

УДК 533.9

ПРОТЯЖЕННЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД ПОСТОЯННОГО ТОКА
С СЕТЧАТЫМ АНОДОМ В ГЕЛИИ© 2021 г. X. Lyu^{a, *}, Ch. Yuan^{a, b}, С. Автаева^{a, b, c, **}, А. Кудрявцев^{a, b, d},
J. Yao^a, Zh. Zhou^{a, b}, X. Wang^a^a School of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin, China^b Heilongjiang Provincial Key Laboratory of Plasma Physics and Application Technology, Harbin, China^c Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия^d Санкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: lyu_xingbao@163.com

**e-mail: s_avtaeva@mail.ru

Поступила в редакцию 03.09.2020 г.

После доработки 06.11.2020 г.

Принята к публикации 03.12.2020 г.

Тлеющий разряд с сетчатым анодом является перспективным источником плазмы, способным поглощать электромагнитное излучение. Представлено экспериментальное исследование тлеющего разряда постоянного тока большой площади с сетчатым анодом в гелии. Характеристики разряда в гелии исследовались при давлениях 2–50 Торр и напряжениях разряда до 1500 В. Обнаружено, что разряд полностью покрывает поверхность катода при давлениях гелия 2–25 Торр. При всех давлениях напряжение разряда увеличивается с увеличением тока, что типично для аномального тлеющего разряда. Методами микроволновой диагностики измерены концентрация электронов в постанодной плазме и ослабление микроволнового излучения плазмой. Обнаружено, что концентрация электронов и степень ионизации гелия уменьшаются с увеличением давления гелия и увеличиваются с увеличением тока разряда. Концентрация электронов в постанодной плазме невысока: n_e составляет примерно $2 \times 10^9 - 6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что соответствует степени ионизации примерно $10^{-7} - 10^{-6}$. Показано, что максимальное ослабление микроволнового излучения с частотой 10 ГГц составляет около 6% при давлении гелия 2 Торр.

Ключевые слова: тлеющий разряд постоянного тока с сетчатым анодом, микроволновая диагностика, плотность плазмы, ослабление микроволнового излучения

DOI: 10.31857/S0367292121040065

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, генерируемая в воздухе или в инертных газах (гелий, аргон или неон) при атмосферном давлении, обладает свойством хорошо поглощать излучение в широкой полосе частот от УКВ до рентгеновского диапазона [1]. Обычно плазму используют в качестве эффективного поглотителя микроволнового (СВЧ) излучения в электромагнитных устройствах. Изменение пространственного градиента электронной плотности в плазме должно быть близко к длине волны падающего излучения. Также требуется высокая частота столкновений электронов с атомами. Поэтому перспективным методом получения плазмы, способной обеспечить “невидимый” эффект, является генерация плазмы пучками электронов высокой энергии (от десятков до сотен кэВ), обладающих высокой ионизирующей способностью. Исследование распространения электрон-

ного пучка в воздухе атмосферного давления показывает, что при нормальном давлении электронный пучок с энергией электронов 5 кэВ может образовывать плазменный слой толщиной 1.5 см [2]. Исходя из этого, получить слой плазмы в несколько сантиметров с помощью электронного пучка большей энергии – это вполне выполнимая задача.

Возбуждение газа электронным пучком – один из важных методов накачки газовых лазеров, в котором используются различные методы накачки лазера быстрыми электронами, генерируемыми в газовых разрядах (полые катоды [3–5], высоковольтные разряды [6, 7]). Одним из наиболее эффективных методов является генерация электронных пучков в небольшом разрядном промежутке от 0.5 до 1 мм с холодного катода, и их дальнейшее прохождение через сетчатый анод [8–11]. Далее электронный пучок реагирует с фо-

новым газом в постанодном пространстве с образованием плазмы. Методы генерации электронного пучка в газе при любых давлениях основаны на эффекте убегания электронов [12], который обусловлен уменьшением полного сечения взаимодействия атома с налетающим электроном с увеличением энергии электрона. В сильном электрическом поле при выполнении критерия Драйзера $(E/p) > (E/p)_{cr}$ [13], электроны приобретают больше энергии, чем теряют из-за столкновений (E – напряженность поля, а p – давление газа). В результате электроны переходят в режим непрерывного ускорения (убегания). Для гелия $(E/p)_{cr} = 31 \text{ В}/(\text{Па} \cdot \text{м})$, что может быть достигнуто в импульсном газовом разряде, а также в темном катодном пространстве тлеющего разряда [8]. Возможность непрерывного ускорения электронов в сильно ионизованной плазме является следствием того факта, что частота столкновений электрона с ионами и с другими электронами быстро падает с увеличением его скорости. В результате для электронов, обладающих достаточно высокой энергией, трение всегда пренебрежимо мало, и они ускоряются даже очень слабым электрическим полем.

Следует отметить, что в слабоионизованной плазме, когда основную роль играют столкновения электронов с нейтральными частицами, только быстрые электроны могут убежать в относительно слабом электрическом поле; их энергия в любом случае должна превышать 3–5 энергии ионизации [14]. Механизм генерации пучка убегающих электронов в не полностью ионизованной плазме был предложен С. Яковленко и др. [15, 16]. Было показано, что таунсендовский механизм лавинообразного размножения электронов справедлив даже для сильных электрических полей, когда ионизационным трением электронов о газ можно пренебречь. Был предложен нелокальный критерий генерации убегающих электронов $\alpha_i(E_{cr}, pd) = 1$, где α_i – коэффициент Таунсенда, а d – разрядный промежуток. Этот критерий приводит к универсальной двузначной зависимости критического напряжения U_{cr} от pd для определенного газа.

В нормальных и аномальных тлеющих разрядах ток электронного пучка составляет лишь незначительную часть (около 15%) от общего тока разряда. Если произведение расстояния l между электродами и давления газа p уменьшить, при $pl < (pl)_{min}$ достигается так называемое “затрудненное” состояние разряда, которое соответствует левой ветви кривой Пашена. В пределах этого диапазона pl критерий Драйзера может быть достигнут до пробоя газа, и напряжение разряда может достигать 10^4 – 10^5 В. При более высоком давлении $p \geq 100 \text{ Па}$, плотность тока разряда, не теряя своей однородности, обычно не превышает $j \leq$

$\leq 1 \text{ мА}/\text{см}^2$. Если в этом случае используется “открытый” разряд, т. е. если используется сетчатый анод, за которым имеется достаточно большая площадь (пространство дрейфа), то из разряда можно извлечь на несколько порядков более высокий ток в виде электронного пучка [8]. В последние десятилетия изучались различные конфигурации тлеющего разряда с сетчатым электродом [17–27], и была продемонстрирована высокая эффективность генерации электронного пучка с помощью этого метода.

В последние десятилетия много усилий было направлено на изучение физических процессов генерации электронных пучков в открытых разрядах и приложений этих разрядов [23, 28–39]. Большая часть исследований открытых разрядов была посвящена изучению генерации электронного пучка, например, большинство работ Бохана [8–11]. Головин исследовал вольтамперные характеристики электронного пучка, формируемого открытым разрядом, и их зависимости от величины межэлектродного зазора и давления [23, 28]. Карелин использовал численное моделирование для исследования электронного пучка, генерируемого открытым разрядом, стимулированным тяжелыми частицами, бомбардирующими катод [29]. Исследования Сорокина по открытому разряду были также посвящены изучению механизмов генерации электронного пучка. Сначала он разделял взгляд о фотоэлектронном механизме генерации электронного пучка. Позже он пришел к выводу, что формирование электронного пучка основывается на бомбардировке катода тяжелыми частицами, причем эффективность электронного пучка определяется коэффициентом возбуждения [30, 31].

Рахимов с соавторами разработали источник низкоэнергетического электронного пучка с большой апертурой, основанный на конструкции открытого разряда постоянного тока [34–36]. Этот источник был протестирован в качестве широко апертурного катодолуминесцентного источника света [36] и системы травления как монокристаллического кремния, так и фоторезиста в различных газовых смесях [34, 35]. Показано, что низкоэнергетический источник пучка электронов может быть использован для обработки изоляторов.

Акишев с соавторами исследовали характеристики сильно аномального тлеющего разряда с сетчатым анодом в инертных газах при средних давлениях, используемого для получения быстрых электронов в киловольтном диапазоне энергий [32, 33]. Спектральными методами исследовалась активная среда, возбуждаемая быстрыми электронами в постанодном пространстве этого разряда [33]. При давлениях 10 и 30 Торр максимальная интенсивность линий ионов гелия на-

блюдалась на расстоянии 2–3 мм за анодом. С увеличением напряжения разряда интенсивность линий атомов и ионов и длина области их свечения в пространстве за сетчатым анодом увеличивались. Моделирование методом Монте-Карло позволило авторам получить функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) непосредственно за сетчатым анодом, а также рассчитать интенсивность генерации электрон-ионных пар и возбуждения электронных уровней в зависимости от расстояния от сетчатого анода.

Позже Акишев и др. применили открытый разряд низкого давления (Торр) для генерации высоковольтных и сильноточных электронных пучков с энергиями до 25 кэВ и продемонстрировали возможность их применения для сверхвысокой зарядки пылевых мишеней [38]. Модификация электродной системы открытого разряда за счет введения третьего электрода позволила существенно улучшить поперечную однородность генерируемого электронного пучка, а также повысить как стабильность разряда, так и энергию убегающих электронов до 25 кэВ [39]. Приведен расширенный набор экспериментальных данных, характеризующих режим перенапряжения импульсного открытого разряда в дейтерии при низком давлении.

Хомич и Ямшиков исследовали формирование импульсного пучка убегающих электронов в высоковольтном открытом разряде в гелии и молекулярном азоте [37]. Установлено, что при напряжениях менее 10 кВ для гелия и менее 7 кВ для азота на ускоряющем промежутке длиной около 300 мкм максимальные значения параметра pd , при которых возникает пучок убегающих электронов, составляют 2.5 Торр · см в гелии и 0.5 Торр · см в азоте, что соответствует левой ветви кривой Пашена. Для создания пучка убегающих электронов предлагается способ, в котором электронный пучок сначала формируется в узком зазоре (~1 мм) между катодом и сеткой, а затем ускоряется в основном зазоре, образованном сеткой и анодом (расстояние 10–20 мм). Показано, что этот метод позволяет получить импульсный пучок убегающих электронов в газоразрядном промежутке, заполненном азотом, при значительно более высоких значениях $pd \sim 100$ см · Торр, чем метод с открытым разрядом.

В работах [40, 41] смоделирован электронный пучок, генерируемый постоянным током “открытого” разряда (с сетчатым анодом). Показано, что конфигурация разряда постоянного тока с сетчатым анодом может быть использована как часть более крупного покрытия, которое может быть установлено на летательном аппарате, и обеспечивает плазменную оболочку, которую можно включать и отключать. Эффективность генерации электронного пучка в этом разряде в различных

газах, а также в газовых смесях различного давления может достигать 95%.

Стоит подчеркнуть, что убегающие электроны могут инициировать неравновесную плазму большого объема или способствовать созданию такой плазмы. Помимо открытых разрядов (сильно аномальных коротких тлеющих разрядов с сетчатым анодом), для генерации убегающих электронов с этой целью можно использовать мощный наносекундный разряд. Генерация убегающих электронов в предыонизованных диффузных разрядах (УЭП ДР), образующихся в неоднородном электрическом поле в различных газах при повышенном давлении, в течение последних двух десятилетий изучалась В. Тарасенко с соавторами, а также другими исследователями [42].

В данной статье сообщается об экспериментальном исследовании способности протяженно тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии поглощать СВЧ-излучение. В разд. 2 представлены конфигурация тлеющего разряда с сетчатым анодом и конструкция экспериментальной установки для измерения фазового сдвига и затухания СВЧ-излучения после прохождения плазмы тлеющего разряда сетчатого анода, а также методы диагностики. Результаты экспериментов описаны в разд. 3. Статья завершается разделом 4 с обобщением и выводами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Для изучения взаимодействия электромагнитных волн с плазмой с целью исследования эффекта ослабления электромагнитных волн генераторами плазмы большой площади была выбрана полоса частот 2–18 ГГц. Диапазон выбранных длин электромагнитных волн составляет 1.7–15 см. Указанные ниже размеры плазменной установки были выбраны так, чтобы все волны помещались в плазменную камеру.

Тлеющий разряд постоянного тока с сетчатым анодом создавался в прямоугольной полости (камере) $95 \times 175 \times 175$ мм³ между квадратным нижним катодом (165×165 мм²) и сетчатым анодом (также 165×165 мм²) с ячейками 10×10 мм². Прозрачность сетчатого анода составляла около 72%. Расстояние между катодом и сетчатым анодом составляло 5 мм. Сетчатый анод располагался непосредственно над катодом с помощью изолирующей опоры. Катод и анод изготовлены из нержавеющей стали. Верхняя стенка прямоугольной полости (камеры) выполнена из закаленного стекла толщиной 12 мм и служила смотровым окном. Расстояние между сетчатым анодом и верхней стеклянной стенкой составляет около 89 мм. Объем полости над анодом (постанодное пространство) составляет $89 \times 175 \times 175$ мм³ ≈ 2726 см³.

Для инициализации и поддержания тлеющего разряда с сетчатым анодом использовался источник постоянного тока УТ-SKG (Китай), а в анодной цепи был установлен резистор сопротивлением 500 Ом (до 8 кВт). Схема конфигурации разряда представлена на рис. 1.

Полость камеры откачивалась пластинчатороторным вакуумным насосом до давления около 10^{-2} Торр, а затем рабочий газ подавался в камеру через регулировочный клапан. Разряд работал в режиме непрерывной откачки. В качестве рабочего газа использовался гелий (чистота 99.9%). Регулировочный клапан контролировал поток газа в полость камеры, а давление газа измерялось с помощью термопарного датчика ZDY-21. Давление газа в камере варьировалось от 2 до 50 Торр.

Фотография тлеющего разряда с сетчатым анодом при давлении гелия 10 Торр представлена на рис. 2. Фотография сделана через небольшое окно на боковой стенке камеры. Высота окна составляла 75 мм, а ширина — 10 мм. Детальное изучение изображений постанодной плазмы показало, что толщина слоя ионизированного газа за анодом превышает 75 мм.

Разряд полностью покрывал поверхность катода до тех пор, пока давление гелия не достигло 25 Торр. При более высоком давлении поверхность катода, занятая разрядом, уменьшалась. При давлении 50 Торр разряд лишь частично покрывал поверхность катода. В то же время следует отметить, что напряжение на промежутке катод-анод, начиная с момента достижения полного покрытия поверхности катода, возрастало с увеличением давления. В экспериментах мы были вынуждены ограничиться напряжением 1.5 кВ, поскольку резистор в анодной цепи сильно нагревался, когда напряжение, приложенное к разряду, превышало это значение.

Концентрация электронов в постанодном пространстве разряда измерялась по фазовому сдвигу отраженного СВЧ-излучения. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

В экспериментальной установке для измерения отражения СВЧ-излучения используется только одна рупорная антенна; она отправляет и принимает сигналы. СВЧ-сигнал, излучаемый рупорной антенной, сначала проходит через разрядную камеру, затем отражается от поверхности катода, и возвращается снова через разрядную камеру. Наконец, он регистрируется рупорной антенной в режиме приема. Фаза СВЧ-излучения измерялась векторным анализатором цепей фирмы Keysight, который также служил источником СВЧ-сигнала. Экспериментальная установка была окружена материалом с черным покрытием, поглощающим СВЧ-излучение. Чтобы получить фазовый сдвиг СВЧ-сигнала после его двукрат-

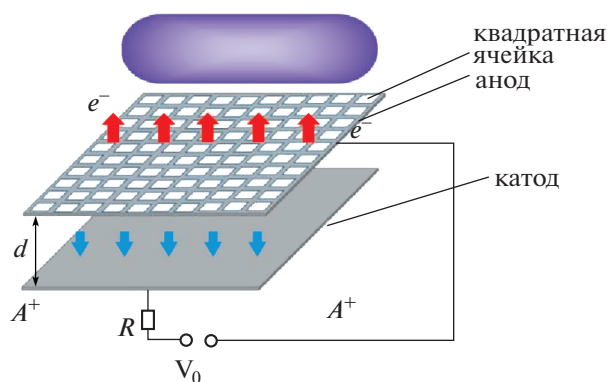


Рис. 1. Схема конфигурации тлеющего разряда с сетчатым анодом: 1 — катод; 2 — сетчатый анод. Пространство над анодом — постанодное пространство; d — расстояние между электродами. Напряжение V_0 подается на электроды через балластное сопротивление R ; e^- — электроны, а A^+ — ионы.



Рис. 2. Фотография тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии при $p = 10$ Торр, $V = 400$ В, $I = 0.33$ А.

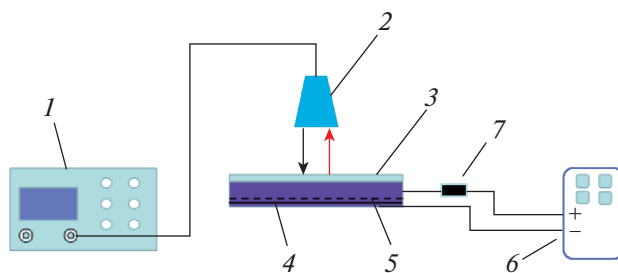


Рис. 3. Принципиальная схема экспериментальной установки для измерения отражения СВЧ-излучения тлеющим разрядом с сетчатым анодом. 1 — Анализатор цепей KEYSIGHT PNA-L; 2 — рупорная антенна, с диапазоном частот 9.9–10.1 ГГц; 3 — смотровое окно; 4 — катод; 5 — сетчатый анод; 6 — блок питания; 7 — балластный резистор (500 Ом).

ного прохождения через плазму постанодного пространства, мы сначала измеряли фазу СВЧ-сигнала, отраженного от электродов в газовой разрядной камере без разряда, затем с разрядом, и затем рассчитывали разность фаз.

Разность фаз, полученная с помощью векторного анализатора цепей, является функцией электронной плотности $n_e(z)$ [43]

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int_0^L \left[\left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} - 1 \right] dz, \quad (1)$$

где $n_c = m\epsilon_0\omega^2/e^2$ – критическая концентрация электронов, $\omega = 2\pi f$ – угловая частота микроволн, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость в вакууме, e – элементарный заряд, c – скорость света, L – толщина плазменного пространства над сетчатым анодом.

При $n_e \ll n_c$ это соотношение можно упростить до следующего:

$$\Delta\varphi = -\frac{\omega}{c} \int_0^L \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c} dz. \quad (2)$$

Для оценки плотности электронов в постанодной плазме мы предполагали равномерное распределение электронов в постанодном пространстве. В этом случае выражение для разности фаз включает среднюю плотность электронов в плазме \bar{n}_e [44–47]:

$$\Delta\varphi = \frac{k_0 e^2}{2\epsilon_0 m_e \omega^2} \bar{n}_e L, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число электромагнитной волны в вакууме.

Затухание СВЧ-излучения в постанодном пространстве тлеющего разряда постоянного тока с сетчатым анодом измерялось с помощью векторного анализатора цепей KEYSIGHT PNA-L. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.

Излучающая и приемная рупорные антенны (горны) устанавливались над разрядной камерой. Радиус арки составлял 250 см. С учетом толщины плазменной полости, расстояние между рупорной антенной и плазмой составляло 250–260 см. Средняя линия между излучающей и принимающей рупорными антеннами была перпендикулярна поверхности плазмы, а угол между каждой из двух рупорных антенн и средней линией был приблизительно равен 30°. Микроволновое излучение анализатора (частотный диапазон 2–18 ГГц, обычно используется в системах спутниковой связи, радаров и т. д.) распространялось наклонно к вертикальной линии, перпендикулярной поверхности разряда, проникало в постанодную плазму, отражалось от поверхностей электродов,

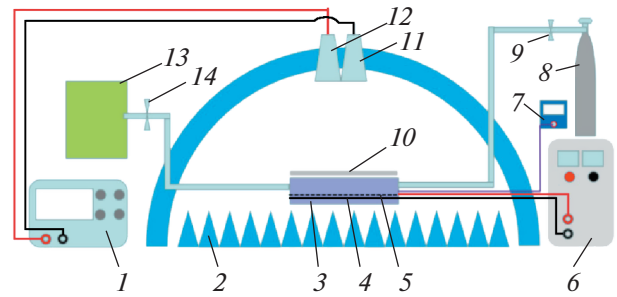


Рис. 4. Принципиальная схема измерения ослабления СВЧ-излучения в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом: 1 – анализатор цепей KEYSIGHT PNA-L, 2 – абсорбирующая губка, 3 – разрядная камера, 4 – катод, 5 – сетчатый анод, 6 – высоковольтный источник питания, 7 – вакуумметр, 8 – баллон с гелием, 9 и 14 – регулировочные клапаны, 10 – смотровое окно, 11 – приемная рупорная антенна, 12 – передающая рупорная антенна, 13 – вакуумный насос.

проходило через постанодную плазму второй раз и регистрировалось приемной антенной, расположенной симметрично излучающей антенне. Таким образом, СВЧ-излучение дважды проходило через плазменный слой под углом около 30° к вертикальной линии, перпендикулярной поверхности разряда. Все пространство вокруг разрядной камеры было окружено поглощающими элементами. Схема измерения была откалибрована в отсутствие плазмы, когда СВЧ-излучение отражалось от плоской стальной пластины, закрывающей разрядную камеру, и затем улавливалось приемной антенной.

Кривые ослабления СВЧ-излучения были получены после вычитания СВЧ-излучения, прошедшего через разряд, из СВЧ-излучения, отраженного от плоской поверхности металла. Учитывая, что излучение дважды проходило через постанодную плазму, полученное затухание делилось на 2.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед проведением экспериментов по затуханию электромагнитной волны при распространении через постанодную плазму мы измерили вольтамперные характеристики разряда между электродами, а затем по току оценили концентрацию электронов в разряде. Оценка показывает, что концентрация электронов в разряде может достигать 10^9 см^{-3} и выше.

Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с сетчатым анодом показаны на рис. 5. Как видно на рисунке, кривые имеют положительный наклон, типичный для аномального тлеющего разряда [48].

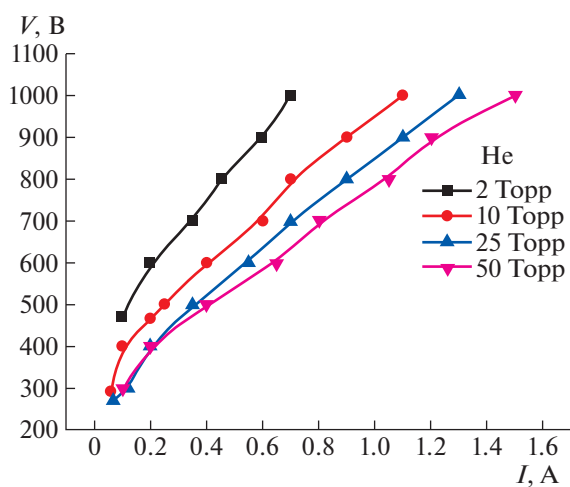


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда постоянного тока с сетчатым анодом в гелии при различных давлениях.

В разряде в гелии повышение давления газа при постоянном напряжении между электродами приводит к увеличению тока. Поведение тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии в диапазоне давлений 2–25 Торр аналогично поведению аномального тлеющего разряда. Однако при давлении 50 Торр разряд близок к нормальному тлеющему разряду [49]: разряд лишь частично покрывает поверхность катода, и площадь катода, занятая разрядом, увеличивается с ростом напряжения.

Регистрировались фазовые сдвиги СВЧ-излучения в диапазоне 9.9–10.1 ГГц, отраженного от тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии, при различных режимах разряда. Рупорная антенна устанавливалась вертикально на стеклянкой поверхности разрядной камеры (рис. 3); площадь приема-передачи рупорной антенны была примерно такой же, как площадь поверхности плазмы. СВЧ-излучение проходило через постанодную плазму, отражалось от электродов и возвращалось в рупорную антенну, повторно проходя через постанодную плазму. При измерении фазового сдвига сначала регистрировалась фаза СВЧ-излучения, отраженного от разрядной камеры в отсутствие разряда, а затем — фаза СВЧ-излучения, отраженного от разряда. После этого фазовый сдвиг СВЧ рассчитывался как разность фаз между фазами отраженного СВЧ-излучения при измерениях с разрядом и без него. Измерения проводились для разряда в гелии при давлениях 2, 10 и 25 Торр и напряжениях разряда 600, 800 и 1000 В.

Стоит отметить, что СВЧ-излучение не влияет на параметры разряда. Чтобы доказать это, мы измерили вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с сетчатым анодом при его облучении СВЧ-излучением в диапазоне 9.9–10.1 ГГц

при мощности излучения, использованной в эксперименте по фазовому сдвигу СВЧ-излучения, и сравнили их с вольт-амперными характеристиками разряда, измеренными в отсутствие СВЧ-излучения. В этих экспериментах мы не наблюдали влияния СВЧ-излучения на вольт-амперные характеристики разряда.

Концентрация электронов и степень ионизации газа в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии при давлении 2, 10 и 25 Торр, рассчитанные по фазовому сдвигу СВЧ-излучения с использованием уравнения (3), показаны на рис. 6. Как концентрация электронов, так и степень ионизации газа уменьшаются с увеличением давления гелия и увеличиваются с увеличением тока разряда. Уменьшение плотности электронов с увеличением давления связано с уменьшением длины свободного пробега электронов, уменьшением энергии, накопленной электронами в электрическом поле, и уменьшением скорости ионизации газа.

При давлениях гелия 10 и 25 Торр концентрация электронов в постанодном пространстве растет примерно пропорционально разрядному току. Однако при давлении гелия 2 Торр рост заметно нелинейный. Наблюдается более медленная скорость роста при большем токе. Возможная причина — увеличение скорости дрейфа электронов.

Стоит отметить, что при понижении давления гелия с 25 до 10 Торр (в 2.5 раза) концентрация электронов в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии увеличивается более чем в 10 раз. Снижение давления еще в 5 раз приводит к дальнейшему увеличению концентрации электронов еще на порядок.

Кривые ослабления зондирующего СВЧ-излучения были получены после вычитания СВЧ-излучения, отраженного плоской металлической поверхностью, из СВЧ-излучения, отраженного разрядом. Полученное ослабление делилось на 2, учитывая, что излучение дважды проходило через объем плазмы. Кривые ослабления зондирующего СВЧ-излучения показаны на рис. 7. Видно, что максимальное ослабление зондирующего СВЧ-излучения в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии достигается при давлении 2 Торр и напряжении 700 В и достигает примерно 0.28 дБ. С увеличением тока затухание СВЧ-излучения уменьшается. При давлении 25 Торр затухание меньше, чем при давлении 2 Торр, и увеличивается с увеличением тока.

Таким образом, ослабление зондирующего СВЧ-излучения тлеющим разрядом с сетчатым анодом при давлении гелия 25 Торр достигает 1–3% при 1000 В, 0.5–2.5% при 800 В и 0.2–2% при 400 В. При давлении гелия 2 Торр затухание составляет 1–6% при 1000 В, 1–5.5% при 700 В и 0–5% при 500 В.

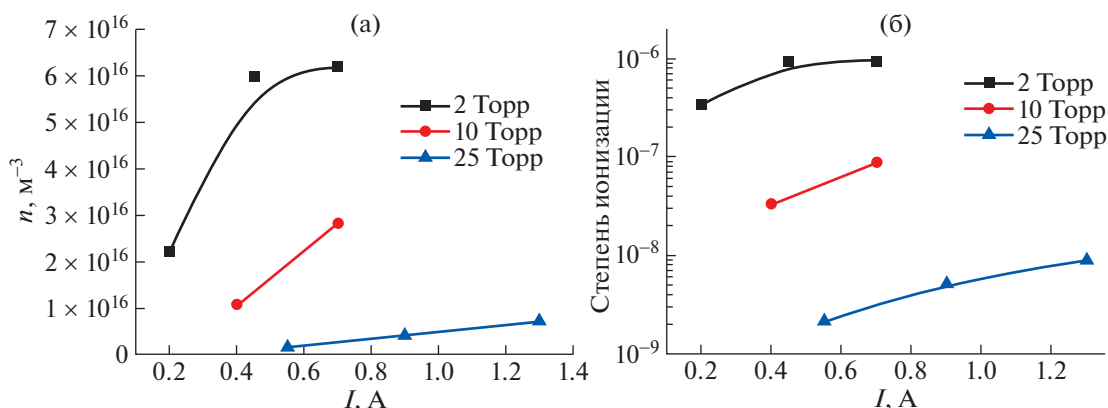


Рис. 6. Концентрация электронов (а) и степень ионизации газа (б) в постоянном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии при давлениях 2, 10 и 25 Торр.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Тлеющий разряд с сетчатым анодом создавался между двумя параллельными плоскими электродами, один из которых являлся сетчатым анодом. Выбор короткого расстояния между электродами и поддержание постоянного напряжения позволили обеспечить отрицательное падение напряжения, разогнать электроны до высокой энергии и ввести их в пространство над анодом. Там электроны высоких энергий теряют свою энергию вследствие ионизации фонового газа. Вследствие этого за пределами зазора между катодом и анодом в полости над сетчатым анодом генерируется постоянная плазма. Ионы, движущиеся из темного катодного пространства, в конечном итоге бомбардируют поверхность катода, обеспечивая эмиссию электронов с катода для поддержания разряда. Как длина свободного пробега атомов гелия $\lambda_a = 0.073\text{--}0.006$ мм при $p = 2\text{--}25$ Торр, так и длина свободного пробега электронов $\lambda_e = 0.2\text{--}0.02$ мм при $p = 2\text{--}25$ Торр и $T_e = 1$ эВ меньше размера анодных ячеек и расстояния катод–анод. Минимум кривой Пашена для гелия приходится на $(pl)_{\min}$ примерно $3\text{--}4$ см · Торр, поэтому при $p = 2$ Торр и $pl = 1$ см · Торр условия разряда соответствуют левой ветви кривой Пашена, и мы имеем дело с “затрудненным” разрядом, потому что $pl < pl_c$, где l_c – катодное падение (когда фоновым газом является гелий, а катодом является железо $pl_c = 1.3$ см·Торр [43, 50, 51]). Однако, когда давление гелия изменяется в диапазоне $10\text{--}50$ Торр, pl лежит в диапазоне $5\text{--}25$ см · Торр; эти условия соответствуют правой ветви кривой Пашена.

Когда поверхность, занимаемая разрядом, не изменяется (т. е. когда разряд покрывает все пространство над катодом) тлеющий разряд с сетчатым анодом в гелии имеет возрастающую вольт-амперную характеристику. Таким образом, тлеющий разряд с сетчатым анодом в гелии ведет себя

как аномальный тлеющий разряд. Повышение давления газа при постоянном напряжении между электродами приводит к увеличению тока разряда.

Измерения фазового сдвига СВЧ-излучения $9.9\text{--}10.1$ ГГц после его отражения от тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии позволили

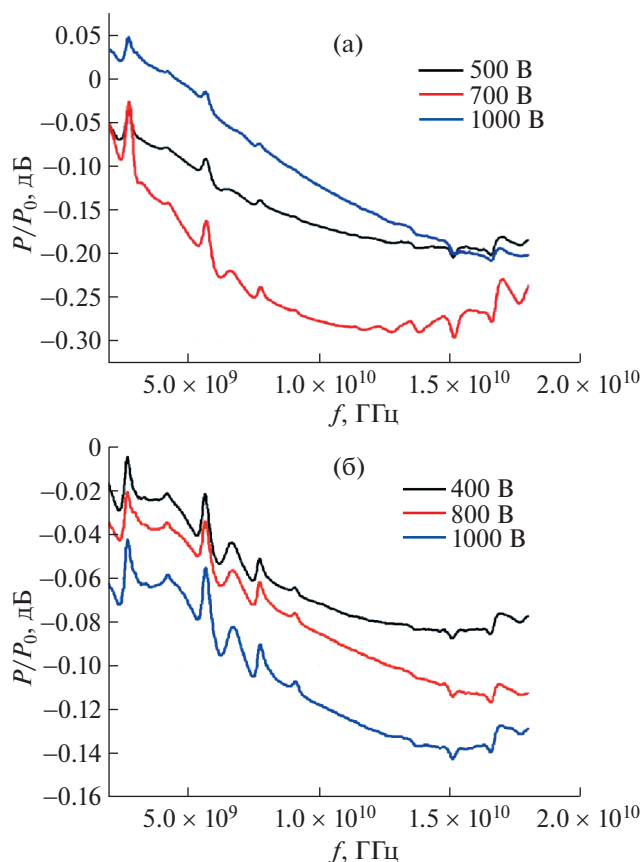


Рис. 7. Кривые ослабления зондирующего СВЧ-излучения тлеющим разрядом с сетчатым анодом в гелии при давлениях 2 Торр (а) и 25 Торр (б).

Таблица 1. Степень ионизации постанодной плазмы

P (Торр)	2	10	25
Степень ионизации	$3.4 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-6}$	$(3.4-8.8) \times 10^{-8}$	$(2-9) \times 10^{-9}$

рассчитать плотность электронов в постанодной плазме и оценить степень ионизации плазмы. Обнаружено, что концентрация электронов и степень ионизации гелия в постанодном пространстве уменьшаются с ростом давления гелия и возрастают с увеличением тока разряда. Значения концентрации электронов в постанодной плазме не столь высоки: при давлении гелия 2 Торр мы получили концентрацию электронов $(2.2-6.2) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$; при давлении 10 Торр – $(1.1-2.9) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$; а при давлении 25 Торр – $(1.7-7.1) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. В предположении температуры газа $\approx 300 \text{ К}$ определена степень ионизации постанодной плазмы, показанная в табл. 1.

Следует отметить, что концентрация электронов в постанодной плазме, измеренная по фазовому сдвигу СВЧ-излучения, немного превышает концентрацию электронов в разрядном промежутке, оцененную по вольт-амперной характеристике. Таким образом, мы можем сделать вывод, что тлеющий разряд с сетчатым анодом генерирует некоторое количество убегающих электронов, которые обладают достаточно высокой ионизирующей способностью для образования постанодной плазмы.

Кроме того, при давлении гелия 2 Торр пробой газового промежутка начинается примерно при вдвое большем напряжении, чем требуется для пробоя при давлениях 10–50 Торр. Это следствие увеличения длины свободного пробега электронов и уменьшения возможности столкновений электронов с атомами в разрядном пространстве. Условия разряда соответствуют левой ветви кривой Пашена. Разряд представляет собой “затрудненный” разряд [27]. Это означает, что электроны движутся в сильном электрическом поле, редко сталкиваются и набирают энергию, увеличивая свою ионизирующую способность в пространстве над сетчатым анодом. Как видно на рис. 7а, концентрация электронов максимальна при давлении гелия 2 Торр.

Результаты показывают, что ослабление СВЧ-излучения, распространяющегося через постанодную плазму тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии, невелико. Ослабление СВЧ-излучения достигало 1–6% в плазме гелия при давлении 2 Торр и 1–3% при давлении 25 Торр. Наибольшее ослабление СВЧ-излучения было достигнуто в плазме “затрудненного” разряда. Однако следует отметить, что даже при $p = 2$ Торр давление гелия для условий разряда соответствует лишь не-

большому отклонению от $(pI)_{\min}$ вдоль левой ветви кривой Пашена.

Чтобы увеличить концентрацию электронов в пространстве над сетчатым анодом и, как следствие, увеличить ослабление СВЧ-излучения в разряде, мы должны сдвинуться дальше от $(pI)_{\min}$ вдоль левой ветви кривой Пашена, что означает уменьшение разрядного промежутка. Дополнительным способом увеличения энергии электронов является уменьшение размера ячеек сетчатого анода, чтобы лучше удержать электрическое поле в пространстве катод-анод, тем самым предотвращая “провисание” поля через сетчатый анод.

Работа поддержана Национальным фондом естественных наук Китая в рамках гранта № 11775062.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vidmar R.J. // IEEE Transactions on Plasma Sci. 1990. V. 18. P. 733.
2. Guo L.J., Guo L.X., Li J.T. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 022108.
3. Fahlen T.S. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 4132.
4. Warner B.E., Persson K.B., Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 5694.
5. Warner B.E., Gerstenberger D.C., Reid R.D., McNeil J.R., Solanki R., Persson K.B., Collins G.J. // IEEE J. Quantum Electronics. 1978. V. 14. P. 568.
6. Rocca J.J., Meyer J.D., Collins G.J. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. P. 300.
7. Yu Z., Rocca J.J., Meyer J., Collins G. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 4704.
8. Bokhan P.A., Sorokin A.R. // Optical and Quantum Electronics. 1991. V. 23. P. 523.
9. Бохан А.П., Бохан П.А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. С. 7.
10. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 28.
11. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 74.
12. Giovanelli R.G. // Phil. Mag. 1949. V. 40. P. 206.
13. Dreicer H. // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 238.
14. Гуревич А.В. // ЖЭТФ. 1961. Т. 12. С. 904.
15. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 54.
16. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Central Europ. J. Phys. 2004. V. 2. P. 579.
17. Сорокин А.П. // ЖТФ. 2006. Т. 76. С. 47.
18. Oks E. Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications. N.Y.: Wiley, 2006. P. 2.
19. Meyer R.M., Prelas M.A., Loyalka S.K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. P. 1881.

20. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 091502.
21. Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 103112.
22. Yousefi M., Damideh V., Ghomi H. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2554.
23. Головин А.И., Голубев М.М., Егорова Е.К., Туркин А.В., Шлойдо А.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 41.
24. Kolobov V.I., Metel A.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. P. 233001.
25. Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky Dm.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 404002.
26. Hardiment T., Bowden M.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 3124.
27. Hardiment T., Bowden M.D. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 043506.
28. Головин А.И., Егорова Е.К., Шлойдо А.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 27.
29. Карелин А.В., Сорокин А.Р. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 567.
30. Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 89.
31. Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 1.
32. Акишев Ю.С., Баранов В.Ю., Волчек А.М., Минина И.В., Напартович А.П., Пономаренко В.В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 1317.
33. Акишев Ю.С., Дятко Н.А., Напартович А.П., Перетятко П.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 14.
34. Ковалев А.С., Манкелевич Ю.А., Муратов Е.А., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1076.
35. Kovalev A.S., Mankelevich Y.A., Muratov E.A., Rakhitov A.T., Suetin N.V. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 1086.
36. Муратов Е.А., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 121.
37. Хомич В., Ямщиков В. // Прикладная физика. 2010. Т. 6. С. 77.
38. Акишев Ю.С., Каральник В.Б., Петряков А.В., Старостин А.Н., Трушкин Н.И., Филиппов А.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 17.
39. Akishev Y., Aponin G., Karalnik V., Petryakov A., Trushkin N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 394003.
40. Yuan C.X., Yao J.F., Eliseev S.I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Zhou Z.X. // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. P. 143304.
41. Yuan C.X., Tian R.H., Eliseev S.I., Bekasov V.S., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Zhou Z.X. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 113303.
42. Tarasenko V.F. Runaway electrons preionized diffuse discharges. N.Y.: Nova Science Publishers, 2014.
43. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of plasma discharges and materials processing. N.Y.: John Wiley & Sons, 2005.
44. Wang H.H., Zhang Z., Yang K.Y., Tan C., Cui R.L., Ouyang J.T. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 7.
45. Shu S.B., Luo J.R., Xue E.B. // J. Electronic Measurement and Instrument. 2012. V. 26. P. 851.
46. Cheng Z.F., Xu Y.M., Liang C., Ding L., Jian F.S., Zhu X. // Chinese J. Radio Sci. 2010. V. 25. P. 302.
47. Shu S.B., Luo J.R., Zhang H.H., Wang H.Z., Xu C.D. // Nuclear Electronics & Detection Technology. 2009. V. 29. P. 615.
48. Кудрявцев А., Цендин Л., Смирнов А. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010.
49. Raizer Y. P. Gas Discharge Physics. Berlin, New York: Springer, 1991.
50. Месяц Г.А. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1069.
51. Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 138.

A Large-Area Dc Grid Anode Glow Discharge in Helium

X. Lyu^{1, #}, Ch. Yuan^{1, 2}, С. Автаева^{1, 2, 3, ##}, А. Кудрявцев^{1, 2, 4}, J. Yao¹, Zh. Zhou^{1, 2}, and X. Wang¹

¹ School of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin, China

² Heilongjiang Provincial Key Laboratory of Plasma Physics and Application Technology, Harbin, China

³ Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

⁴ Physics Department, St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

[#]e-mail: lyu_xingbao@163.com

^{##}e-mail: s_avtaeva@mail.ru

A grid anode glow discharge is a promising source of plasma for absorbing electromagnetic radiation. This paper presents an experimental study of a large-area DC grid anode glow discharge in helium. The behavior of the helium discharge was studied at pressures in the range of 2–50 Torr and discharge voltages up to 1500 V. It was observed that the discharge completely covered the cathode surface at helium pressures of 2–25 Torr. For all pressures, voltage increases as current increases, typical for anomalous glow discharge. The electron density in the post-anode plasma and attenuation of the microwave radiation by the plasma were measured using microwave diagnostic methods. It was found that the electron density and degree of helium ionization decrease with increasing helium pressure and increase with increasing discharge current. The electron density in the post-anode plasma is not high: n_e is about 2×10^9 – 6×10^{10} cm⁻³, corresponding to a degree of ionization of about 10^{-7} – 10^{-6} . It is shown that the maximum attenuation of 10-GHz microwave radiation is about 6% at a helium pressure of 2 Torr.

Keywords: DC grid anode glow discharge, microwave diagnostics, plasma density, microwave radiation attenuation