

04

Определение плотности электронов в аргоновой струе диэлектрического барьерного разряда с помощью СВЧ волноводного фильтра

© М.С. Усачёнок,¹ Ю.С. Акишев,² А.В. Казак,¹ А.В. Петряков,² Л.В. Симончик,¹ В.В. Шкурко³

¹ Институт физики НАН Беларуси,
220072 Минск, Беларусь

² АО „ГНЦ РФ ТРИНИТИ“,
108840 Москва, Троицк, Россия

³ Университет НАН Беларуси,
220070 Минск, Беларусь

e-mail: m.usachonak@dragon.bas-net.by

Поступило в Редакцию 2 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 17 января 2023 г.

Принято к публикации 19 января 2023 г.

С помощью волноводного СВЧ фильтра определена плотность электронов в аргоновой плазменной струе диэлектрического барьерного разряда. Установлена динамика изменения плотности электронов в течение периода приложенного напряжения частотой около 100 kHz. Наблюдались 4 максимума средней концентрации, которые составляют около 10^{13} cm^{-3} .

Ключевые слова: диэлектрический барьерный разряд, волноводный СВЧ фильтр, спектр пропускания, плотность электронов, плазменная струя.

DOI: 10.21883/JTF.2023.03.54845.265-22

Введение

В последнее десятилетие плазменные струи являются одним из актуальных объектов исследований неравновесной плазмы при атмосферном давлении благодаря их биомедицинским приложениям [1–4] из-за способности производить биоактивные частицы кислорода (ROS) и азота (RNS) [5]. Струи атмосферного давления могут быть классифицированы в соответствии с видом разряда, используемого для их генерации, включая разряды постоянного тока, переменного тока, радиочастотные и микроволновые [6–10]. Высокочастотная плазменная струя подходит для биомедицинских применений благодаря относительно низкой стоимости и электробезопасности и возможности обработки непроводящих объектов [1,4,5]. Биоактивные частицы образуются при транспортировке частиц (электронов, ионов, возбужденных частиц, радикалов) из активной области разряда к обрабатываемому образцу. Эти реактивные частицы тесно связаны с реакциями электронного удара [11]. Поэтому, с одной стороны, необходимо знание электронной плотности, чтобы понять и увеличить генерацию биоактивных частиц. С другой стороны, важно знать значение плотности электронов n_e при проверке разрабатываемых моделей плазмы, так как n_e обычно является основным входным параметром [12].

Существует несколько методов измерения концентрации электронов в диапазоне 10^{12} – 10^{13} cm^{-3} в плазме при атмосферном давлении с низкой газовой температурой [13,14]. Однако эти методы либо имеют

недостаточную чувствительность, либо не позволяют отслеживать динамические процессы в нестационарных разрядах. Одним из эффективных методов диагностики газоразрядной плазмы является рассеяние лазерного излучения [15,16]. Он характеризуется хорошим пространственным разрешением до нескольких десятков микрон, но имеет ограниченную чувствительность и его трудно использовать при диагностике плазмы с концентрацией электронов порядка 10^{13} cm^{-3} и ниже. Из-за низкого уровня полезного сигнала требуется длительное накопление, что не позволяет использовать метод рассеяния лазерного излучения при исследовании нестационарных разрядов.

Для определения электронной плотности плазмы также широко используется анализ спектральных данных. Так, метод штарковского уширения линии H_β , основанный на оптической эмиссионной спектроскопии, имеет хорошее пространственное и временное разрешение и является относительно простым в реализации. Этот метод успешно применялся для исследования плазмы атмосферного давления в разрядах различного типа [17–19]. Однако использовать этот метод для измерения электронной плотности в струях холодной плазмы непросто, так как при малых значениях электронной плотности необходим очень детальный анализ механизмов уширения линии [19].

Большое количество работ посвящено зондированию ионосферной и различных типов газоразрядной плазмы при низком давлении радиоволнами различных диапазонов частот. Однако к настоящему времени имеется

мало исследований с использованием СВЧ методов для изучения плазмы атмосферного давления, в частности, плазменных струй. Тем не менее в [20] с высоким временным разрешением успешно выполнена диагностика импульсного разряда между двумя электродами в воздухе, а в [13,14] представлены результаты определения плотности электронов в струе барьерного разряда и униполярного импульсного разряда в потоке гелия соответственно. Недостатком метода рассеяния является то, что при зондировании плазмы в свободном пространстве могут сильно влиять различные внешние факторы. В [21] предпринята попытка определения плотности электронов в гелиевой плазменной струе атмосферного давления с помощью цилиндрического СВЧ резонатора с модой TE₁₁₂.

Положительный столб несамостоятельного тлеющего разряда атмосферного давления в аргоне использовался в [22,23] в качестве управляющего элемента пропускаемым 10-сантиметрового волноводного фильтра с 6 стержневыми диафрагмами, которые образуют 5 связанных резонаторов. Было показано, что пропускание фильтра на частоте 2840 МГц изменяется примерно на 10 dB в диапазоне токов разряда 0–50 мА. Этого изменения пропускания вполне может быть достаточно для определения концентрации электронов в струе аргоновой плазмы диэлектрического барьерного разряда.

Как известно из теории и практики резонаторных измерений [24], введение плазмы в резонатор, настроенный на одну из собственных частот, приводит к смещению его резонансной частоты. Величина этого смещения пропорциональна относительному изменению концентрации плазмы, если частота столкновений электронов ν_e в плазме много меньше резонансной частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$. В случае плазмы атмосферного давления частота столкновений ν_e может значительно превышать резонансную частоту ω_0 . В этом случае смещение резонансной частоты и пропускание резонатора будет зависеть как от концентрации электронов n_e , так и от частоты столкновений ν_e .

В общем случае, диэлектрическая проницаемость плазмы ϵ_p для распространяющегося в плазме излучения СВЧ частотой f_0 задается выражением

$$\epsilon_{pe} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2(1 - i \frac{\nu_e}{\omega_0})} = 1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e \omega_0^2 (1 - i \frac{\nu_e}{\omega_0})}, \quad (1)$$

где ω_{pe} — электронная плазменная частота, e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума и m_e — масса электрона. При этом проводимость плазмы σ определяется следующим образом:

$$\sigma = \sigma_{re} + i\sigma_{im}, \quad \sigma_{re} = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2},$$

$$\sigma_{im} = -\frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\omega}{\omega^2 + \nu^2}. \quad (2)$$

В настоящей работе вначале для тестирования метода выполняются исследования с газоразрядным источником

плазмы с более или менее определяемыми параметрами плазмы, а затем метод волноводного фильтра применяется для аргоновой струи диэлектрического барьерного разряда (ДБР).

1. Экспериментальная установка

Источником плазменной струи служил диэлектрический барьерный разряд, возбуждаемый высокочастотным источником напряжения в аргоне внутри кварцевой трубки (рис. 1). Внешний диаметр трубки составлял 4 мм и внутренний — 2.5 мм. Аргон продувался сквозь трубку с расходом 10 л/мин, скорость газа составляла около 30 м/с. Внутренний электрод представлял собой металлический стержень диаметром 1 мм, расположенный вдоль оси трубки. Внешний электрод в виде цилиндра из медной фольги шириной 20 мм закреплялся на расстоянии 2 мм от конца стержневого электрода. Расстояние от внешнего кольцевого электрода до края кварцевой трубки составляло 2 см. На электроды от блока питания PS подавалось переменное напряжение амплитудой 4 кВ и частотой $f_0 \sim 100$ kHz (рис. 1, а). Типичные осциллограммы тока и напряжения ДБР представлены на рис. 1, б. Видно, что напряжение на электродах остается близким к синусоидальному. В то же время осциллограмма разрядного тока отличается от исходной синусоидальной формы, которая регистрируется без плазменной струи, а именно в течение периода имеется 4 максимума тока. Это может быть связано с протеканием разрядного тока по двум цепям: а) высоковольтный электрод–плазма–емкость барьера — внешний заземленный электрод и б) высоковольтный электрод–плазма струи–емкость окружающего пространства–заземленные предметы. Такая ситуация обсуждалась в работе [25]. Эквивалентная электрическая схема барьерного разряда с плазменной струей представлена на рис. 2.

Фотография плазменной струи в аргоне показана на рис. 1, а (вставка внизу). Регистрация интегрального свечения ДБР в видимой области спектра проводилась с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79, сигнал с которого записывался на цифровом осциллографе GDS-72204E. Осциллограмма на рис. 1, с, показывает изменение во времени интенсивности свечения плазмы ДБР и, в общем, отражает динамику изменения разрядного тока.

Для измерения плотности электронов в плазме струи ДБР использован волноводный фильтр 10-см диапазона длин волн [23], изготовленный из отрезка прямоугольного волновода сечением 90 × 10 мм и длиной 500 мм. В поперечных сечениях волновода располагались 6 стержневых диафрагм (рис. 3.) на расстояниях порядка $\Lambda/2$ друг от друга ($\Lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}}$ — длина волны в волноводе). Каждая диафрагма представляет собой набор из трех цилиндрических стержней, расположенных перпендикулярно оси волновода на расстояниях $a/4$ друг от друга, где $a = 90$ мм — размер

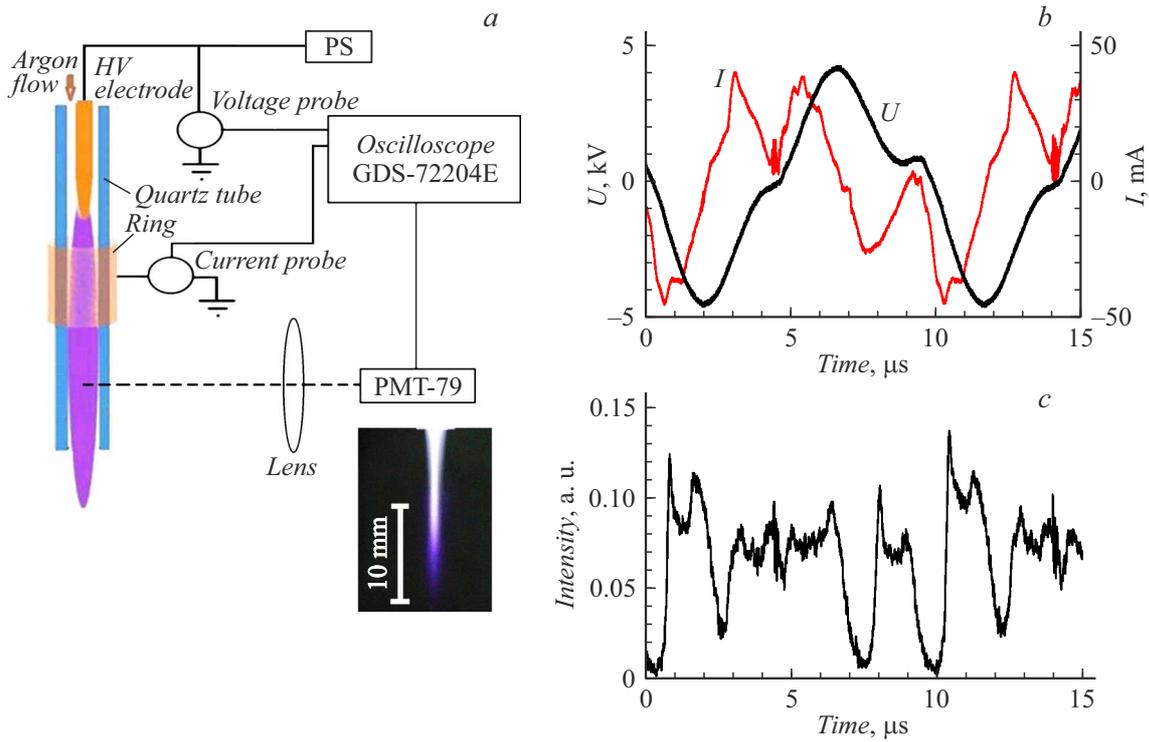


Рис. 1. *a* — схема электрического включения струи ДБР и ее фотография; *b* — осциллограммы напряжения и разрядного тока; *c* — интегрального свечения струи.

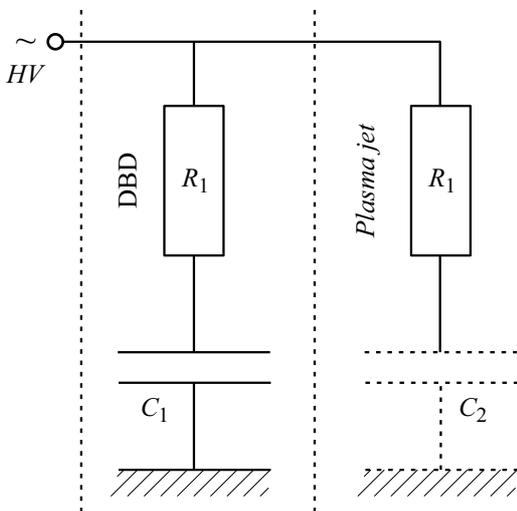


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема барьерного разряда с плазменной струей в свободном пространстве [24]. R_1 и R_2 — эффективные сопротивления плазмы барьерного разряда и плазменной струи, C_1 и C_2 — емкость барьерного разряда и плазменной струи.

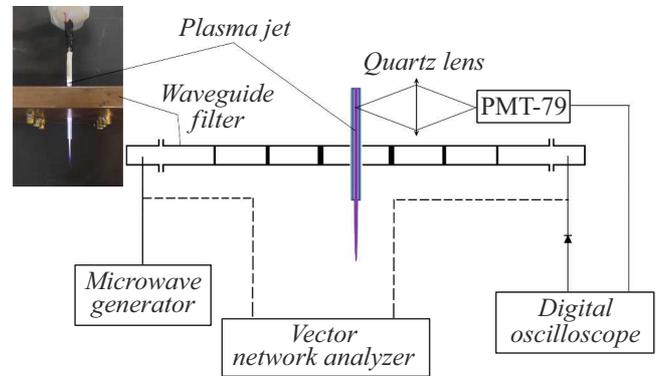


Рис. 3. Блок-схема измерения пропускания фильтра.

широкой стенки волновода. Эти 6 диафрагм образуют 5 связанных резонаторов фильтра. Регистрация спектра пропускания фильтра проводилась с помощью портативного векторного анализатора спектра Keysight FieldFox N9918A. Регистрация временной эволюции пропускания

фильтра на отдельных частотах выполнялась с помощью СВЧ генератора ГЗ-22, детекторной секции и цифрового осциллографа GW Instek GDS-72204E.

2. Результаты и обсуждение

На первом этапе в качестве плазменной неоднородности с известными параметрами, вводимой в средний резонатор фильтра, был использован положительный столб разряда в стандартной неоновой лампе ГШ-5, известной как генератор шума в СВЧ технике. Внешний диаметр разрядной трубки ГШ-5 составляет

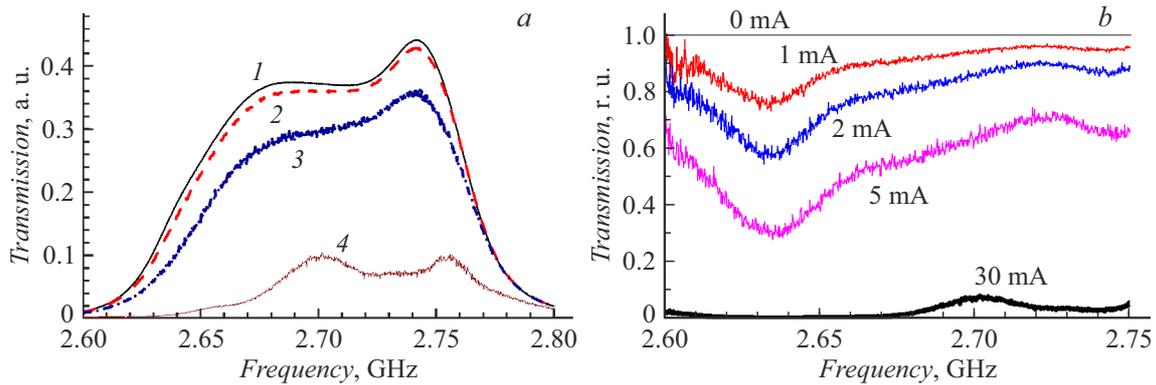


Рис. 4. Спектр пропускания СВЧ фильтра при различных значениях разрядного тока в лампе ГШ-5. 1 — 0, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 30 мА.

3.8 mm, внутренний — 3.0 mm, межэлектродное расстояние 18 cm, катод лампы накальный. Лампа наполнена неоном при давлении около 70 Torr.

При включении разряда в лампе ГШ-5 происходит изменение спектра пропускания фильтра (рис. 4, *a*). Видно, что с увеличением разрядного тока уменьшается уровень проходящего через фильтр сигнала СВЧ, его спектр пропускания смещается в сторону больших частот. Отметим, что при величине разрядного тока 30 мА проходящий сигнал уменьшается более чем на один порядок. Для того чтобы установить на какой частоте происходит наибольшее изменение прошедшего сигнала, спектры из рис. 4, *a* были пронормированы на спектр пропускания фильтра с лампой без включения разряда. Нормированные спектры пропускания представлены на рис. 4, *b*. Видно, что наиболее существенное изменение пропускания происходит в диапазоне 2.63–2.64 GHz.

Плотность электронов и частота столкновений в лампе ГШ-5 определялись по приведенной напряженности электрического поля с помощью программы BOLSIG+ [26]. Для этого измерялись напряжение и соответствующий разрядный ток в лампе, а затем вычислялись величина напряженности приведенного электрического поля и плотность тока. Зависимость плотности электронов от разрядного тока в лампе ГШ-5 представлена на рис. 5. Следует учесть, что полученная таким образом плотность электронов $\langle n_e \rangle$ является усредненной по всему положительному столбу разряда в ГШ-5.

Вычисленное значение частоты столкновений для разрядного тока 5 мА составляет $4 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Для сравнения в соответствии с [24] эффективная частота столкновений в неооне, вычисленная по данным о сечениях столкновений в [27] составляет $(5-7) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Определенная зависимость средней концентрации $\langle n_e \rangle$ от разрядного тока (рис. 5) и соответствующие значения пропускания фильтра при этих величинах тока позволяют найти зависимость пропускания на частоте 2.635 GHz от плотности электронов (кружки на рис. 6). Полученные данные были сопоставлены с результатами расчета зависимости пропускания фильтра от плотности

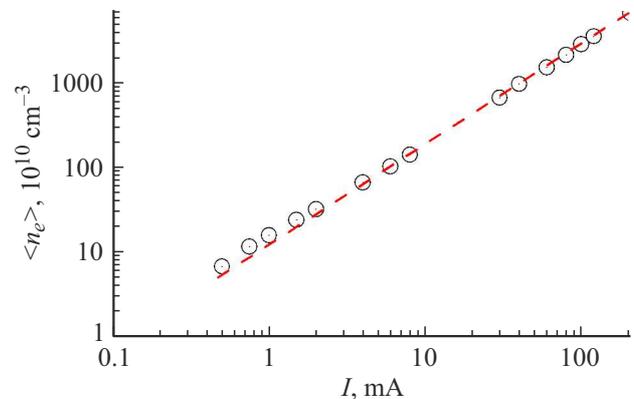


Рис. 5. Зависимости плотности электронов от разрядного тока в лампе ГШ-5.

электронов, выполненного в среде программы Ansys HFSS аналогично [28,29] (кривая 1, рис. 6), в которой была реализована модель представленного выше волноводного фильтра, и материал „плазма“ задавался через значения действительных частей диэлектрической проницаемости и проводимости (1) и (2). Нормировка пропускания произведена относительно пропускания волноводного фильтра без разряда в трубке ГШ-5. Плотность электронов при этом варьировалась от 10^9 до 10^{14} cm^{-3} , частота столкновений полагалась постоянной и равной $4 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Как видно, полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, что позволило использовать созданную модель для оценки зависимости пропускания СВЧ фильтра от плотности электронов в плазменной струе ДБР в аргоне.

Светящаяся область плазменной струи имеет длину около 15 mm (рис. 1, *a*). Это больше размера узкой стенки волновода (10 mm). Однако для изоляции струи от касания заземленного волновода, трубка-барьер ДБР была удлинена на 6 см. При этом на конце удлиненной трубки наблюдалась струя, хотя и несколько меньшей длины по сравнению с представленной на рис. 1, *a*. Кварцевая трубка с плазменной струей помещалась

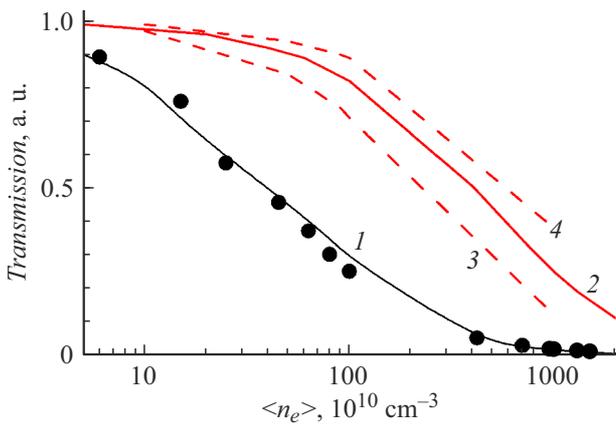


Рис. 6. Зависимость изменения спектра пропускания на частоте 2.635 GHz от плотности электронов. 1 — ГШ-5, 2–4 — аргоновая плазменная струя с $n = 3 \cdot 10^{11}$, $1.5 \cdot 10^{11}$ и $4.5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ соответственно.

в отверстия в широких стенках волновода в центре среднего резонатора (рис. 3, вставка слева). В исследуемой плазменной струе ДБР в качестве рабочего газа используется аргон при атмосферном давлении. Оценка частоты столкновений, выполненная с помощью BOLSIG+, дает значение $\nu \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Используя это значение частоты столкновений ν был проведен расчет пропускания волноводного фильтра в зависимости от концентрации электронов в плазменной неоднородности. Эта зависимость представлена на рис. 6 (кривая 2). Сравнивая кривые 1 и 2, можно заключить, что пропускание фильтра при одной и той же плотности электронов уменьшается более существенно при меньшей частоте столкновений. Это можно объяснить тем, что, как следует из формулы (2), действительная часть проводимости уменьшается с увеличением частоты столкновений. Необходима большая концентрация, чтобы скомпенсировать это уменьшение. Для оценки влияния частоты столкновений электронов на изменение пропускания фильтра, а соответственно на величину определяемой

концентрации электронов, были выполнены расчеты при частотах столкновений $1.5 \cdot 10^{11}$ и $4.5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Эти зависимости представлены на рис. 6 штриховыми линиями 3 и 4.

Полученная зависимость (рис. 6, кривая 2) была использована для оценки временной эволюции плотности электронов в плазме аргоновой струи ДБР. На рис. 7, а приведена осциллограмма пропускания волноводного фильтра при включении барьерного разряда (параметры см. выше). Видно, что в течение периода пропускание 4 раза проходят минимумы, что может свидетельствовать о максимумах концентрации электронов. Используя зависимость пропускания от концентрации из рис. 6 (кривая 2) и полученное изменение во времени пропускания фильтра (рис. 7, а), можно получить временную эволюцию концентрации электронов в струе барьерного разряда. Результат представлен на рис. 7, б.

Как следует из рис. 7, б, максимальное значение средней плотности электронов в струе составляет $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, что согласуется с известными данными [1]. Видно также, что представленный метод волноводного фильтра СВЧ обладает хорошим временным разрешением.

Заключение

С помощью волноводного СВЧ фильтра определена плотность электронов в плазменной струе диэлектрического барьерного разряда в атмосфере аргона с достаточно высоким разрешением во времени. Волноводный фильтр 10-см диапазона длин волн изготовлен с использованием отрезка прямоугольного волновода сечением $90 \times 10 \text{ mm}$ и длиной 500 mm. В поперечных сечениях волновода на расстояниях порядка половины длины волны в волноводе располагались 6 стержневых диафрагм, которые образовывали 5 связанных резонаторов. Метод определения концентрации электронов основан на измерении пропускания фильтра и сопоставлении его с расчетными данными. Для проверки действенности метода использованы газоразрядные источники с из-

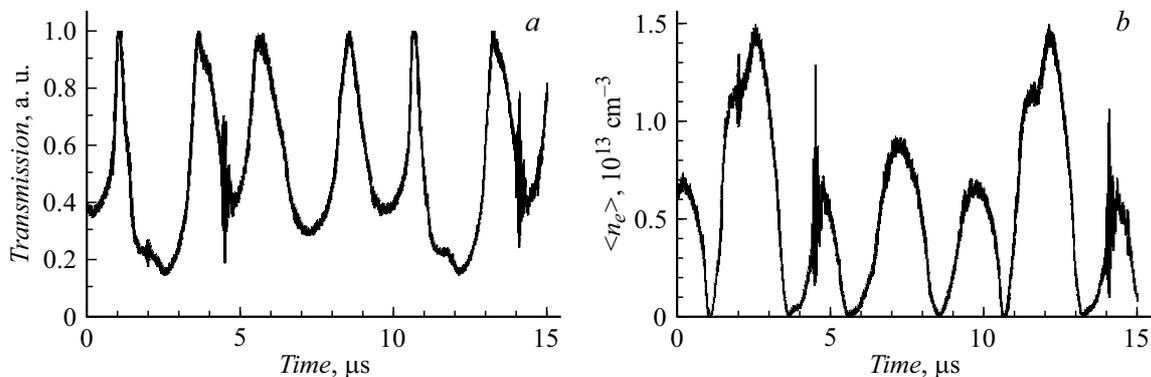


Рис. 7. а — осциллограммы пропускания волноводного фильтра с плазменной струей; б — временная эволюция плотности электронов в плазме аргоновой струи ДБР.

вестными параметрами. Максимальное значение средней плотности электронов в аргоновой струе барьерного разряда составило 10^{13} cm^{-3} , что согласуется с известными данными [1].

Представленный способ определения концентрации электронов в плазменной струе ДБР может служить дополнением к оптическим методам, а также может быть использован для определения плотности электронов в пламенных струях, заключенных в непрозрачных диэлектрических трубках, для которых исключено выполнение оптических измерений.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Viegas, E. Slikboer, Z. Bonaventura, O. Guaitella, A. Sobota, A. Bourdon. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **31** (5), 053001 (2022). DOI: 10.1088/1361-6595/ac61a9
- [2] M. Laroussi, T. Akan. *Plasma Process. Polym.*, **4**, 777 (2007). DOI: 10.1002/ppap.200700066
- [3] X. Lu, M. Laroussi, V. Puech. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **21** (3), 034005 (2012). DOI: 10.1088/0963-0252/21/3/034005
- [4] S. Park, W. Choe, S. Youn Moon, S. Jae Yoo. *Adv. Phys.: X*, **4** (1), 1526114 (2019). DOI: 10.1080/23746149.2018.1526114
- [5] Y. Morabit, M.I. Hasan, R.D. Whalley, E. Robert, M. Modic, J.L. Walsh. *Eur. Phys. J. D*, **75**, 32 (2021). DOI: 10.1140/epjd/s10053-020-00004-4
- [6] E.E. Kunhardt. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 189 (2000). DOI: 10.1109/27.842901
- [7] U. Kogelschatz. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **30** (4), 1400 (2002). DOI: 10.1109/TPS.2002.804201
- [8] U. Kogelschatz. *Contr. Plasma Phys.*, **47** (1-2), 80 (2007). DOI: 10.1002/ctpp.200710012
- [9] B.L. Sands, B.N. Ganguly, K. Tachibana. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (15), 151503 (2008). DOI: 10.1063/1.2909084
- [10] R. Stonies, S. Schermer, E. Voges, J.A.C. Broekaert. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **13** (4), 604 (2004). DOI: 10.1088/0963-0252/13/4/009
- [11] J.L. Walsh, F. Iza, N.B. Janson, V.J. Law, M.G. Kong. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43** (7), 075201 (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/7/075201
- [12] W. Van Gaens, A. Bogaerts. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **46** (27), 275201 (2013). DOI: 10.1088/0022-3727/46/27/275201
- [13] A. Shashurin, M. Keidar. *Phys. Plasmas*, **22** (12), 122002 (2015). DOI: 10.1063/1.4933365
- [14] X. Wang, A. Shashurin. *J. Appl. Phys.*, **122** (6), 063301 (2017). DOI: 10.1063/1.4986636
- [15] K.A. Marshall, G.M. Hieftje. *Plenary lecture J. Analyt. Atomic Spectrometry*, **2**, 567 (1987). DOI: 10.1039/Ja9870200567
- [16] S.G. Belostotskiy, R. Khandelwal, Q. Wang, V.M. Donnelly, D.J. Economou, N. Sadeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 221507 (2008). DOI: 10.1063/1.2939437
- [17] Zh. Qiuping, Ch. Cheng, M. Yuedong. *Plasma Sci. Technol.*, **11**, (5), 560 (2009). DOI: 10.1088/1009-0630/11/5/09
- [18] M. Qian, C. Ren, D. Wang, Y. Feng, J. Zhang. *2012 Abstracts IEEE Intern. Conf. Plasma Sci.*, 5B-9 (2012). DOI: 10.1109/PLASMA.2012.6383989
- [19] A.Yu. Nikiforov, Ch. Leys, M.A. Gonzalez, J.L. Walsh. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **24** (3), 034001 (2015). DOI: 10.1088/0963-0252/24/3/034001
- [20] X. Wang, P. Stockett, R. Jagannath, S. Bane, A. Shashurin. *Plasma Source Sci. Technol.*, **27** (7), 07LT02 (2018). DOI: 10.1088/1361-6595/aacc06
- [21] J. Li, A.M. Astafiev, A.A. Kudryavtsev, Ch. Yuan, Zh. Zhou, X. Wang. *IEEE Transactions Plasma Sci.*, **49** (3), 1001 (2021). DOI: 10.1109/TPS.2021.3050110
- [22] Y.A. Safronau, L.V. Simonchik, M.S. Usachonak. *Contributed Papers of VII International Conference Plasma physics and plasma technology** (PPPT-7) (Minsk, Belarus, 2012), v. 2, p. 624–627.
- [23] Е.А. Сафронов, М.С. Усачёнок. Приложение к журналу „Весті нацыянальнай акадэміі навук Беларусі“, **3**, 65 (2013).
- [24] В.Е. Голант. *Сверхвысококачественные методы исследования плазмы* (Наука, М, 1968)
- [25] Yu.S. Akishev, V.B. Karalnik, M.A. Medvedev, A.V. Petryakov, N.I. Trushkin, A.G. Shafikov. *J. Phys.: Conf. Series*, **927**, 012040 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/927/1/012040
- [26] BOLSIG+ <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/download.html>
- [27] С. Браун. *Элементарные процессы в плазме газового разряда* (Госатомиздат, М., 1961)
- [28] V.I. Arkhipenko, Th. Callegari, L.V. Simonchik, J. Sokoloff, M.S. Usachonak. *J. Appl. Phys.*, **116** (12), 123302 (2014). DOI: 10.1063/1.4896305.
- [29] V.S. Babitski, Th. Callegari, L.V. Simonchik, J. Sokoloff, M.S. Usachonak. *J. Appl. Phys.*, **122** (8), 083302 (2017). DOI: 10.1063/1.4999988