

Исследование эмиссионных свойств капиллярной плазмы азота в области водяного окна: интерпретация экспериментальных данных на основе магнитогидродинамического моделирования

© А.А. Самохвалов,^{1,2} К.А. Сергушичев,² С.И. Елисеев,^{2,3} Т.П. Бронзов,² Е.П. Большаков,² Д.В. Гетман,² А.А. Смирнов²

¹ Национальный исследовательский университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Лаборатория им. В.А. Бурцева,
197022 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: andreia.sam@yandex.ru, samokhvalov.itmo@gmail.com

Поступило в Редакцию 14 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 14 апреля 2024 г.

Принято к публикации 14 апреля 2024 г.

Представлены экспериментальные и численные результаты по генерации излучения в области „водяного окна“. На основе магнитогидродинамической модели проведена интерпретация экспериментальных результатов, полученных на компактном газоразрядном источнике излучения. В совокупности полученные данные позволяют проводить многопараметрическую оптимизацию газоразрядных источников излучения.

Ключевые слова: капиллярный разряд, высокозарядные ионы, эмиссионная спектроскопия, магнитогидродинамика, численное моделирование.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58334.123-24

Введение

Просвечивающая микроскопия в спектральном диапазоне „водяного окна“, т. е. области длин волн 2.3–4.4 nm, дает возможность проводить контрастную микроскопию и томографию клеточных культур и биообъектов, диагностировать различные вирусы и клеточные аномалии с высоким разрешением. Не так давно было показано [1], что при использовании дифракционной оптики — зонных пластинок — разрешающая способность данного метода может достигать ~ 10 nm. В качестве источника излучения в области „водяного окна“ исторически использовались синхротроны, но очевидно, что научные установки такого масштаба доступны единичным научным коллективам.

Поэтому на сегодняшний день были созданы альтернативные источники излучения в настольном исполнении. Одним из эффективных источников является лазерная плазма. В данном типе источников в качестве мишени используется газовая мишень, которая формируется с помощью специального сопла [2]. Главные преимущества данного типа источников заключаются в высокой спектральной яркости, отсутствии линий примесей и отсутствии продуктов разрушения мишени в вакуумной системе. Как известно, излучение лазерной плазмы направлено, и для его транспортировки необходимы специальные многослойные зеркала, эффективность которых в рассматриваемом диапазоне длин волн 2.3–4.4 nm достигает $\sim 5\%$ [3]. При относительно невысокой кон-

версии лазерной энергии в излучение плазмы эффективность такого типа источников может быть повышена за счет применения лазеров с высокой частотой следования импульсов (более 1 kHz) при высокой энергии в самом импульсе; типично необходимая энергия в импульсе составляет более 100 mJ.

Другим источником излучения в области „водяного окна“ является газоразрядная плазма, возникающая при электрическом пробое в газе. В данном типе источников излучения принципиальным является высоковольтный генератор и разрядная геометрия, которые в целом определяют эффективность газоразрядных источников. В данных источниках спектр излучения часто загрязнен спектральными линиями элементов материала, из которого изготовлен капилляр, поэтому часто возникает задача уменьшения абляции стенки капилляра в процессе формирования капиллярной плазмы. С другой стороны, у капиллярной плазмы есть одна особенность — низкая расходимость, что возникает благодаря эффекту самофокусировки излучения Z-пинча при высоких значениях тока. Можно выделить два подхода в проектировании таких источников. В первом (псевдоискровые источники) случае электрическая энергия накапливается за счет большой емкости конденсаторного блока (единицы μF) и уровень напряжений не превышает 10 kV [4]. В другом случае (источники на капиллярной плазме) [5], емкость не превышает единиц nF и накопление энергии осуществляется за счет высоковольтных импульсов амплитудой ~ 20 –30 kV. Отметим, что при обоих подходах

удалось создать источники, генерирующие излучение в области „водяного окна“ с частотами более 1 kHz. Однако принципиальным моментом для реальных применений указанных источников является ресурс разрядного узла. В первом случае разрядная полость была изготовлена из молибденового сплава и имела сложную конфигурацию, во втором — плазма инициализировалась в тонком керамическом капилляре. Очевидно, что замена керамического капилляра является более экономически доступной операцией.

Другим преимуществом применения капилляров из различного материала и с различными геометрическими параметрами является возможность управления свойствами плазмы. Так, авторы работы [6] показали, что линия гелий-подобного иона N VI на длине волны 2.88 nm наблюдается в спектре излучения капиллярной плазмы даже при невысоком уровне вводимой в плазму энергии при выборе капилляра соответствующего диаметра. Для сравнения в псевдоискровом источнике значение энергии для получения спектральной линии N VI — 2.88 nm — составляло 14 J [7], в капиллярном источнике излучения это значение не превышало 1 J. При этом энергии в полученных оптических импульсах были сопоставимы. Геометрический размер плазмы зависит как от разрядной геометрии, так и способа введения энергии в нее, поэтому псевдоискровой источник не обеспечивает гибкости в изменении параметров плазмы. С данной особенностью столкнулись авторы работы [7] при согласовании геометрических параметров излучающей плазмы с оптической системой для микроскопии.

Таким образом, для успешной реализации газоразрядных источников требуется многосторонний подход, который должен быть основан как на экспериментальных методах исследования, так и на численном моделировании, позволяющем интерпретировать и предсказывать особенности поведения и физические параметры газоразрядной плазмы.

В настоящей работе проводится исследование спектров капиллярной плазмы в области „водяного окна“ с целью оптимизации рабочих параметров компактного источника излучения, на котором были выполнены эксперименты. Для анализа результатов экспериментов была разработана магнитогидродинамическая (МГД) модель, позволяющая оценивать электрофизические и геометрические параметры капиллярной плазмы.

1. Экспериментальная установка

Конструкция компактного источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на основе капиллярного разряда (рис. 1) и измерительное оборудование были подробно описаны в предыдущей работе [8]. Однако в настоящей работе имелись некоторые особенности при проведении экспериментов.

Капилляр был изготовлен из керамики ВК-95 (Al_2O_3), внутренний диаметр капилляра составлял 1.6 mm, а

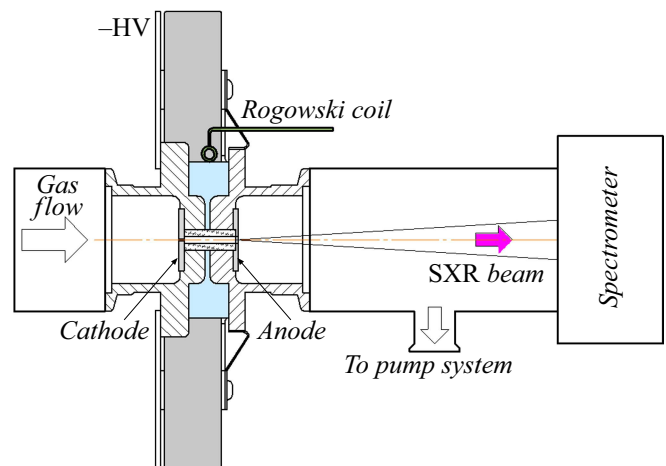


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с основными узлами.

длина — 20 mm. Несмотря на то что в нашей предыдущей работе [8] мы показали, что капилляр из нитрида кремния обладает лучшими эксплуатационными параметрами, мы намеренно взяли данный материал для большей наглядности экспериментов и для того, чтобы сравнить результаты эмиссионной спектроскопии нашей работы с имеющимися в литературе данными.

Регистрация эмиссионных спектров капиллярной плазмы осуществлялась с помощью спектрометра скользящего падения GIS-2 с дифракционной решеткой 1200 штрихов на миллиметр, в качестве детектора использовалась ПЗС-камера GreatEyes GE 1024 1024 BI UV1, спектральное разрешение спектрометра $\lambda/\Delta\lambda$ составляло ~ 200 .

Импульс тока регистрировался петлей Роговского, для измерения импульса напряжения использовался высоковольтный делитель. Все сигналы записывались четырехканальным осциллографом Tektronix DPO7104C на полосе пропускания 1 GHz и усреднялись по 20 импульсам, спектры усреднялись также по 20 разрядам.

Особенностью нашего источника является возможность быстрого изменения рабочей емкости, которая представляет собой керамические конденсаторы, расположенные коаксиально капилляру. Путем изменения количества и емкости единичного конденсатора мы могли варьировать величину накапливаемой электрической энергии, при этом в наших экспериментах зарядное напряжение варьировалось от 15 до 25 kV. Исходя из конструктивных соображений установки и технических особенностей высоковольтного генератора, мы выбрали три значения емкости: 5.4, 8 и 10.8 nF. Таким образом, при различных комбинациях емкости и напряжения запасаемая в конденсаторах энергия составляла от 1 до 3.5 J. В данных экспериментах в качестве рабочего газа использовался азот особой чистоты (99.99%), давление во всех экспериментах на входе в капилляр составляло 1.5 Torr.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Экспериментальные результаты

Спектральная яркость плазмы определяется плотностью ее частиц, однако необходимо различать по крайней мере два предельных случая — когда плазма является оптически тонкой при значении оптической плотности $\tau \ll 1$ и оптически плотной, при $\tau \gg 1$ [9]. В первом случае спектральная яркость L в линиях линейно зависит от концентрации частиц и определяется выражением (1), во втором случае в пределе мы имеем планковский спектр и самопоглощение линейчатого излучения в континууме (2):

$$L \sim e^{(-\Delta E/T_e)} T_e^{-1/2} n_e n_i f d, \quad (1)$$

$$L \sim \frac{1}{\lambda^4} \frac{1}{e^{(\Delta E/T_e)} - 1} \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right) R(\tau), \quad (2)$$

где ΔE , λ — энергия и соответствующая длина волны перехода, T_e — температура электронов, n_e , n_i — плотности электронов и ионов соответственно, f — сила осциллятора, d — длина плазменного столба, $R(\tau)$ — коэффициент самопоглощения.

Последний факт ограничивает эффективность плазмы как источника излучения. В частности, для задач микроскопии в „водяном окне“ это может снижать контрастность и разрешающую способность. Так, если вблизи спектральной линии возникает сплошной спектр, то его практически невозможно отсечь из-за того, что существующие на сегодняшний день фильтры и зеркала в сравнении с одиночной спектральной линией имеют широкий спектральный диапазон.

С другой стороны, в реальных установках всегда есть технические ограничения, связанные с параметрами высоковольтных генераторов, разрядной геометрией, индуктивностью системы и другими инженерными особенностями. В газоразрядных источниках излучения накопление энергии может реализовываться двумя путями, первый — за счет зарядки большой емкости относительно невысокими напряжениями, второй, обратный случай, — за счет зарядки малой емкости напряжением большей амплитуды. Исходя из того, что накопленная энергия квадратично зависит от напряжения $E = (CU^2)/2$, а время зарядки конденсаторной батареи растет при увеличении ее емкости, второй вариант выглядит более предпочтительным. С другой стороны, при увеличении зарядного напряжения возрастают требования к электрической прочности и экранировке всей конструкции, растет уровень наводок на измерительное оборудование. Поэтому в реальных условиях в каждом конкретном случае возникает задача многопараметрической оптимизации параметров газоразрядного источника излучения, в основе которой должно лежать количественное и качественное сравнение спектральных параметров излучения газоразрядной плазмы.

В нашей экспериментальной установке мы могли варьировать накапливаемую в конденсаторной батарее

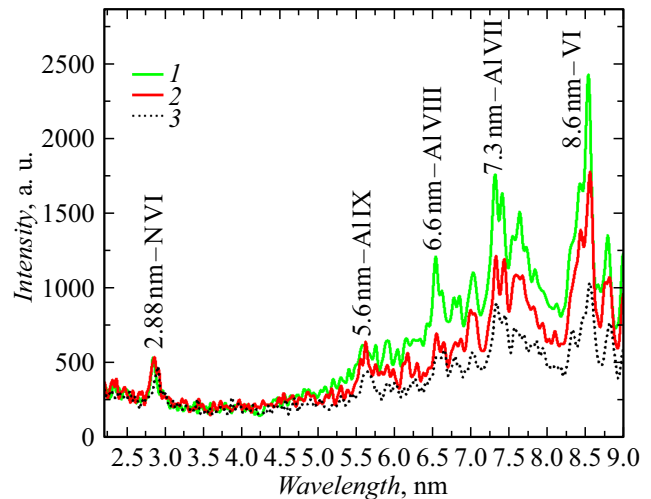


Рис. 2. Эмиссионные спектры капиллярного разряда в азоте при вводимой энергии 1.7 J для различных вариантов емкости: 1 — 5.4 nF (25 kV), 2 — 8 nF (20 kV), 3 — 10.8 nF (18 kV).

энергию путем изменения числа конденсаторов и амплитуды зарядного напряжения. В экспериментах мы регистрировали спектры излучения капиллярной плазмы при различных значениях энергии, накапливаемой в конденсаторном блоке. Установка имела три дискретных значения рабочей емкости — 5.4, 8 и 10.8 nF; меняя зарядное напряжение мы могли достигать эквивалентного накопления энергии при различном количестве конденсаторов. На рис. 2 приведены спектры капиллярного разряда, полученные при энергии ~ 1.7 J для указанных выше значений емкости.

Как видно из рис. 2, при эквивалентной запасаемой энергии (~ 1.7 J) для разных значений емкости спектры существенно отличаются. Интенсивность линии гелий-подобного иона азота NVI на длине волны 2.88 nm в случае максимально возможной емкости (10.8 nF) имеет немного меньшую интенсивность, чем в двух других случаях с емкостями 5.4 и 8 nF. С другой стороны, в случае минимальной емкости 5.4 nF мы наблюдаем значительное увеличение интенсивности свечения линии AIIX, что говорит о существенной абляции стенки капилляра. В последнем случае зарядное напряжение составляло 25 kV, в двух других случаях — 20 kV при 8 nF и 18 kV при 10.8 nF. Отметим, что в данных экспериментах мы выбрали максимальное зарядное напряжение 25 kV для того, чтобы гарантировать электрическую прочность капиллярного узла и отсутствие помех на измерительную технику.

Таким образом, при эквивалентной запасаемой в конденсаторном блоке энергии с точки зрения уменьшения абляции стенки и увеличения ресурса капилляра выгоднее увеличить емкость, снизив при этом зарядное напряжение. Далее были получены зависимости интенсивности свечения линий ионов NVI и AIIX от запасаемой электрической энергии во всем доступном

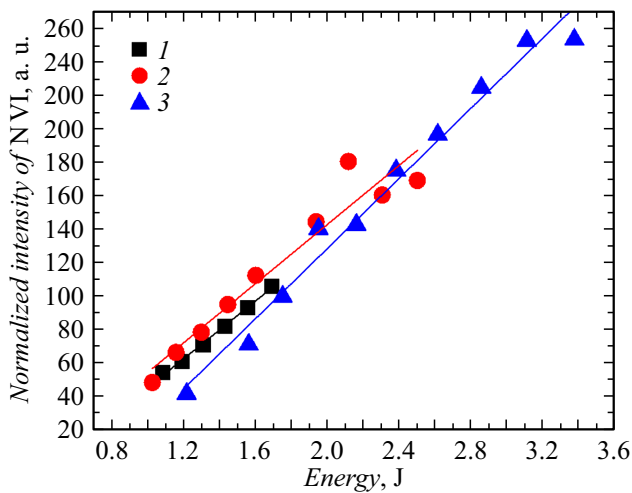


Рис. 3. Зависимости интенсивности свечения линии N VI от вводимой в капиллярную плазму энергии при различных значениях емкости: 1 — 5.4, 2 — 8, 3 — 10.8 nF.

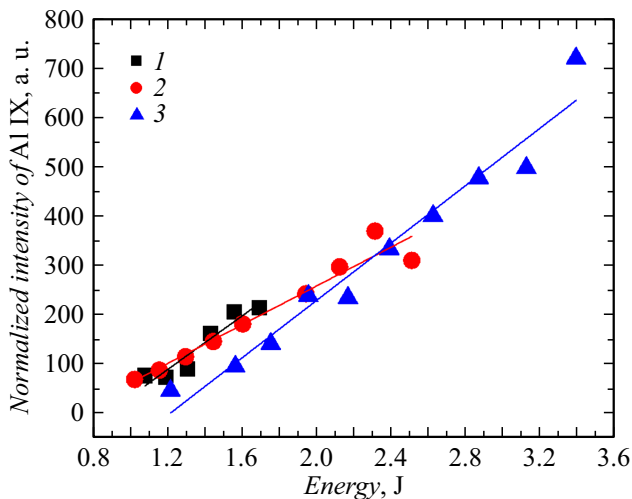


Рис. 4. Зависимости интенсивности свечения линии Al IX от вводимой в капиллярную плазму энергии при различных значениях емкости: 1 — 5.4, 2 — 8, 3 — 10.8 nF.

экспериментах диапазоне рабочих напряжений, зависимости представлены на рис. 3, 4.

Как видно из рис. 3, интенсивность линий как азота, так и алюминия линейно зависит от вводимой в плазму энергии для всех трех комбинаций рабочих емкостей. Однако для 8 и 10.8 nF при достижимых в экспериментальных условиях максимумах наблюдается насыщение данных зависимостей. В случае значений энергии до 2.2 J линия азота N VI имеет наибольшую интенсивность при емкости 8 nF, при дальнейшем увеличении вводимой энергии существенно возрастает интенсивность процесса абляции стенки капилляра, что видно по увеличению интенсивности линии Al IX по сравнению с интенсивностью линии N VI.

Из зависимостей, представленных на рис. 3, 4, следует, что за счет использования большей емкости при меньших напряжениях можно снизить процесс абляции капилляра при одновременном увеличении интенсивности излучения линии гелий-подобного азота N VI. Однако при качественном анализе мы можем увидеть некоторые особенности эмиссионных спектров, из-за которых вариант с максимальной емкостью неприемлем: на рис. 5 представлены спектры при максимальном напряжении для емкостей 8 и 10.8 nF.

Как видно из рис. 5, в спектре появляются многозарядные ионы N VII и Al XI, и вместе с тем интенсивность абляции стенки капилляра существенно возрастает: интенсивность линий алюминия значительно превышает интенсивность линии азота. Можно предположить, что процесс абляции стенки влияет на степень ионизации газа. Интересно также отметить, что при максимальной энергии в электрическом импульсе в спектре появляется континуум, на фоне которого расположены спектральные линии. Интенсивность излучения континуума, как известно, определяется фоторекомбинационными и тормозными процессами в плазме, что может быть исследовано методом спектроскопии с временным разрешением. Но с точки зрения микроскопии его наличие будет ухудшать контрастность и разрешающую способность метода. С другой стороны, вклад в наблюдаемый континуум мог вносить рассеянный свет видимого диапазона из-за его переотражений в вакуумной камере. Чтобы устранить его влияние, в дальнейшем планируются эксперименты с тонкопленочными фильтрами, с помощью которых можно вырезать нужный диапазон спектра.

Таким образом, из экспериментов следует, что оптимальной для нашей установки является величина емкости 8 nF, при которой можно получить высокую интенсивность линии азота на длине волны 2.88 nm и минимизировать интенсивность абляции стенки капилляра.

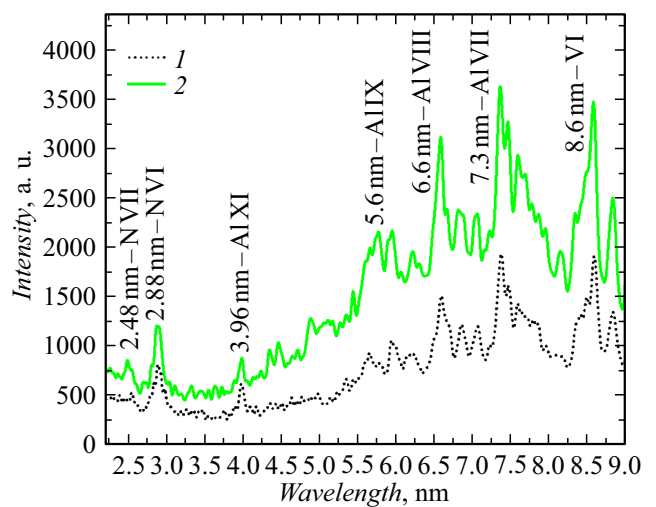


Рис. 5. Спектры капиллярной плазмы азота для различных емкостей: 1 — 8, 2 — 10.8 nF, зарядное напряжение в обоих случаях — 25 kV.

Однако для подробного анализа физических процессов и выбора оптимальных условий генерации излучения в области „водяного окна“ необходимо их детальное рассмотрение, которое возможно на основе численного моделирования.

2.2. Результаты численного моделирования

Динамика плазмы в наносекундных капиллярных в рассматриваемых условиях была воспроизведена путем численного решения системы МГД уравнений, записанных в двухтемпературном одножидкостном приближении. Подход основывается на предположении, что локальное термодинамическое равновесие выполняется отдельно для электронной и ионной компонент. Учитывая малую продольную неоднородность и азимутальную симметрию плазменного столба на всем протяжении разряда, основные интересующие величины — напряженность магнитного поля H , плотность плазмы ρ , радиальная скорость плазмы v , температуры электронов и ионов T_e, T_i — могут быть получены как функции только одной пространственной координаты — радиуса капилляра r .

В случае капиллярных разрядов система МГД уравнений обычно записывается в лагранжевых координатах, что позволяет более компактно сформулировать задачу, а также более эффективно описать отрыв плазмы от стенки капилляра. В лагранжевой формулировке наблюдение не фиксируется в данной точке пространства, а следует за некоторым „элементом“ (или „частицей“) плазмы. Таким образом, плазмодинамические величины, определяемые как функции лагранжевых координат, характеризуют свойства каждого „элемента“ плазмы во времени. Лагранжевой координатой может быть любая величина, формально позволяющая различать эти элементы [10,11]. Хотя существует множество способов определения лагранжевой пространственной координаты, в нашей модели использовалось начальное радиальное положение плазменного элемента r_0 [10,11]. Пространственные производные в уравнениях МГД в этом случае могут быть записаны в виде [13]:

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\rho \tilde{r}}{\rho_0 r_0} \frac{\partial}{\partial r_0}.$$

Здесь $\rho = \rho(r_0, t)$ — пространственное распределение плотности плазмы по радиусу капилляра, $\tilde{r} = \tilde{r}(r_0, t)$ — эйлерова пространственная координата данного элемента плазмы, $\rho_0 = \rho_0(r_0)$ — начальное пространственное распределение плотности плазмы. Вместе с соотношением временных производных в разных системах отсчета:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial t_L},$$

где d/dt — полная производная по времени, $\partial/\partial t_L$ — производная по времени в лагранжевой системе координат, v — скорость плазмы можно переписать систему

уравнений МГД следующим образом (в единицах СИ):

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt_L} + \frac{\rho^2}{\rho_0 r_0} \frac{\partial \tilde{r} v}{\partial r_0} &= 0, \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t_L} + \frac{\rho \tilde{r}}{\rho_0 r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} (p + \Pi_{rr}) &= -\mu_0 j_z H - \frac{1}{\tilde{r}} (\Pi_{rr} - \Pi_{\phi\phi}), \\ \rho_0 r_0 \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t_L} + \frac{\partial}{\partial r_0} (\tilde{r} W_e) &= (j_z E_z - Q_R - Q_{ei}) \\ &\times \frac{\rho_0 r_0}{\rho} - p_e \frac{\partial v \tilde{r}}{\partial r_0}, \\ \rho_0 r_0 \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t_L} + \frac{\partial}{\partial r_0} (\tilde{r} W_i) &= \left(\frac{v}{\tilde{r}} (\Pi_{rr} - \Pi_{\phi\phi}) + Q_{ei} \right) \frac{\rho_0 r_0}{\rho} \\ &- (p_i + \Pi_{rr}) \frac{\partial v \tilde{r}}{\partial r_0}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \frac{H_\phi}{\rho} - \frac{\tilde{r}}{r_0 \rho_0} \frac{\partial}{\partial r_0} \frac{E_z}{\mu_0} &= \frac{H_\phi v}{\rho \tilde{r}}, \\ \frac{d\tilde{r}}{dt} &= v. \end{aligned}$$

Здесь ε_e и ε_i — плотности энергии электронов и ионов в J/kg; H_ϕ — азимутальная составляющая вектора напряженности магнитного поля; $p = p_e + p_i$ — давление плазмы, определяемое как сумма давлений электронов и ионов; $Q_{ei} = C_{ei} k_B (T_e - T_i)$ — скорость теплообмена между электронной и ионной компонентами плазмы (k_B — постоянная Больцмана); Q_R — радиационные потери энергии; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Продольная компонента плотности тока j_z и электрическое поле E_z определялись (с учетом эффекта Нернста), как

$$j_z = \frac{\rho}{\rho_0 r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} (\tilde{r} H_\phi),$$

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma} - N \mu_0 H_\phi k_B \frac{\rho r}{\rho_0 r_0} \frac{\partial T_e}{\partial r_0},$$

Π_{rr} и $\Pi_{\phi\phi}$ — радиальная и азимутальная составляющие тензора вязкости (учитывалась только ионная вязкость, электронная вязкость пренебрегалась):

$$\Pi_{rr} = \frac{2}{3} \eta_0 \left(\frac{v}{\tilde{r}} - 2 \frac{\rho \tilde{r}}{\rho_0 r_0} \frac{\partial v}{\partial r_0} \right),$$

$$\Pi_{\phi\phi} = \frac{2}{3} \eta_0 \tilde{r}^3 \frac{\rho}{\rho_0 r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} \left(\frac{v}{\tilde{r}^2} \right),$$

W_e и W_i — тепловые потоки электронов и ионов, которые определялись (с учетом эффекта Эттингсаузена), как

$$W_{e,i} = -\chi_{\perp}^e k_B \frac{\rho \tilde{r}}{\rho_0 r_0} \frac{\partial T_e}{\partial r_0} + N \mu_0 H_\phi k_B T_e j_z,$$

$$W_i = -\chi_{\perp}^i k_B \frac{\rho \tilde{r}}{\rho_0 r_0} \frac{\partial T_i}{\partial r_0}.$$

Для ионной компоненты использовалось приближение идеального газа

$$\varepsilon_i = \frac{3}{2} \frac{k_B}{M_i} T_i, \quad p_i = \frac{\rho}{M_i} k_B T_i.$$

Предполагалось, что электронная компонента состоит из свободных и связанных электронов. Газ свободных электронов является идеальным, а в выражение для плотности энергии электронов была введена энергия ионизации:

$$\varepsilon_e = M_i^{-1} \left(\frac{3}{2} k_B T_e + U(\bar{Z}) \right), \quad p_e = \bar{Z} \frac{\rho}{M_i} k_B T_e,$$

где $U(\bar{Z})$ — потенциал ионизации, \bar{Z} — средний заряд иона, рассчитанный с использованием приближения Райзера и модели среднего иона [12]. Как температура электронов, так и средний заряд ионов были сведены в таблицы как функции плотности энергии электронов и плотности плазмы и использованы в качестве внешних параметров численной модели. Подробно процедура расчета описана в работах [13,14]. Проводимость плазмы σ , ионной вязкости η_0 , электронная и ионной теплопроводности $\chi_{e,i}$, скорость теплопередачи C_{ei} и коэффициент Нернста N определялись в соответствии с [14]. Для оценки характерных времен сжатия плазменного канала расчеты проводились изменения радиуса плазменного канала представлены на рис. 6, из условий эксперимента было взято значение давления рабочего газа 1.5 Torr. Типичная временная динамика параметров плазмы при напряжении пробоя 15 kV показана на рис. 7.

Из рис. 6 видно, при увеличении напряжения пробоя уменьшается время максимального сжатия, а также диаметр плазменного канала. И, как видно из рис. 7, максимальное сжатие достигается вблизи момента достижения максимума тока, что говорит о реализации эффективного энергоклада в плазму в экспериментальных условиях. На рис. 8 представлены зависимости концентрации и температуры электронов от амплитуды тока в разряде.

Как видно из рис. 8, как концентрация электронов n_e , так и температура электронов T_e линейно коррелируют

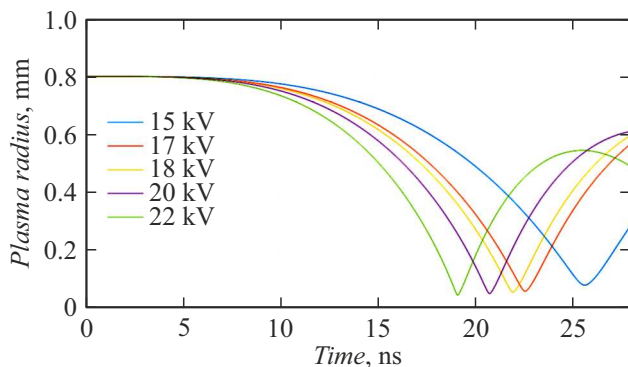


Рис. 6. Временная динамика радиуса плазменного канала при различных токах (напряжениях) в разряде.

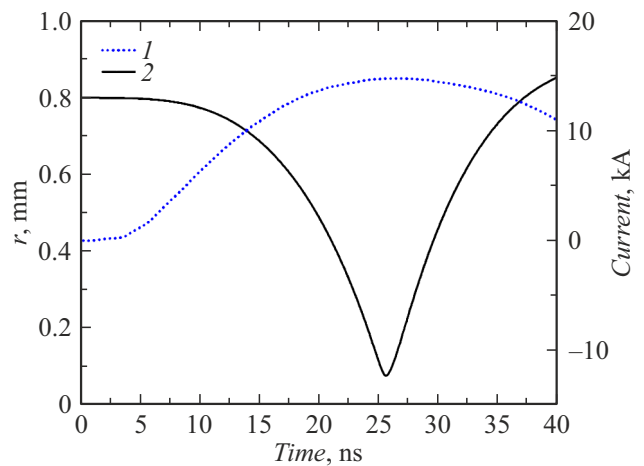


Рис. 7. Типичная временная динамика параметров плазмы при напряжении пробоя 15 kV: 1 — экспериментально полученный импульс тока, 2 — смоделированный радиус плазмы.

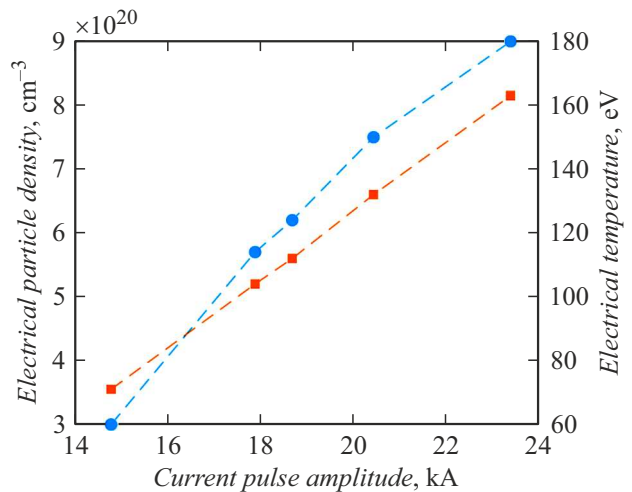


Рис. 8. Зависимость плотности и температуры электронов от максимальной амплитуды тока в капиллярной плазме азота.

с амплитудой тока, однако отметим, что 50% увеличение тока приводит к кратному увеличению максимальных значений n_e (в 3 раза) и T_e (в 2 раза). С другой стороны, как мы видели из эмиссионных спектров (рис. 2, 5), вместе со степенью ионизации плазмы растет интенсивность абляции стенки капилляра. Отсюда следует, что процесс абляции стенки влияет на ионизационный состав плазмы и в целом увеличивает степень ее ионизации. Однако повышением давления газа и/или увеличения диаметра капилляра для молекулярных газов можно существенно снизить интенсивность абляции стенки капилляра.

В свою очередь, результаты МГД моделирования позволяют определить поперечный размер плазмы; соответствующие измерения были выполнены в нашей работе [15] на примере аргона. Этот параметр является

принципиальным при расчете и построении оптических систем микроскопии в „водяном окне“.

Исходя из результатов моделирования, мы можем наблюдать, как по амплитуде тока можно прогнозировать поперечный диаметр плазмы, и как его величиной определяются основные параметры плазмы, линейно зависящие от амплитуды тока. С другой стороны, по экспериментальным данным наблюдается линейная зависимость интенсивности свечения линий многозарядных ионов от вводимой в плазму энергии. Таким образом, мы можем утверждать, что результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными и могут быть использованы для дальнейшей оптимизации газоразрядных источников излучения данного типа.

Заключение

В работе были представлены результаты экспериментов, проведенных на газоразрядном источнике мягкого рентгеновского излучения, а также результаты численного моделирования физических процессов в капиллярной плазме азота. Показано, что введение энергии в плазму за счет накопления электрической энергии в конденсаторном блоке наиболее предпочтительно, так как позволяет снизить интенсивность абляции стенки капилляра. Использование же повышенных напряжений при эквивалентном значении вводимой энергии приводит к усилению процесса абляции. Также показана линейная зависимость интенсивности свечения гелий-подобного иона N II от вводимой в плазму электрической энергии.

В ходе МГД моделирования получены геометрические размеры излучающей плазмы и оценки зависимости ее основных параметров от пиковых значений экспериментально измеренных токов. Получена также линейная зависимость электронной плотности и температуры от амплитуды разрядного тока. Объяснены основные закономерности поведения параметров плазмы при различных экспериментальных условиях.

Представленная МГД модель и подход могут быть использованы для дальнейшей оптимизации параметров газоразрядных источников излучения и получения квазимонохроматического излучения в области „водяного окна“ для задач микроскопии клеточных культур и иных био-, нанообъектов.

Финансирование работы

Исследование выполнено в ООО „Лаборатория им. В.А. Бурцева“ за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-10110).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Kördel. The Optical Society, **7**(6), 658 (2020). DOI: 10.1364/OPTICA.393014
- [2] В.Е. Гусева, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало. ЖТФ, **92**(8), 1185 (2022). DOI: 10.21883/jtf.2022.08.52781.72-22
- [3] E. Fogelqvist, M. Kördel, V. Carannante, B. Önfelt, H.M. Hertz. Sci. Rep., **7**(1), 1 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-13538-2
- [4] K. Bergmann, F. Küpper, M. Benk. J. Appl. Phys., **103**(12), 123304 (2008). DOI: 10.1063/1.2940786
- [5] E.S. Wyndham, M. Favre, M.P. Valdivia, J.C. Valenzuela, H. Chuaqui, H. Bhuyan. Rev. Sci. Instrum., **81**(9), 093502 (2010). DOI: 10.1063/1.3482070
- [6] M.P. Valdivia, E.S. Wyndham, M. Favre, J.C. Valenzuela, H. Chuaqui, H. Bhuyan. Plasma Sources Sci. Technol., **21**(2), 025011 (2012). DOI: 10.1088/0963-0252/21/2/025011.
- [7] M. Benk, K. Bergmann, D. Schäfer, T. Wilhein. Opt. Lett., **33**(20), 2359 (2008).
- [8] A.A. Samokhvalov, K.A. Sergushichev, S.I. Eliseev, A.A. Smirnov, T.P. Bronzov, D.V. Getman, E.P. Bolshakov, M.V. Timshina, V.A. Burtsev. JINST, **17**, P06002 (2022). DOI: 10.1088/1748-0221/17/06/P06002
- [9] Th. Krücken, K. Bergmann, L. Juschkin, R. Lebert. J. Phys. D. Appl. Phys., **37**(23), 3213 (2004). DOI: 10.1088/0022-3727/37/23/002
- [10] A. Esaulov, P. Sasorov, L. Soto, M. Zambra. Plasma Phys. Control. Fusion, **43**, 571 (2001).
- [11] M. Vrbova, P. Vrba, A. Jancarek, M. Nevrkla, N.A. Bobrova, P.V. Sasorov. Phys. Plasmas, **26**, 083108 (2019). DOI: 10.1063/1.5095606
- [12] Y.B. Zel'dovich, Y.P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, NY., 1967)
- [13] А.А. Самарский, П. Попов. *Разностные методы решения задач газовой динамики*. Учеб. пособие для вузов, 3-е (доп.) изд. (Наука, М., 1992)
- [14] V.B. Eliseev, S.A. Samokhvalov, Y.P. Zhao. J. Phys. D. Appl. Phys., **55**, 075202 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/ac30b7
- [15] A.A. Samokhvalov, S.I. Eliseev, A.A. Smirnov, K.A. Sergushichev, M.V. Timshina. High Energy Chem., **57**, 188 (2023). DOI: 10.1134/S0018143923070408