

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ MATHEMATICAL MODELLING



УДК 519.6

Оригинальное теоретическое исследование

<https://doi.org/10.23947/2587-8999-2024-8-2-45-59>


Моделирование капиллярного разряда в режиме повторения для коротких капиллярных систем при различных способах заполнения

В.А. Гасилов^{ID}, Н.О. Савенко^{ID}✉, Ю.С. Шарова^{ID}

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук, г. Москва, Российская Федерация

✉ savenkonkt@gmail.com

Аннотация

Введение. В настоящее время активно исследуются частотные режимы работы ускорителей электронов на основе капиллярных разрядов. Электроны в них ускоряются под действием лазерных импульсов фемтосекундного диапазона длительности, пропускаемых через плазму разряда.

Материалы и методы. В работе рассматриваются результаты трехмерного магнетогидродинамического моделирования цикла капиллярного разряда, включающего стадии заполнения короткого капилляра рабочим газом (водород), формирование плазменного канала, восстановление рабочей среды перед началом следующего разряда. Расчеты выполнены в предположении о том, что система находится под внешним охлаждением, которое обеспечивает температурный баланс на промежуточных этапах рабочего цикла, а также при постоянных условиях подачи и откачки рабочего газа.

Результаты исследования. Результаты вычислительных экспериментов показывают возможность генерации пучков релятивистских электронов с частотой повторения около одного килогерца.

Обсуждение и заключение. Полученные результаты позволяют говорить о перспективности использования КЛПУ с малой длиной канала и высокой частотой повторения капиллярного разряда.

Ключевые слова: математическое моделирование, магнитная гидродинамика, капиллярный разряд, лазерное ускорение электронов

Благодарности. Результаты получены с использованием оборудования ЦКП ИПМ им. М.В. Келдыша РАН (<http://ckp-kiam.ru>). Авторы признательны кандидату физ.-мат. наук Г.А. Багдасарову за обсуждение результатов вычислительных экспериментов.

Для цитирования. Гасилов В.А., Савенко Н.О., Шарова Ю.С. Моделирование капиллярного разряда в режиме повторения для коротких капиллярных систем при различных способах заполнения. *Computational Mathematics and Information Technologies*. 2024;8(2):45–59. <https://doi.org/10.23947/2587-8999-2024-8-2-45-59>

Original Theoretical Research

Modelling of Capillary Discharge in Repetition Mode for Short Capillary Systems with Various Filling Methods

Vladimir A. Gasilov^{ID}, Nikita O. Savenko^{ID}✉, Yulia S. Sharova^{ID}

Keldysh Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

✉ savenkonkt@gmail.com

Abstract

Introduction. Currently, frequency modes of operation of electron accelerators based on capillary discharges are actively investigated. Electrons in these systems are accelerated by femtosecond laser pulses passing through the discharge plasma.

Materials and Methods. The paper presents results of three-dimensional magnetohydrodynamic modelling of the capillary discharge cycle, including stages of filling a short capillary with working gas (hydrogen), formation of the plasma channel, and restoration of the working medium before the start of the next discharge. Calculations were performed assuming the

system is under external cooling, which maintains thermal balance at intermediate stages of the working cycle, and under constant conditions of gas supply and evacuation.

Results. The computational experiments demonstrate the capability of generating beams of relativistic electrons with a repetition frequency of approximately one kilohertz.

Discussion and Conclusions. The obtained results allow us to speak about the prospects of using LWFA with a short channel length and a high repetition rate of the capillary discharge.

Keywords: mathematical modelling, magnetohydrodynamics, capillary discharge, laser acceleration of electrons

Acknowledgements. The results were obtained using the equipment of the “Center for Collective Use” IAM RAS (ckp.kiam.ru). The authors are grateful to candidate of physical and mathematical sciences G.A. Bagdasarov for discussing the results of computational experiments.

For citation. Gasilov V.A., Savenko N.O., Sharova Yu.S. Modelling of capillary discharge in repetition mode for short capillary systems with different filling methods. *Computational Mathematics and Information Technologies*. 2024;8(2):45–59. <https://doi.org/10.23947/2587-8999-2024-8-2-45-59>

Введение. Способ генерации релятивистских электронных пучков в поле лазерного излучения был предложен и обоснован в работе [1]. С тех пор компактные лазерные ускорители релятивистских электронов нашли применение в широком поле фундаментальных и прикладных исследований. Среди них можно выделить такие направления, как разработки лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [2], создание комптоновских источников излучения и электрон-позитронных коллайдеров [3, 4] и др. В работах [5–8] были представлены теория и результаты ряда экспериментов по генерации электронного пучка с помощью механизма лазерного кильватерного ускорения (LWFA).

Капиллярные разряды широко используются во многих экспериментах в области физики импульсной плазмы как простой и удобный инструмент генерации «спокойной», нетурбулизованной плазмы с надежно контролируемыми параметрами. Капиллярные разряды как средство создания плазменных каналов для лазерного ускорения электронов и других приложений подробно рассматриваются в работах [7–15].

В ряде приложений (медико-биологические исследования, науки о материалах и др.) востребованы не высокие показатели набираемой ускоренными электронами энергии, как было достигнуто в эксперименте [13], а, скорее, высокая частота повторения (порядка и более 1 кГц) импульсов в ускорителе электронов. Так, в работе [16] рассмотрен разрядный волновод для LWFA, полученный при использовании водорода в качестве рабочего газа и обеспечивающий частоту повторения в несколько КГц. Другие плазменные волноводы для LWFA, работающие на высоких частотах повторения, описаны в работах [17, 18]. В такого рода экспериментах применяются, как правило, сравнительно короткие капилляры, длиной 1–3 см. В этой связи отметим, что ряд публикаций в качестве одного из основных результатов исследований декларирует возможность применения коротких плазменных каналов для получения электронных пучков с энергией до 1 ГэВ [18–23].

В данной работе представлены результаты трехмерного моделирования капиллярного разряда. Основное внимание уделяется процессу формирования плазменного канала-волновода, который может служить для ускорения электронов лазерным импульсом. Проводится сравнение результатов расчетов с теоретическими оценками энергии ускоренных электронов. Основными внешними факторами, действующими на капилляр, в нашей модели принимаются поток газа на входе в питающие каналы капилляра и теплообмен плазмы со стенками капилляра.

Для моделирования описанного процесса применяется исследовательский мультифизичный код MARPLE, созданный в ИПМ им. М.В. Келдыша [20].

Материалы и методы. Вычислительные эксперименты для изучения динамики плазмы капиллярного разряда выполняются в одножидкостной двухтемпературной магнетогидродинамической модели, в которую включены электрон-ионный обмен энергией, теплопроводность ионной и электронной компонент плазмы. Основная система решаемых уравнений включает [24]:

Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0,$$

уравнение баланса импульса

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \mathbf{V} &= -\nabla(p_i + p_e) + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \varepsilon_i + p_i \nabla \cdot \mathbf{V} &= \nabla(\kappa_i \nabla T_i) - Q_{ie}, \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \varepsilon_e + p_e \nabla \cdot \mathbf{V} &= \nabla(\kappa_e \nabla T_e) + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} + Q_{ie} - Q_{\text{rad}}, \end{aligned}$$

уравнения Максвелла (без учета тока смещения)

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}), \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c(\nabla \times \mathbf{E}), \quad \Delta \cdot \mathbf{B} = 0.$$

Основную систему уравнений замыкают уравнение состояния в форме

$$p_i = p_i(\rho, \varepsilon_i), p_e = p_e(n_e, \varepsilon_e),$$

а также закон Ома в форме $\mathbf{E} = \frac{1}{c}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{\mathbf{j}}{\sigma}$.

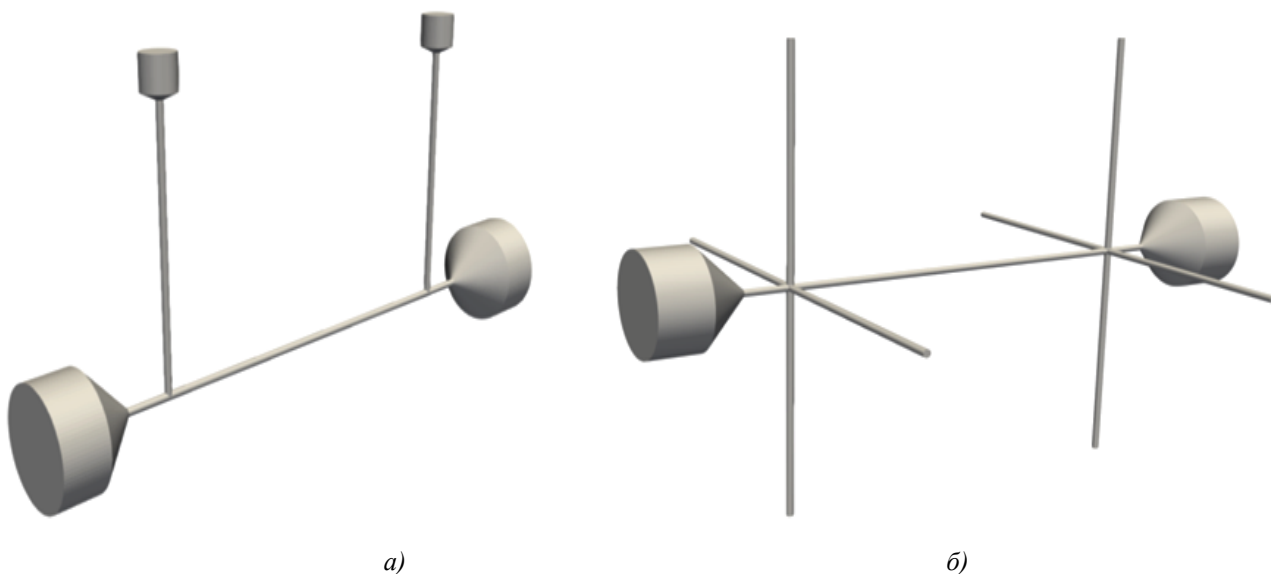
Предполагается, что в течение всего времени электрического разряда выполнено условие квазинейтральности газоплазменной среды $n_e - Zn_i = 0$.

Будем разделять цикл работы капилляра на три последовательных этапа. Первый этап — это заполнение капилляра холодным газом (водород) до установления течения. Второй — непосредственно электрический разряд, необходимый для формирования канала разряда в полностью ионизованной среде, причем завершение электрического импульса характеризуется весьма быстрой рекомбинацией в плазме разряда. На заключительном, третьем этапе цикла происходит истечение горячего газа из капилляра и замещение рабочей среды капилляра новой порцией газа из питающих каналов. Этапы заполнения и сброса рассчитываются в однотемпературном приближении, поскольку наличие электронной компоненты в этот период будет близко к нулю.

В работе рассмотрено два случая геометрии системы: с двумя и с восемью подводящими каналами. Результаты проведенных расчетов сравниваются с результатами работы [21], полученными при тех же условиях реализации капиллярного разряда, но в более простой постановке задачи, рассматриваемой в сильно идеализированной двумерной постановке, в цилиндрической (r, z) геометрии. Будем считать, что капилляр круглого сечения имеет длину 2 см и диаметр 300 мкм (рис. 1). Расчетная область строится в следующем виде: основной канал капилляра — трубка с открытыми торцами, к которой примыкают подводящие каналы диаметром, равным капиллярному — 300 мкм. Подводящие каналы присоединены на расстоянии 0,8 см от центра основной трубки. На краях капилляра электроды с углом полураствора 45° и длиной 0,2 см, далее область свободного выхода газа длиной 0,2 см.

Построение расчетной области для капилляра с восемью подводящими каналами выполнено следующим образом: принимаем, что количество подводящих каналов на половину длины капилляра — 4, они присоединены к капилляру крестообразно. Такая геометрия всей конструкции позволяет получить более однородный поток газа в области сопряжения питающих каналов с капилляром.

Построение расчетной сетки выполнялось с учетом симметрии геометрической модели системы с восемью подводящими каналами, что позволяет ограничиться расчетами в одной восьмой части всей области, заполненной рабочим веществом (питающие каналы и основной капиллярный тракт). Электромагнитное поле рассчитывается для капиллярного канала в диэлектрике, как это принято в большинстве конструкций [2, 16, 21]. К торцам капилляра пристыкованы электроды из металла с высокой проводимостью (медь, алюминий). Соответственно данной конструкции на этапе расчета электрического разряда налагаются граничные условия для уравнений электродинамики из общей магнитогидродинамической системы. Для решения газодинамических уравнений используются обычные условия непроницаемости стенок капилляра, а на открытых торцах капилляра параметры газа вычисляются соответственно методике реализации неотражающих граничных условий [22].



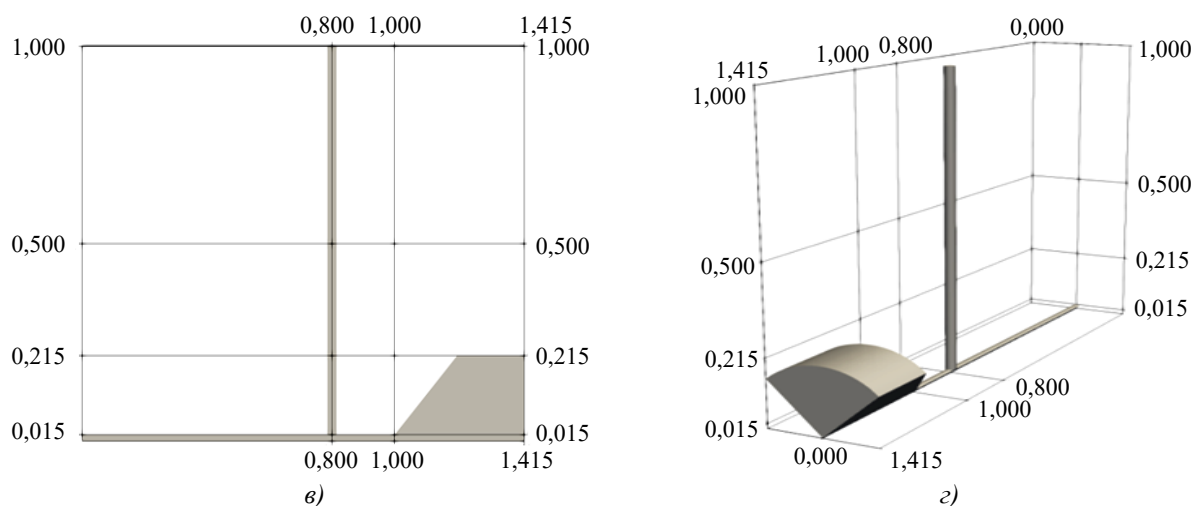


Рис. 1. Геометрия расчетной области: *а* — общий вид для системы с двумя питающими каналами; *б* — общий вид для системы с восемью питающими каналами; *в* — характерные размеры области одинаковы для обоих рассматриваемых вариантов конструкции капиллярной системы; *г* — характерные размеры области для системы с восемью подводщими трубками

Расчеты выполнены для двух последовательных рабочих циклов. На этапе заполнения капилляра, как первичного, так и повторного, на входной границе в питающие каналы для двухканальной системы принимается давление молекулярного водорода $p = 0,125$ бар при температуре 300 К, а для восьмиканальной конструкции — $p \approx 0,083$ бар при температуре 300 К. При таких значениях входных параметров газа обеспечивается его одинаковый расход при заполнении системы и примерно одинаковые значения параметров газового потока на оси капилляра после выхода на стационарный режим течения. При достижении стационарного состояния течения внутри системы будем считать этап заполнения окончанным. Достигнутые при этом параметры газа в капилляре служат начальными данными для этапа разряда.

В соответствии с данными многих экспериментов [16–19, 21] для производства расчетов применялась следующая зависимость электрического тока через капилляр:

$$I = I_0 \frac{t}{t_{\max}} \exp \left(1 - \frac{t}{t_{\max}} \right), \quad (1)$$

где $I_0 = 210$ А; t — текущий момент времени от начала разряда; $t_{\max} = 0,15$ мкс — момент максимальной силы тока. Профиль токового импульса представлен на рис. 2.

Азимутальная составляющая магнитного поля на границе изолятора, задаваемая в качестве граничного условия по магнитному полю, принимается приближенно равной $B_\varphi = 2I(t)/R$, где $I(t)$ вычисляется по формуле (1), R — радиус капиллярной трубки.

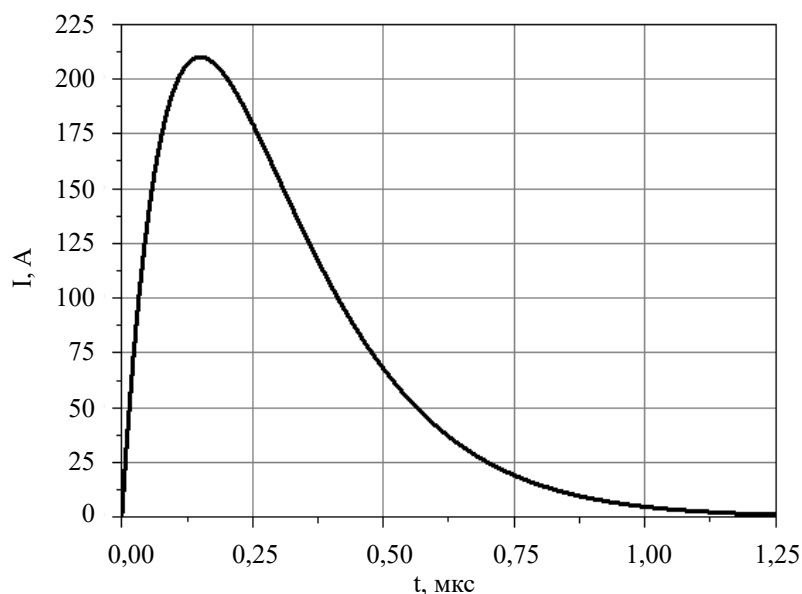


Рис. 2. Профиль тока в зависимости от времени

Вторая стадия «работы» капилляра завершается, когда заканчивается разрядный ток. За последующий короткий интервал времени рекомбинирует ионизованное электротокм вещество. Состояние газа в это время принимается в качестве начального состояния для этапа повторного заполнения.

На заключительном этапе моделируется процесс восстановления распределения нейтрального водорода в капилляре. Он включает в себя выход горячего водорода из капилляра и его замещение новой порцией холодного водорода из питающих каналов, т. е. начало повторного заполнения.

Для случая восьми питающих трубок, для всех трёх этапов разряда расчет выполняется в восьмой части полной области течения. Это возможно в силу симметрии конструкции капилляра с трубками питания. Будем считать электрод на торце капилляра цилиндрическим слоем металла — «кольцо» толщиной около десятой доли радиуса.

Результаты исследования

Первичное заполнение. Этап первичного заполнения завершается, когда формируется стационарный поток водорода через капилляр. На рис. 3 и 4 показаны профили плотности вдоль оси капилляра для различных моментов времени для систем с двумя и восемью подводящими каналами (рис. 3), а также в двумерной модели (рис. 4) с упрощенным (кольцевым) подводом газа в капилляр. Показаны соответствующие стадии эволюции состояния потока газа.

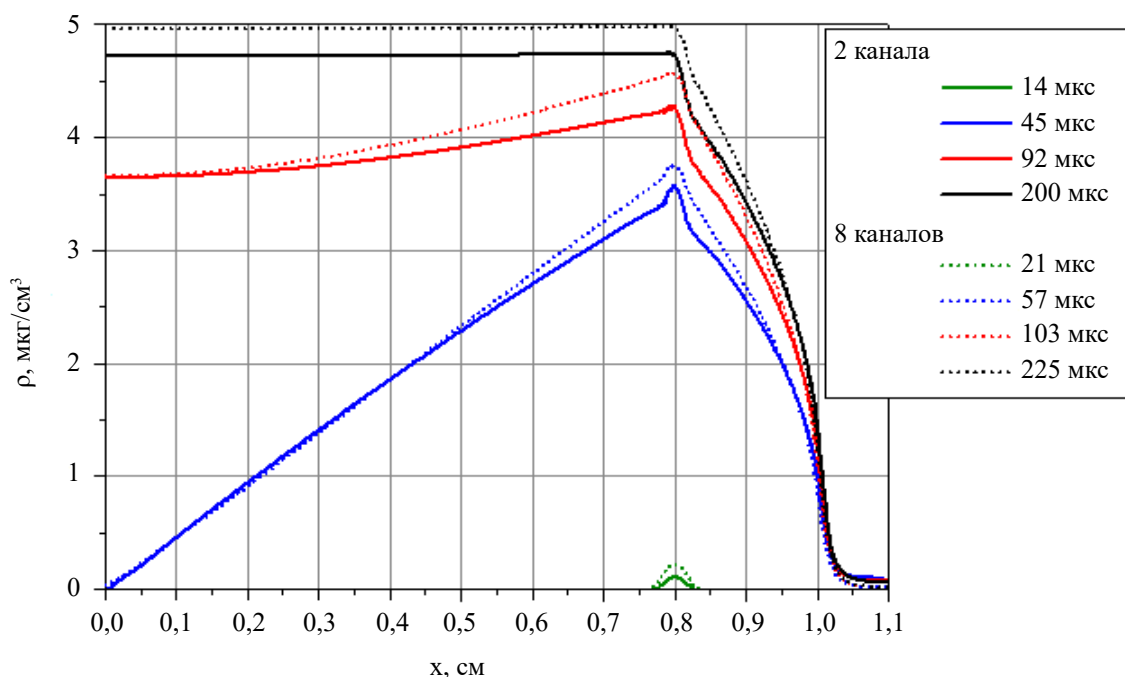


Рис. 3. Распределение плотности на оси капилляра для двух геометрий в соответствующие моменты времени

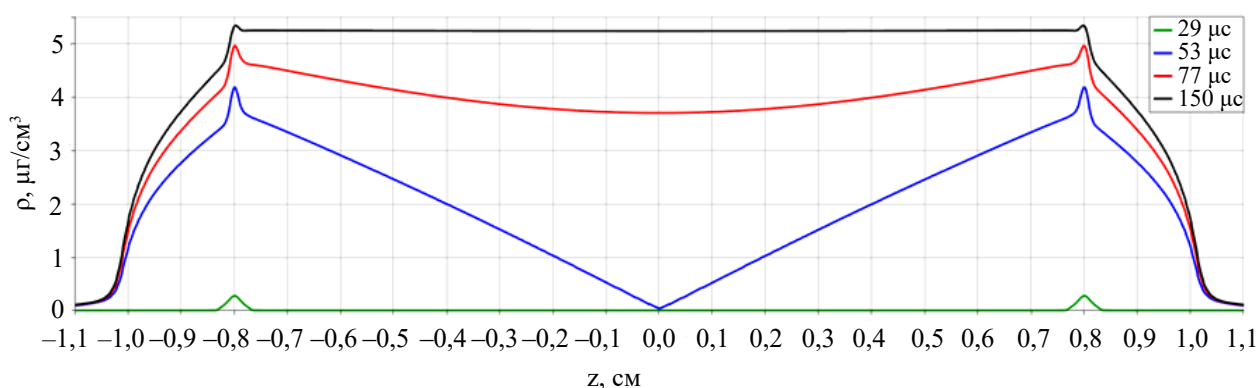


Рис. 4. Распределение плотности на оси капилляра для двумерной модели, рассмотренной в работе [21]

Небольшое различие параметров при выходе на стационар не оказывает существенного влияния на дальнейшие этапы. Как продемонстрировано на рис. 5, для трех различных геометрий питающих каналов время установления составляет: 2 подводящих канала — 200 мкс, 8 подводящих каналов — 225 мкс, двумерная модель питания капилляра — 125 мкс.

За счет теплопроводности температура газа на этой стадии выравнивается и оказывается равной температуре стенки капилляра, значение которой составляет 300 К.

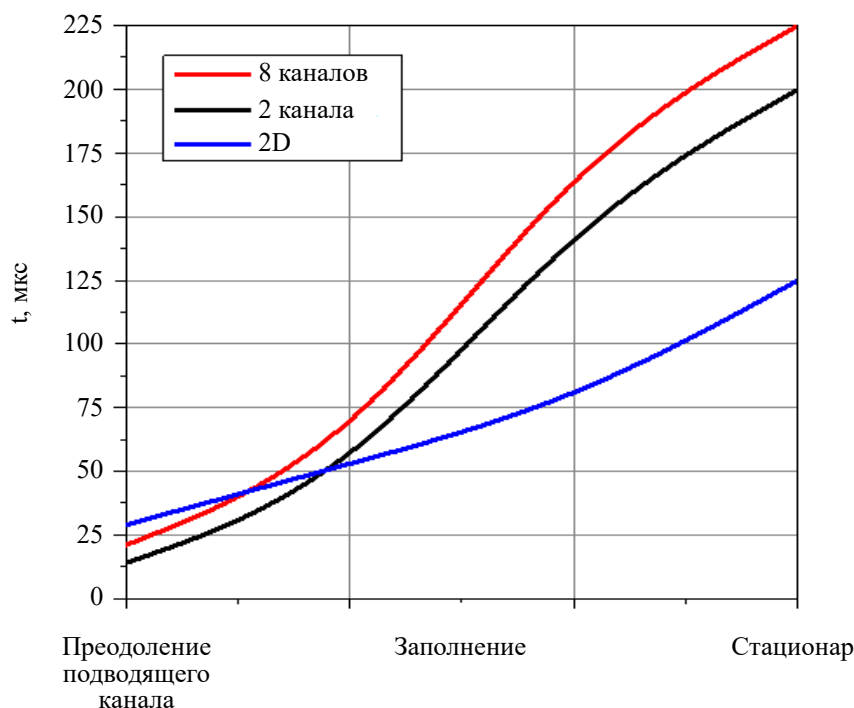


Рис. 5. Время установления течения на этапе первичного заполнения для различных геометрий

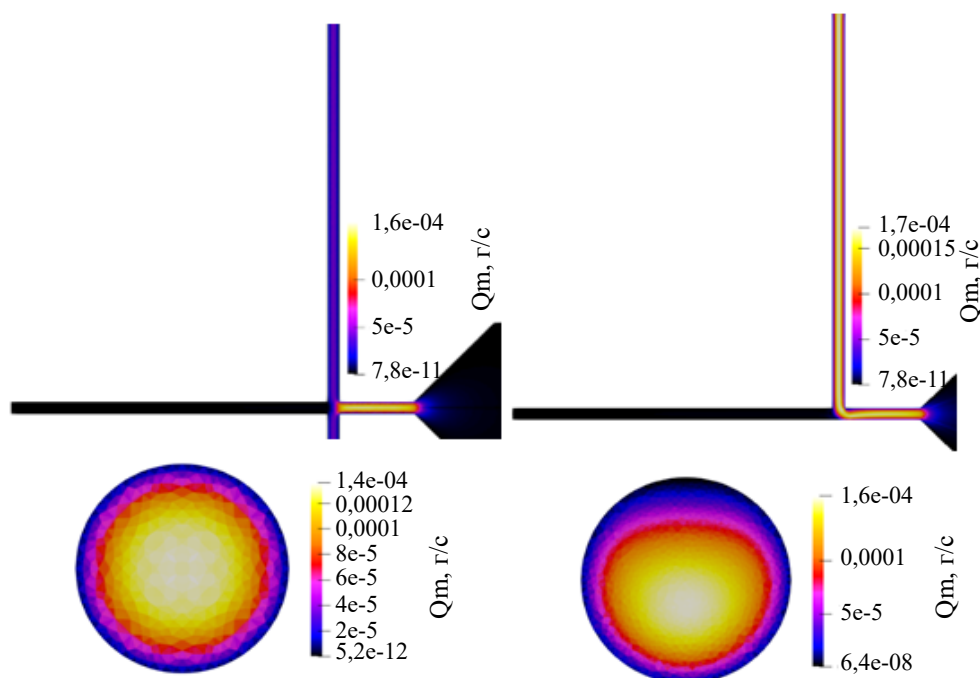


Рис. 6. Распределение потока массы в сечении капилляра вблизи входа питающего канала для восьми и двух питающих каналов

На рис. 6 представлено распределение потока массы (г/с) в сечении вдоль системы и поперёк основного канала вблизи подводящей трубки (0,82 см) для восьми и двух подводящих трубок.

Небольшая, но вполне заметная асимметрия параметров потока, наблюдаемая в различных сечениях в варианте заполнения капилляра двумя питающими трубками, является показателем качества волноводного канала, который должен обладать достаточно высокой радиальной симметрией для того, чтобы обеспечить высокую эффективность ускорения электронов лазерным импульсом. При этом симметрия течения важна в основном в окрестности оси капилляра, где, соответственно, и формируется канал с параметрами, необходимыми для ускорения электронов.

Разряд. Для того, чтобы сформировать плазменный канал, такой, чтобы с наибольшей эффективностью провести через него ускоряющий лазерный импульс, в потоке холодного газа производится электрический разряд. Для моделирования разряда используется начальное состояние газа, такое, которое мы получаем после установления на этапе заполнения.

Используемая нами МГД модель не включает описания стадии электрического пробоя. Пробой длится около 10 нс и минимально влияет на свойства плазменного канала. Для моделирования второй стадии газ приводится в слабо-ионизированное состояние путём увеличения температуры до 0,3 эВ. На рис. 7 и 8 показано, что такой искусственно создаваемый начальный скачок температуры составляет менее 5 % от максимальной температуры разряда и не оказывает существенного влияния на состояние электро-разрядной плазмы.

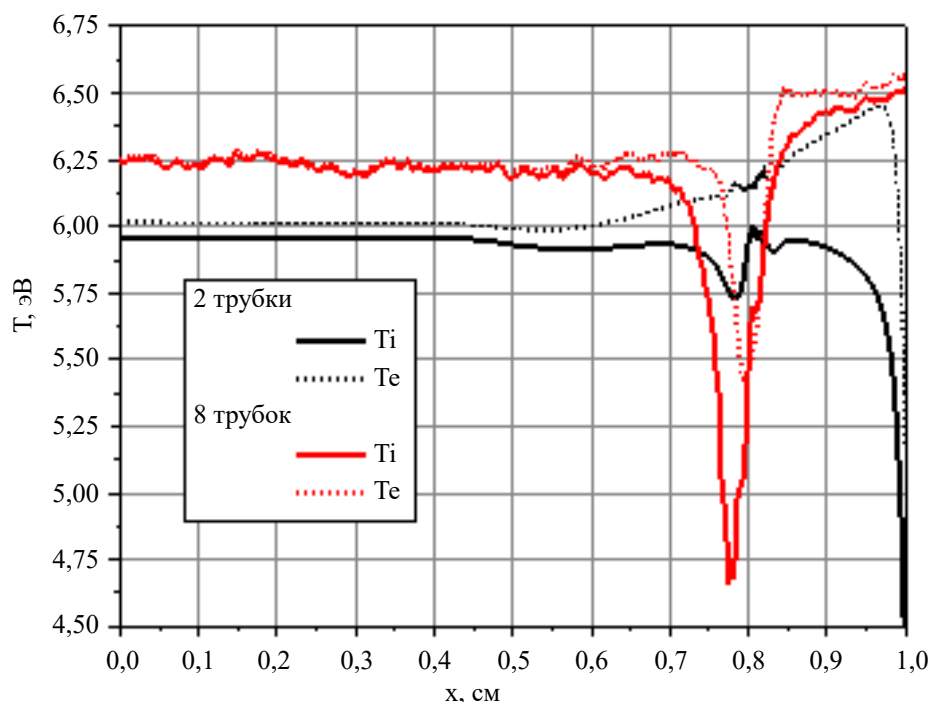


Рис. 7. Распределение электронной и ионной компонент температуры вдоль оси капилляра в момент максимальной силы тока для двух и восьми питающих каналов

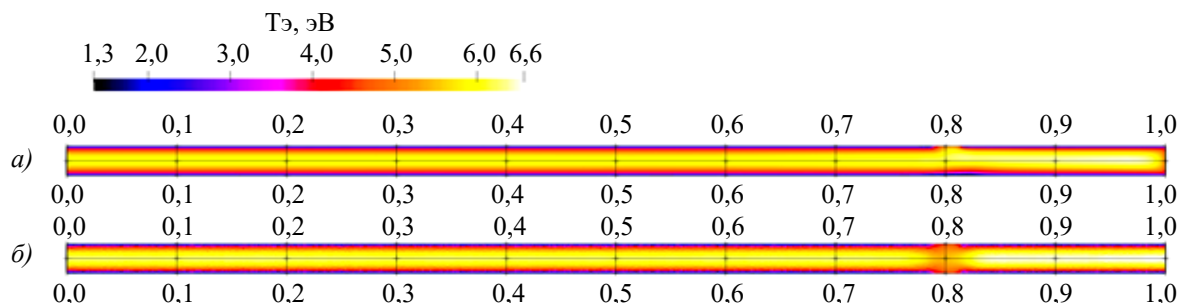


Рис. 8. Распределение электронной температуры в продольном сечении в момент максимальной силы тока: а — 8 питающих каналов; б — 2 питающих канала

Получено следующее распределение плотности электронов вдоль оси капилляра для различных моментов времени (рис. 9). Незначительное повышение плотности в окрестности выхода в начальный период обусловлено тем, что капиллярный газ испытывает некоторое торможение при вытеснении газа, который заполнял сопло к окончанию первого этапа процесса заполнения.

Для случаев двух и восьми подводящих каналов распределение плотности плазмы разряда практически идентичное с небольшими отличиями в области от 0,75 до 1 см (рис. 10). Это вызвано вытеснением плазмы разряда в подводящие каналы в процессе разряда: следует учесть, что площадь сечения, по которому поступает газ в капилляр, в случае восьми трубок в 4 раза больше, чем в случае двух трубок.

Наиболее наглядно неоднородность просматривается в сечении потока, взятом в окрестности подводящих каналов, что показано на рис. 11. В области стыковки питающих каналов плотность электронов примерно в два раза ниже, чем в центральной части капилляра. Также можно отметить хорошую симметрию распределения. Отметим ещё раз, что радиальная симметрия распределения и однородности канала вдоль оси важна для ускорения. Большое значение имеет также и достаточно большой градиент плотности по границам формируемого волновода, что создаёт благоприятные условия для коллимации лазерного излучения в волноводе, что наглядно показано на рис. 15.

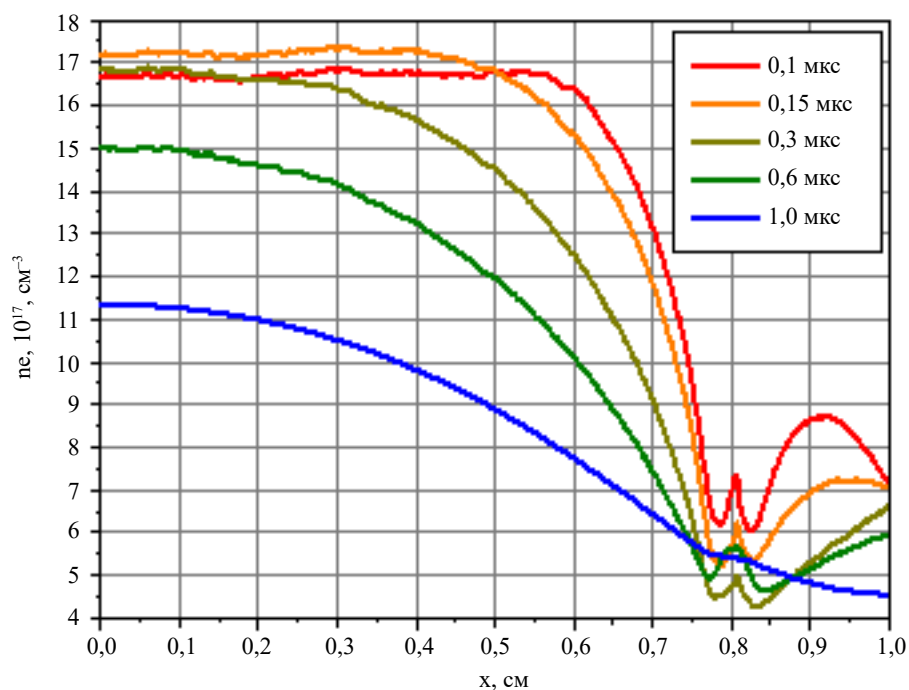


Рис. 9. Концентрация электронов на оси капилляра в различные моменты времени относительно времени начала электрического разряда для системы с восемью питающими каналами

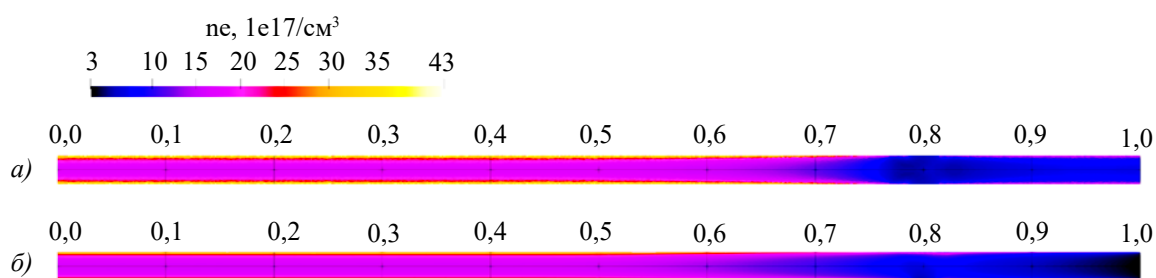


Рис. 10. Распределение электронной плотности в продольном сечении в момент максимальной силы тока: а — 8 питающих каналов; б — 2 питающих канала

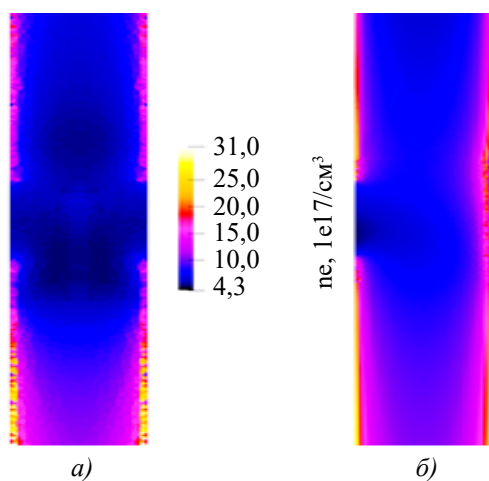


Рис. 11. Распределение электронной плотности в продольном сечении в окрестности крепления питающих каналов в момент максимальной силы тока: а — 8 питающих каналов; б — 2 питающих канала

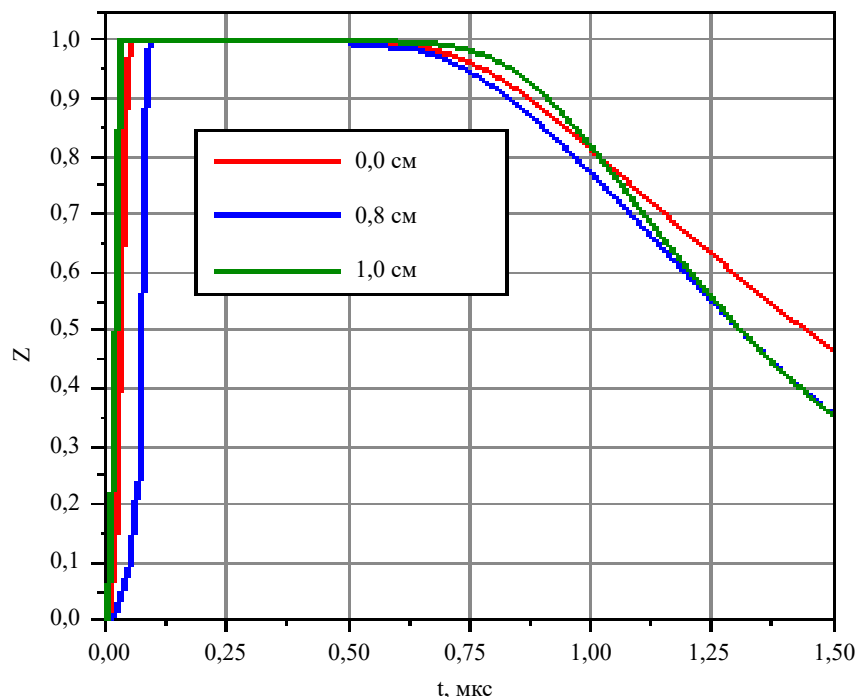


Рис. 12. Уровни ионизации водорода в трех контрольных точках на оси капилляра (указано расстояние точек относительно его центра) в зависимости от времени

Канал считается подготовленным для пропускания через него ускоряющего лазерного импульса, когда уровень ионизации водорода достигает единицы. Рассмотрим эволюцию ионизации (рис. 12) в трех контрольных точках на оси, взятых на определённом расстоянии от центра капилляра: 0 см — центр основного канала, 0,8 см — точка напротив подводящих каналов, 1 см — торец капилляра. Исходя из данных, представленных на рис. 12, можно сделать вывод, что волновод с требуемыми свойствами формируется по всей длине капилляра и существует от момента максимальной силы тока (150 нс) до момента ≈ 700 нс, т. е. в течение времени ≈ 500 –600 нс.

Из распределения плотности, представленного на рис. 10, следует, что имеется отличие структур плазменных волноводов в зависимости геометрии подводящих каналов. Это отличие несущественно для распределения плотности электронов в центральной части капилляра. Расхождения в распределении плотности электронов в окрестности питающих каналов и далее до открытого торца гораздо более заметны — до 50 % от средней плотности на отрезке от 0,75 до 1 см по длине капилляра. В варианте питания восемью каналами заметная часть плазмы вытесняется в них, поэтому вблизи входа питающих каналов находится область плазмы пониженной плотности. В варианте с двумя каналами вытеснение плазмы в каналы менее заметно и в большей степени плазма вытекает через торцы капилляра.

Наиболее важной характеристикой плазмы в отношении ее использования как рабочей среды для ускорения электронов лазерным импульсом является концентрация электронов на оси капилляра. Среднее значение концентрации электронов в момент максимальной силы тока для обоих случаев оказывается почти одинаковым в области течения между центральным сечением капилляра и вплоть до расстояния от центра примерно 0,75 см, с небольшим отличием в торцевых областях, и равно $n_e \approx 1,8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В области наибольшего разрежения, от 0,75 до 1 см, электронная концентрация примерно равна $n_e \approx 0,8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что данные значения концентрации находятся в хорошем соответствии с значением концентрации $\sim 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, определенной в [2, 21] для капилляра с такими же, как в настоящей работе, диаметром и длиной, и рассчитанной на эксперимент с энергией ускоряющего лазерного импульса ~ 3 Дж при длительности около 30 фс.

На рис. 13 и 14 представлено поперечное распределение плотности и электронной концентрации в центре трубки ($x = 0$ см). Полученные значения плотности для восьми и двух подводящих трубок близки к значению, полученному в двумерном варианте. Незначительные различия в распределениях плотности электронов для двух вариантов заполнения капилляра обусловлены различной структурой используемых в этих вариантах сеток, что также отражается на картине температуры (рис. 7, 8). На рис. 15 представлено распределение концентрации электронов поперёк капилляра на различном расстоянии от центра.

Поперечная динамика капиллярной плазмы, приводящая к формированию плазменного канала с параметрами, пригодными для лазерного ускорения, аналогична рассмотренной в [9], где для расчетов использовалось одномерная модель течения в приближении цилиндрической симметрии. Трёхмерное моделирование показывает, что время жизни плазменного канала определяется истечением плазмы в открытые торцевые отверстия капилляра, и, частично, в обратном течении в питающие каналы.

Длительность электрического импульса оказывает меньшее влияние на время существования канала сравнительно с капилляром большей длины — 10 сантиметров и более.

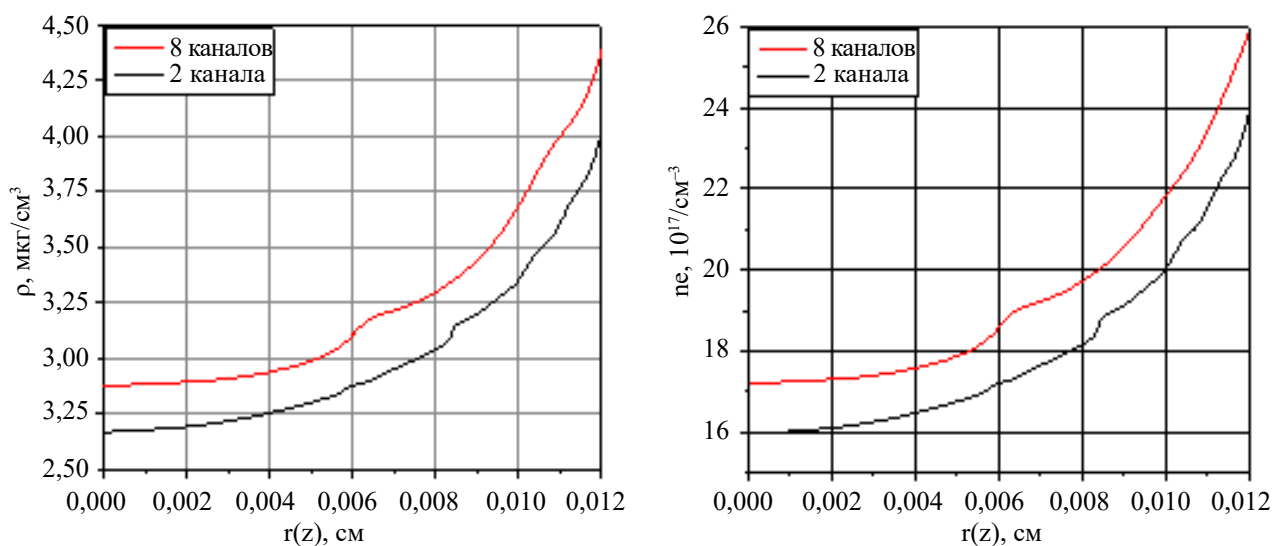


Рис. 13. Поперечное распределение плотности и концентрации электронов в центре капилляра для двух и восьми питающих каналов в момент максимальной силы тока

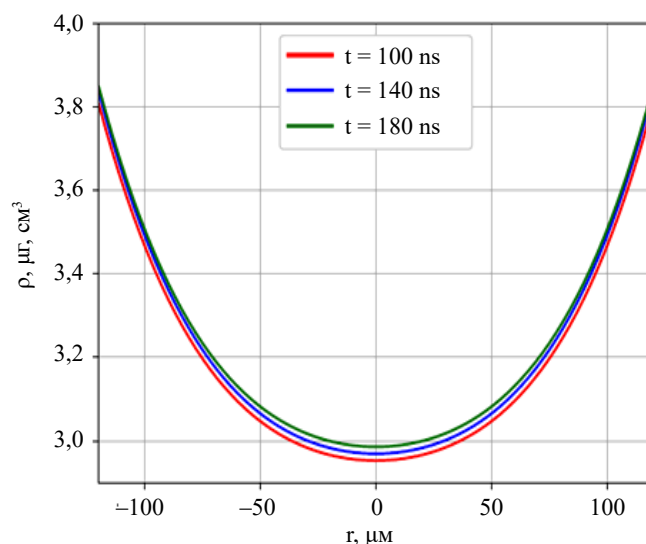


Рис. 14. Поперечное распределение плотности в центре капилляра в двумерной модели [21]

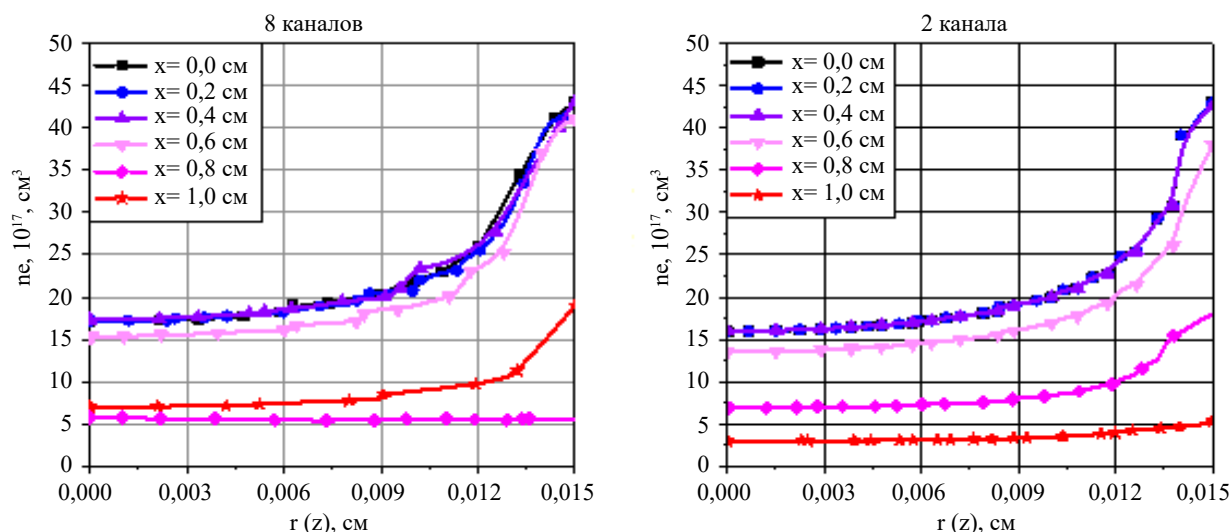


Рис. 15. Поперечное распределение концентрации электронов на различном расстоянии от центра капилляра для восьми и двух питающих каналов

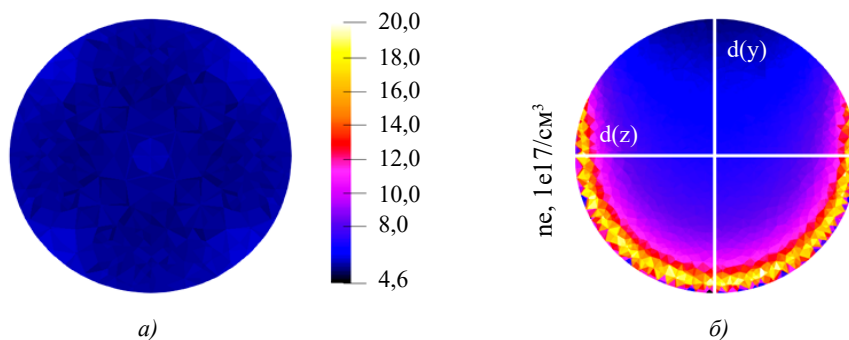


Рис. 16. Распределение концентрации электронов в сечении поперёк капилляра вблизи крепления питающих каналов ($x = 0,8$): а — 8 питающих каналов; б — 2 питающих канала

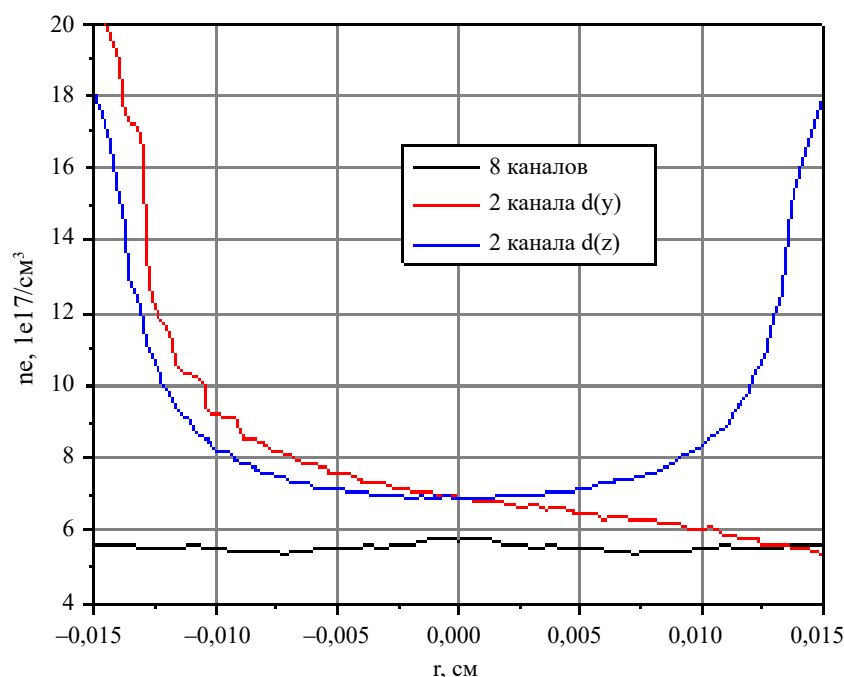


Рис. 17. Распределение электронной концентрации по диаметру сечения в варианте питания восемью каналами, а также по вертикальной и горизонтальной осям в варианте с двумя питающими каналами

На рис. 16 и 17 показано распределение электронной концентрации в месте крепления питающих каналов. В варианте с восемью каналами данная область обладает большей оптической прозрачностью, чем в варианте двух каналов. Помимо меньшей прозрачности, для «двухканальной» системы заметно нарушение радиальной симметрии плазменного канала. Длительность этапа электрического разряда измеряется от момента начала разряда до момента практически полной рекомбинации водорода.

Истечение горячего газа и повторное заполнение капилляра. По окончании рекомбинации водорода в капилляре остаётся достаточное количество горячего газа под высоким давлением. Продолжается активное расширение газа в направлении открытых торцов и питающих каналов, начавшееся в момент инициации электроразряда.

Будем считать истечение горячего газа завершённым в момент, когда давление водорода в питающем резервуаре превышает давление расширяющегося газа и возобновляется процесс заполнения капилляра холодным газом. Отметим, что при повторном заполнении центральная часть капилляра уже содержит газ, который, остывая, приходит к начальному состоянию.

Повторное заполнение происходит практически как первичное. Отличие состоит в более плотной среде по сравнению с её первичным состоянием, а также в более высокой температуре газа в системе «капилляр + питающие каналы». Времена первичного и повторного заполнения оказываются близкими, для удобства анализа циклов работы капилляра будем считать их равными.

На рис. 18 представлено сравнение профилей плотности вдоль оси для первичного и повторного заполнения для случая с двумя питающими каналами.

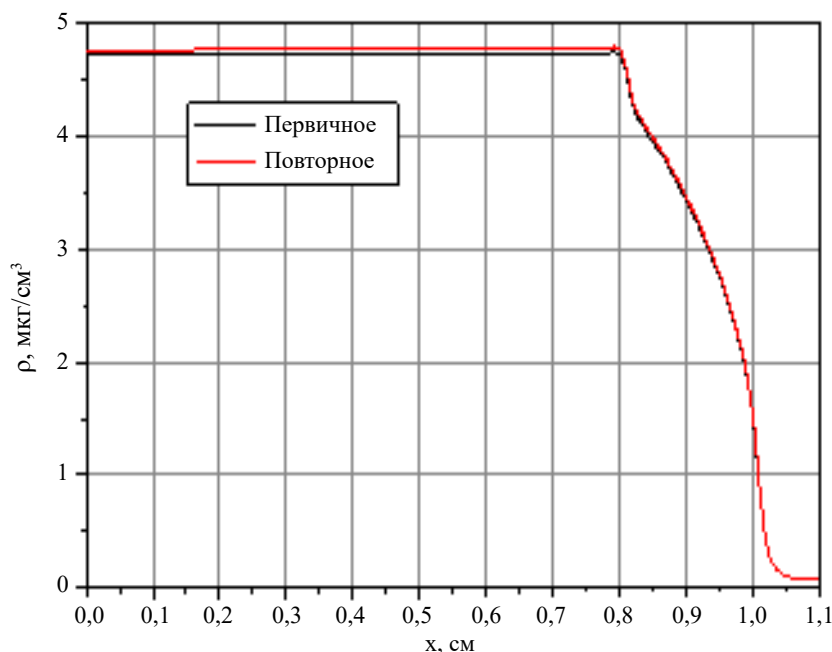


Рис. 18. Профили плотности вдоль оси капилляра для первичного и повторного заполнения на примере случая с двумя трубками

Обсуждение и заключение. Расчетное время одного цикла «заполнение — разряд — релаксация» представлено в таблице 1. В варианте расчета по двумерной модели время повторного заполнения не превышает половины времени первичного заполнения.

Таблица 1

Расчетное время одного цикла «заполнение — разряд — релаксация»

Форма крепления	8 каналов	2 канала	2D
Время заполнения, мкс	225	200	125
Ионизированное состояние, мкс	5	5	5
Выход нагретого газа, мкс	< 50	< 45	
Суммарное время цикла, мкс	≈ 280	≈ 250	≈ 130 (перв.) ≈ 60 (повт.)

Наибольшее влияние на частоту работы короткого капилляра оказывает форма подводящих каналов (2 трубки, 8 трубок, двумерная модель заполнения). Диаметры питающих каналов, а также их длина очевидно влияют на темп заполнения. В меньшей степени на длительность цикла влияют температура и давление поступающего в систему газа. Степень интенсивности заполнения определяется экспериментальными условиями [2].

Построенная авторами математическая модель капиллярной системы позволяет сделать вывод о том, что можно обеспечить работу капилляра в диапазоне частот от 1 до 16,5 КГц.

В заключение оценим энергию электронов, набираемую при их ускорении лазерным импульсом в канале капиллярного разряда, для чего можно воспользоваться, например, предложенной в работе [23] формулой:

$$W \text{ (GeV)} \sim \frac{0,4 I (W/cm^2)}{n_e (1/cm^3)}, \quad (2)$$

где W — энергия ускоренных электронов; $I \leq 10^{18} W/cm^2$ — интенсивность лазера ускорителя; n_e — средняя концентрация электронов на пути следования луча.

В качестве исходных данных для оценки возьмем параметры плазменной среды в центре капилляра в момент близкий к максимальной силе разрядного тока (~150 нс). Используя полученные на этапе разряда данные, можно ожидать энергии электронов при ускорении, по формуле (2), $W_e \leq 0,5$ ГэВ, что справедливо для всех трёх рассмотренных вариантов геометрии.

Полученные значения ускорения и возможной частоты работы ускорителя позволяют говорить о перспективности использования КЛПУ с малой длиной канала. Важной характеристикой электронного пучка является его эмиттанс. Для его аккуратной оценки необходимо выполнить моделирование на основе PIC модели, например,

в пондеромоторном приближении [5]. Соответствующие вычислительные эксперименты являются предметом отдельного исследования.

Список литературы

1. Tajima T., Dawson J.M. Laser Electron Accelerator. *Phys. Rev. Lett.* 1979;43:267. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267>
2. Molodozhentsev A., Korn G., Maier A., Pribyl L. LWFA-driven Free Electron Laser for ELI-Beamlines. *ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Future Light Sources*. JACoW, Geneva. 2018;60:62–67. <https://doi.org/10.18429/JACoW-FLS2018-TUA2WC02>
3. Leemans W., Esarey E. Laser-driven plasma-wave electron accelerators. *Phys. Today*. 2009;62(3):44.
4. Schroeder C.B., Esarey E., Geddes C.G.R., Benedetti C., Leemans W.P. Physics considerations for laser-plasma linear colliders. *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2010;13:101301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.101301>
5. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., Nakamura K., Benedetti C., Schroeder C.B., et al. Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime. *Phys. Rev. Lett.* 2014;113:245002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.245002>
6. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide. *Phys. Rev. Lett.* 2019;122:084801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.084801>
7. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Rev. Mod. Phys.* 2009;81:1229. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229>
8. Spence D.J., Hooker S.M. Investigation of a hydrogen plasma waveguide. *Phys. Rev. E*. 2001;63:015401(R). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.63.015401>
9. Bobrova N.A., Esaulov A.A., Sakai J.-I., Sasorov P.V., Spence D.J., Butler A., et al. Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *Phys. Rev. E*. 2002;65:016407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.016407>
10. Hosokai T., Kando M., Dewa H., Kotaki H., Kondo S., Hasegawa N., et al. Optical guidance of terrawatt laser pulses by the implosion phase of a fast z-pinch discharge in a gas-filled capillary. *Opt. Lett.* 2000;25:10–12. <https://doi.org/10.1364/OL.25.000010>
11. Kameshima T., Kotaki H., Kando M., Daito I., Kawase K., Fukuda Y., et al. Laser pulse guiding and electron acceleration in the ablative capillary discharge plasma. *Phys. Plasmas*. 2009;16:093101. <https://doi.org/10.1063/1.3212589>
12. Gonsalves A.J., Nakamura K., Lin C., Panasenkov D., Shiraishi S., Sokollik T., et al. Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring. *Nat. Phys.* 2011;7:862–866. <https://doi.org/10.1038/nphys2071>
13. Pieronek C., Gonsalves A., Benedetti C., Bulanov S., van Tilborg J., Bin J., et al. Laser-heated capillary discharge waveguides as tunable structures for laser-plasma acceleration. *Phys. Plasmas*. 2020;27:093101. <https://doi.org/10.1063/5.0014961>
14. Bobrova N.A., Sasorov P.V., Benedetti C., Bulanov S.S., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., et al. Laser-heater assisted plasma channel formation in capillary discharge waveguides. *Phys. Plasmas*. 2013;20:020703. <https://doi.org/10.1063/1.4793447>
15. Bagdasarov G.A., Bobrova N.A., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A., Benedetti C., Bulanov S.S., et al. Creation of axially uniform plasma channel in laser-assisted capillary discharge. *Phys. Plasmas*. 2021;28:053104. <https://doi.org/10.1063/5.0046428>
16. Gonsalves A.J., Liu F., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Pieronek C., Daniels J., et al. Demonstration of a High Repetition Rate Capillary Discharge Waveguide. *J. Appl. Phys.* 2016;119:033302. <https://doi.org/10.1063/1.4940121>
17. Alejo A., Cowley J., Picksley A., Walczak R., Hooker S.M. Demonstration of kilohertz operation of hydrodynamic optical-field-ionized plasma channels. *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2022;25:011301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.011301>
18. D'Arcy R., Chappell J., Beinortaitė J., Diederichs S., Boyle G., Foster B., et al. Recovery time of a plasma-wakefield accelerator. *Nature*. 2022;603:58–62. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-04348-8>
19. Bagdasarov G.A., Kruchinin K.O., Molodozhentsev A.Yu., Sasorov P.V., Bulanov S.V., Gasilov V.A. Discharge Plasma Formation in Square Capillary with Gas Supply Channels. *Phys. Rev. Res.* 2022;4:013063. <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.4.013063>
20. Gasilov V.A., Boldarev A.S., Olkhovskaya O.G., Boykov D.S., Sharova Yu.S., Savenko N.O., et al. MARPLE: software for multiphysics modelling in continuous media. *Numerical Methods and Programming*. 2023;24(4):316–338. <https://doi.org/10.26089/NumMet.v24r423>
21. Sasorov P., Bagdasarov G., Bobrova N., Grittani G., Molodozhentsev A., Bulanov S.V. Capillary discharge in the high repetition rate regime. *Physical Review Research*. 2024;6:013290. <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.6.013290>
22. Савенко Н.О. О разностной аппроксимации газодинамических потоков на свободной границе расчетной области. *Препринты ИПИМ им. М.В. Келдыша*. 2023;51:28с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2023-51>
23. Leemans W.P., Nagler B., Gonsalves A.J., Toth Cs., Nakamura K., Geddes C.G.R., et al. GeV electron beams from a centimeter-scale accelerator. *Nature physics*. 2006;2:696–699. <https://doi.org/10.1063/1.2718524>
24. Брагинский С.И., Леонтович М.А. (ред.). Явления переноса в плазме. В кн.: *Вопросы теории плазмы*. Выпуск 1. ГосАтомиздат. 1963 г. С. 183–272.

References

1. Tajima T., Dawson J.M. Laser Electron Accelerator. *Phys. Rev. Lett.* 1979;43:267. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267>
2. Molodozhentsev A., Korn G., Maier A., Pribyl L. LWFA-driven Free Electron Laser for ELI-Beamlines. *ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Future Light Sources*. JACoW, Geneva. 2018;60:62–67. <https://doi.org/10.18429/JACoW-FLS2018-TUA2WC02>
3. Leemans W., Esarey E. Laser-driven plasma-wave electron accelerators. *Phys. Today*. 2009;62(3):44.
4. Schroeder C.B., Esarey E., Geddes C.G.R., Benedetti C., Leemans W.P. Physics considerations for laser-plasma linear colliders. *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2010;13:101301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.101301>
5. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., Nakamura K., Benedetti C., Schroeder C.B., et al. Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime. *Phys. Rev. Lett.* 2014;113:245002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.245002>
6. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide. *Phys. Rev. Lett.* 2019;122:084801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.084801>
7. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Rev. Mod. Phys.* 2009;81:1229. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229>
8. Spence D.J., Hooker S.M. Investigation of a hydrogen plasma waveguide. *Phys. Rev. E*. 2001;63:015401(R). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.63.015401>
9. Bobrova N.A., Esaulov A.A., Sakai J.-I., Sasorov P.V., Spence D.J., Butler A., et al. Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *Phys. Rev. E*. 2002;65:016407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.016407>
10. Hosokai T., Kando M., Dewa H., Kotaki H., Kondo S., Hasegawa N., et al. Optical guidance of terrawatt laser pulses by the implosion phase of a fast z-pinch discharge in a gas-filled capillary. *Opt. Lett.* 2000;25:10–12. <https://doi.org/10.1364/OL.25.000010>
11. Kameshima T., Kotaki H., Kando M., Daito I., Kawase K., Fukuda Y., et al. Laser pulse guiding and electron acceleration in the ablative capillary discharge plasma. *Phys. Plasmas*. 2009;16:093101. <https://doi.org/10.1063/1.3212589>
12. Gonsalves A.J., Nakamura K., Lin C., Panasenkov D., Shiraishi S., Sokollik T., et al. Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring. *Nat. Phys.* 2011;7:862–866. <https://doi.org/10.1038/nphys2071>
13. Pieronek C., Gonsalves A., Benedetti C., Bulanov S., van Tilborg J., Bin J., et al. Laser-heated capillary discharge waveguides as tunable structures for laser-plasma acceleration. *Phys. Plasmas*. 2020;27:093101. <https://doi.org/10.1063/5.0014961>
14. Bobrova N.A., Sasorov P.V., Benedetti C., Bulanov S.S., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., et al. Laser-heater assisted plasma channel formation in capillary discharge waveguides. *Phys. Plasmas*. 2013;20:020703. <https://doi.org/10.1063/1.4793447>
15. Bagdasarov G.A., Bobrova N.A., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A., Benedetti C., Bulanov S.S., et al. Creation of axially uniform plasma channel in laser-assisted capillary discharge. *Phys. Plasmas*. 2021;28:053104. <https://doi.org/10.1063/5.0046428>
16. Gonsalves A.J., Liu F., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Pieronek C., Daniels J., et al. Demonstration of a High Repetition Rate Capillary Discharge Waveguide. *J. Appl. Phys.* 2016;119:033302. <https://doi.org/10.1063/1.4940121>
17. Alejo A., Cowley J., Picksley A., Walczak R., Hooker S.M. Demonstration of kilohertz operation of hydrodynamic optical-field-ionized plasma channels. *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2022;25:011301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.011301>
18. D'Arcy R., Chappell J., Beinortaite J., Diederichs S., Boyle G., Foster B., et al. Recovery time of a plasma-wakefield accelerator. *Nature*. 2022;603:58–62. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-04348-8>
19. Bagdasarov G.A., Kruchinin K.O., Molodozhentsev A.Yu., Sasorov P.V., Bulanov S.V., Gasilov V.A. Discharge Plasma Formation in Square Capillary with Gas Supply Channels. *Phys. Rev. Res.* 2022;4:013063. <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.4.013063>
20. Gasilov V.A., Boldarev A.S., Olkhovskaya O.G., Boykov D.S., Sharova Yu.S., Savenko N.O., et al. MARPLE: software for multiphysics modelling in continuous media. *Numerical Methods and Programming*. 2023;24(4):316–338. <https://doi.org/10.26089/NumMet.v24r423>
21. Sasorov P., Bagdasarov G., Bobrova N., Grittani G., Molodozhentsev A., Bulanov S.V. Capillary discharge in the high repetition rate regime. *Physical Review Research*. 2024;6:013290. <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.6.013290>
22. Savenko N.O. On the difference approximation of gasdynamic flows on the free boundary of the computational domain. *Preprints of the Institute of Applied Mathematics named after M.V. Keldysh*. 2023;51:28. (in Russ.). <https://doi.org/10.20948/prepr-2023-51>
23. Leemans W.P., Nagler B., Gonsalves A.J., Toth Cs., Nakamura K., Geddes C.G.R., et al. GeV electron beams from a centimeter-scale accelerator. *Nature physics*. 2006;2:696–699. <https://doi.org/10.1063/1.2718524>
24. Braginsky S.I., Leontovich M.A. (eds). Phenomena of transport in plasma. In: *Questions of plasma theory*. Issue 1. GosAtomIzdat. 1963. P. 183–272. (in Russ.).

Поступила в редакцию 04.06.2024

Поступила после рецензирования 24.06.2024

Принята к публикации 25.06.2024

Об авторах:

Гасилов Владимир Анатольевич, главный научный сотрудник, Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук (РФ, 125047, Москва, Миусская пл., 4), [ORCID](#), [MathNet](#), vgasilov@keldysh.ru

Савенко Никита Олегович, младший научный сотрудник, Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук (РФ, 125047, Москва, Миусская пл., 4), [ORCID](#), [MathNet](#), savenkonkt@gmail.com

Шарова Юлия Сергеевна, младший научный сотрудник, Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук (РФ, 125047, Москва, Миусская пл., 4), [ORCID](#), [MathNet](#), yulia-shar@mail.ru

Заявленный вклад соавторов:

Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Все авторы прочитали и одобрили окончательный вариант рукописи.

Received 04.06.2024

Revised 24.06.2024

Accepted 25.06.2024

About the Authors:

Vladimir A. Gasilov, Principal Researcher, Keldysh Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences (4, Miusskaya sq., Moscow, 125047, RF), [ORCID](#), [MathNet](#), vgasilov@keldysh.ru

Nikita O. Savenko, Junior Researcher, Keldysh Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences (4, Miusskaya sq., Moscow, 125047, RF), [ORCID](#), [MathNet](#), savenkonkt@gmail.com

Yulia S. Sharova, Junior Researcher, Keldysh Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences (4, Miusskaya sq., Moscow, 125047, RF), [ORCID](#), [MathNet](#), yulia-shar@mail.ru

Claimed contributor-ship:

All authors have made an equivalent contribution to the preparation of the publication.

Conflict of interest statement

The authors do not have any conflict of interest.

All authors have read and approved the final manuscript.