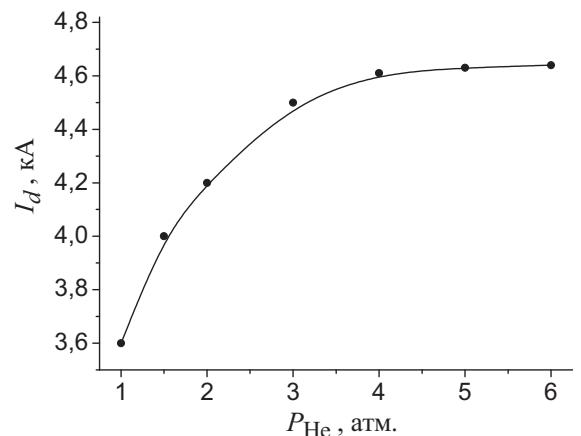


Рис. 7. Зависимость амплитуды тока разряда I_d от давления гелия P_{He}

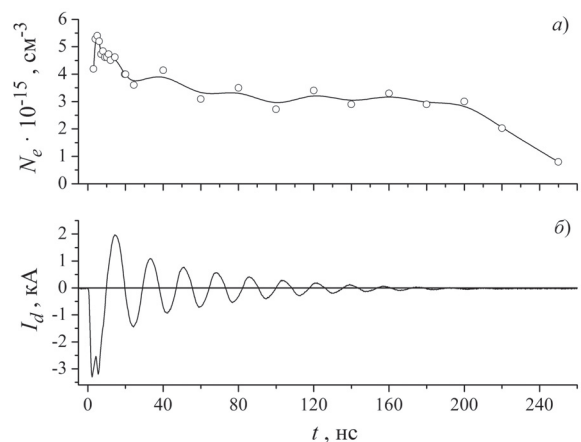


Рис. 8. Временная зависимость концентрации электронов N_e (а) и осциллограмма тока разряда I_d (б) в гелии при давлении 1 атм

Оценка электронной температуры T_e в плазме объемного наносекундного разряда в азоте проводилась как с усреднением по времени в течение импульса, так и с временным разрешением. В *первом* случае использовались максимальные значения спектрального распределения энергии излучения для линий N_2^+ ($\lambda=391,4$ нм) и N_2 ($\lambda=394,3$ нм), рис. 9. Регистрация осуществлялась с помощью CCD-камеры в течение всей длительности импульсов излучения на обеих линиях. Во *втором* случае для определения температуры электронной компоненты использовалось соотношение мгновенных значений интенсивностей линий, временная развертка которых регистрировалась с помощью ФЭУ.

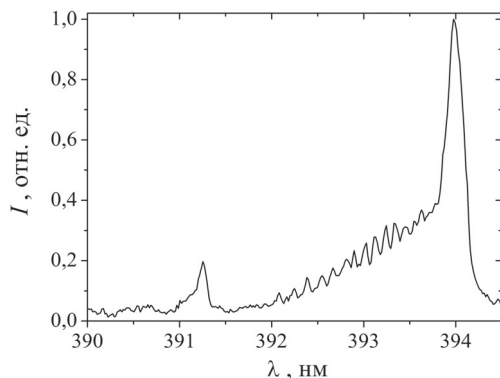


Рис. 9. Спектральное распределение энергии излучения ионной N_2^+ ($\lambda=391,4$ нм) и молекулярной N_2 ($\lambda=394,1$ нм) линий азота

На рис. 10 приведены осциллограммы импульсов излучения на обеих линиях. Согласно рис. 4, при соотношении $R=I_{\max}(391,4 \text{ нм})/I_{\max}(394,3 \text{ нм}) \sim 0,2$, в среднем за импульс для *первого* случая, величина электронной температуры T_e составляет $\sim 2,3$ эВ (рис. 3). Во *втором* случае, рис. 10, наибольшее значение мгновенных интенсивностей $R(t)=I_{\max}(391,4 \text{ нм})(t)/I_{\max}(394,3 \text{ нм})(t) \sim 1$ достигается на переднем фронте импульсов излучения. Значению $R \sim 1$ соответствует величина $T_e \sim 3,5$ эВ. Учитывая временное разрешение ФЭУ, а также то, что интенсивность полос, достаточная для регистрации, достигается спустя 2...3 нс относительно момента пробоя промежутка, можно заключить, что на начальной стадии развития разряда $T_e > 3,5$ эВ. По мере развития разряда значение соотношения R уменьшается до $\sim 0,2$ и менее, что указывает на соответствующее снижение T_e . Таким образом, временная динамика величины R свидетельствует о быстром уменьшении электронной температуры T_e в плазме

диффузного разряда. Следует сказать, что временная динамика электронной температуры, полученная в настоящей работе, неплохо коррелирует с результатами теоретических расчетов [15].

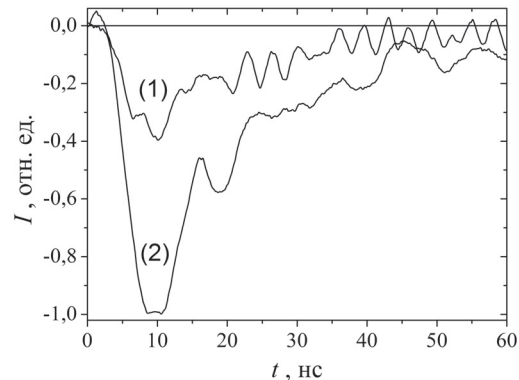


Рис. 10. Осциллограммы импульсов излучения ионной (N_2^+ , $\lambda=391,4$ нм) (1) и молекулярной (N_2 , $\lambda=394,3$ нм) (2) линий азота

Заключение

В плазме диффузного разряда в гелии при давлениях от 1 до 6 атм с использованием метода штарковского уширения определены средние за время импульса значения концентрации электронов. При давлении гелия 1 атм получена зависимость электронной плотности от местоположения в межэлектродном зазоре, которая указывает на снижение данной величины по мере удаления от катода, а также ее временная динамика, согласно которой максимальное значение электронной концентрации $\sim 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ достигается через ~ 5 нс после начала протекания разрядного тока. Показано, что при увеличении давления гелия свыше 3 атм амплитудное значение тока разряда прекращает рост и выходит на насыщение, что при возрастающем значении электронной плотности может означать лишь уменьшение поперечного сечения токовых каналов.

При помощи методики, основанной на столкновительно-радиационной модели плазмы, оценена температура электронной компоненты плазмы мощного короткоимпульсного разряда в азоте. Среднее за время импульса значение данной величины составило $\sim 2,3$ эВ. Временная динамика электронной температуры показывает, что спустя $\sim 2...3$ нс от начала развития пробоя ее значение составляет $\sim 3,5$ эВ, после чего происходит быстрый спад.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корольев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 223 с.
2. Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed Gas Lasers. – Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1995. – 374 p.
3. Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R. A search for X-rays from helium and air discharge at atmospheric pressure // J. Appl. Phys. – 1968. – V. 39. – P. 4746–4748.
4. Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. Рентгеновское излучение при импульсных разрядах в воздухе // Журнал технической физики. – 1969. – Т. 39. – В. 8. – С. 1530–1533.
5. Протасов Ю.С. Плазменные источники излучения высокой спектральной яркости // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том IV / под ред. акад. В.Е. Фортова. – М.: МАИК «Наука/Интерпериодика», 2000. – С. 232–262.
6. Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотных газах // Труды ИОФАН / под ред. проф. С.И. Яковленко. – М.: Наука, 2007. – 186 с.

7. Krompholz H.G., Hatfield L.L., Neuber A.A., Kohl K.P., Chaparro J.E., Ryu Han-Yong. Phenomenology of Subnanosecond Gas Discharges at pressures below one atmosphere // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2006. – V. 34. – № 3. – P. 927–936.
8. Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яланин М.И. Радан – малогабаритные сильноточные ускорители электронов импульсно-периодического действия // Приборы и техника эксперимента. – 1989. – № 2. – С. 146–149.
9. Методы исследования плазмы / под ред. В. Лохте-Хольтгрейвена. – М.: Мир, 1971. – 126 с.
10. Фриш С.Э. Оптические методы измерений. – Л.: ЛГУ, 1980. – 226 с.
11. Плазма в лазерах / под ред. Дж. Бекефи. – М.: Энергоиздат, 1982. – 411 с.
12. Britun N., Gaillard M., Ricard A., Kim Y.M., Kim K.S., Han J.G. Determination of the vibrational, rotational and electron temperatures in N_2 and Ar- N_2 rf discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – V. 40. – P. 1022–1029.
13. Mackuhowsky J., Pokora L. Theoretical model of TEA nitrogen laser excited by electric discharge // Optica Applicata. – 1993. – V. 23. – P. 113–231.
14. Godard B. A simple high-power large-efficiency N_2 ultraviolet laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1974. – V. 10. – № 2. – P. 147–153.
15. Бычков Ю.И., Лосев В.Ф., Савин В.В., Тарасенко В.Ф. Повышение эффективности N_2 -лазера // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2. – № 9. – С. 2047–2053.

Поступила 24.12.2009 г.

УДК 537.533.9

МОДЕЛЬ МАКРОЧАСТИЦ ЗАРЯДОВОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В.П. Григорьев, Е.С. Вагин, В.В. Офицеров

Томский политехнический университет

E-mail: grig@am.tpu.ru

Рассмотрена задача моделирования процесса транспортировки электронного пучка в камере, заполненной плазмой низкого давления. Приведено описание численной модели, разработанной в среде MatLab. Приведены результаты моделирования.

Ключевые слова:

Физика плазмы, электронный пучок, уравнение Пуассона, метод макрочастиц, транспортировка пучка электронов.

Key words:

Plasma physics, electron beam, Poisson's equation, particle-in-cell simulation method, electron beam transportation.

Введение

Широкая сфера применения электронных пучков вызывает большой интерес к изучению физических процессов, обуславливающих движение заряженных частиц, и созданию более полных математических моделей поведения таких пучков. Особый интерес вызывают низкоэнергетические (десятки кэВ) электронные пучки. Такие пучки способны переносить запасенную энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния и эффективно передавать ее объекту воздействия [1–3].

Однако существует ряд трудностей, сдерживающих развитие данного направления. В частности, при низких энергиях и высоких плотностях токов транспортировка сильноточных электронных пучков (СЭП) к мишени представляет значительные трудности из-за необходимости обеспечения, как полной зарядовой нейтрализации, так и подавления самопинчевания электронного пучка в собственном магнитном поле [2].

Для определения оптимальных условий при переносе энергии пучка к мишени требуется проведение больших сложных и дорогих экспериментов, поэтому широкое распространение получает чи-

сленное моделирование указанных процессов, результаты которых могут позволить не только определить оптимальные условия транспортировки пучка, но и осуществлять управление его параметрами.

В данной работе представлена математическая модель, алгоритмы решения уравнений модели и результаты численного исследования зарядовой нейтрализации при инжекции низкоэнергетических СЭП в предварительно созданную плазму во внешнем магнитном поле. При решении задач такого рода удобно использовать метод макрочастиц. Метод основан на предположении о том, что в течение некоторого малого отрезка времени заряженные частицы, заключенные в некоторый объем, ведут себя как единое целое. Система уравнений модели макрочастиц состоит из макроскопических уравнений Пуассона, уравнений среды и уравнений движения.

Основные уравнения физической модели

При транспортировке интенсивного пучка электронов происходит взаимодействие пучка с плазмой. Инжекция пучка приводит к образованию потенциала в области пучка, что заставляет