

09

Самосогласованная трехмерная модель усиления ультракороткого терагерцового импульса в лазерноиндуцированном неравновесном плазменном канале в ксеноне

© А.В. Богацкая^{1,2}, Е.А. Волкова³, А.М. Попов^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

e-mail: annabogatskaya@gmail.com

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.

В окончательной редакции 14.09.2022 г.

Принята к публикации 28.09.2022 г.

В трехмерной геометрии численно исследовано распространение и усиление ультракоротких терагерцовых импульсов в неравновесном фотоионизационном плазменном канале, формируемом в ксеноне мощным фемтосекундным импульсом УФ лазера. Проведенные исследования основаны на самосогласованном численном интегрировании волнового уравнения второго порядка в рамках цилиндрической геометрии и кинетического уравнения Больцмана в двухчленном приближении для описания функции распределения электронов по скоростям в пространственно-неоднородной неравновесной плазме канала.

Ключевые слова: нелинейная оптика, терагерцовое излучение, неравновесный плазменный канал, численное моделирование.

DOI: 10.21883/OS.2022.12.54093.48-22

Введение

Широкий спектр возможных применений излучения терагерцового диапазона привлекает огромное внимание специалистов в различных областях, таких как молекулярная физика и физика твердого тела, спектроскопия, неинвазивная диагностика в медицинских целях и системах безопасности, контроль качества, беспроводная связь, дистанционное зондирование атмосфера и т.д. [1–4].

В настоящей работе проведено комплексное самосогласованное трехмерное моделирование процесса усиления мощных ультракоротких терагерцовых (ТГц) импульсов в неравновесных протяженных плазменных каналах, формируемых в ксеноне при его многофотонной ионизации фемтосекундными УФ лазерными импульсами [5–9]. Расчеты основаны на совместном интегрировании волнового уравнения второго порядка в цилиндрической геометрии и системы кинетических уравнений Больцмана для функции распределения электронов по скоростям в различных пространственных точках канала в двухчленном приближении.

Модель

Начнем рассмотрение с волнового уравнения второго порядка в цилиндрической геометрии (ось z направлена вдоль распространения УФ и ТГц импульсов) для

линейно поляризованного короткого ТГц импульса, распространяющегося в канале неравновесной ксеноновой плазмы:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial E}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r} = \{\rho, z\}$ — радиус-вектор, $E(\rho, z, t)$ — напряженность электрического поля волны, $j(\rho, z, t)$ — плотность тока в плазме, индуцированная ТГц импульсом. Общий подход для вычисления такого тока в диспергирующей среде был рассмотрен в работе [10]. Для анализа процесса усиления импульса, а также определения его параметров волновое уравнение (1) необходимо решать совместно с системой кинетических уравнений Больцмана для определения функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в различных пространственных точках канала:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} - \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = St(f). \quad (2)$$

Здесь $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ — ФРЭС, нормированная согласно условию

$$\int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v = 1, \quad (3)$$

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — вектор электрического поля, а $St(f)$ — интеграл столкновений, который в общем случае учитывает как упругие, так и неупругие столкновения электронов.

В случае, если дрейфовая скорость электронов в электрическом поле мала по сравнению с их тепловой скоростью, уравнение (2) можно анализировать в рамках двухчленного приближения [11,12]. Тогда

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{r}, v, t) + \cos \vartheta f_1(\mathbf{r}, v, t) \quad (4)$$

(ϑ — угол между вектором скорости и вектором напряженности электрического поля волны), где нулевая гармоника $f_0(\mathbf{r}, v, t)$ определяет распределение электронов по абсолютному значению скорости, а первая $f_1(\mathbf{r}, v, t)$ определяет асимметрию распределения электронов по скоростям и обеспечивает возможность найти электрический ток в плазме:

$$j(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi e N_e(\mathbf{r})}{3} \int v^3 f_1(\mathbf{r}, v, t) dv. \quad (5)$$

Здесь $N_e(\mathbf{r})$ — концентрация электронов в плазме. Подставляя (4) в (2), получаем систему уравнений для гармоник f_0 и f_1 в каждой пространственной точке канала [12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, v, t)}{\partial t} &= \frac{eE(\mathbf{r}, t)}{3mv^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 f_1(\mathbf{r}, v, t)) \\ &+ \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v_{tr}(v) \left(v f_0 + \frac{T_g}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial f_1(\mathbf{r}, v, t)}{\partial t} + v_{tr}(v) f_1(\mathbf{r}, v, t) = \frac{eE(\mathbf{r}, t)}{m} \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, v, t)}{\partial v}. \quad (7)$$

Здесь v_{tr} — транспортная частота столкновений, M — масса атома ксенона, $T_g = 0.025$ eV — газовая температура.

В соответствии с рассматриваемой моделью фемтосекундный УФ лазерный импульс распространяется в ксеноне вдоль оси z и создает неравновесный плазменный канал, характеризующийся гауссовым распределением электронной плотности по радиусу и изотропной ФРЭС, имеющей пиковую структуру. Для атомов ксенона (потенциал ионизации $I_i \approx 12.13$ eV) при ионизации излучением КтГ-лазера ($\hbar\Omega = 5.0$ eV) фотоионизационный пик характеризуется энергией $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87$ eV. Как было показано в [5], такая плазма является средой для усиления ТГц излучения. При моделировании мы полагаем, что ТГц импульс распространяется вслед за лидирующим фемтосекундным УФ импульсом и находится в зоне усиления, которая может составлять несколько сантиметров [6–9]. Мы также полагаем, что ионизирующий фемтосекундный импульс распространяется в газе со скоростью света почти без потери энергии, формируя канал с однородной концентрацией электронов вдоль оси z . Система отсчета выбрана так, что лидирующий УФ импульс находится в точке $z = 0$.

Уравнение (1) решалось совместно с системой уравнений для гармоник ФРЭС нулевого и первого порядков (6), (7) в каждом узле пространственной сетки. Краткое обсуждение численной процедуры содержится

в [9] и приведенных в этой работе ссылок. Аналогично [9] временной шаг интегрирования составлял $\Delta t = 4 \cdot 10^{-15}$ s, шаг пространственной дискретизации был $\Delta z = c\Delta t = 1.2 \cdot 10^{-4}$ см и $\Delta \rho = 0.065$ см. Размер области счета был выбран в направлении распространения пучка (ось z) $L = 1.0$ см и в поперечном направлении $R_{\max} = 6.0$ см. Выбранный временной шаг интегрирования позволял использовать явную схему для уравнения Больцмана. Начальные условия для уравнений (1), (6) и (7) выбирались аналогично [9].

Результаты моделирования

Остановимся прежде всего на результатах моделирования процесса распространения слабого затравочного ТГц импульса на длине пробега 30 см в неравновесном плазменном канале в ксеноне радиусами $R_0 = 0.5$ см и $R_0 = 1.5$ см с радиальным профилем $N_e = N_e^{(0)} \exp(-(\rho/R_0)^2)$ и различными начальными значениями электронной плотности $N_e^{(0)}$. Поперечный размер начального ТГц импульса определялся радиусом плазменного канала $\rho_0 = R_0$. Распределение электронной плотности вдоль оси канала будем считать однородным.

Типичные распределения пространственной структуры поля для электронных концентраций в плазме 3×10^{13} и 10^{14} см $^{-3}$ и для плотности газа $N = 10^{20}$ см $^{-3}$, а также для случая распространения импульса в пустом пространстве приведены на рис. 1. Начальный импульс показан на рис. 1, *a*. Данные нормированы на максимальное значение напряженности поля в затравочном импульсе. Во-первых, в соответствии с [6,7] мы видим, что плазменный канал предотвращает диффузионное расплывание импульса в радиальном направлении: для концентрации 10^{14} см $^{-3}$ распространяющийся импульс ТГц локализован внутри плазменного канала (рис. 2, *d*), в то время как для $N_e^{(0)} = 10^{13}$ см $^{-3}$ (рис. 2, *c*) и особенно для случая распространения в свободном пространстве (рис. 2, *b*) дифракционная расходимость заметно более существенна. Эти данные подтверждают сделанное ранее утверждение [6], что показатель преломления в плазме ксенона с пиковой структурой ФРЭС может быть больше единицы, т.е. такая плазма является оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом. Также мы видим, что с увеличением электронной плотности растет задержка во времени между УФ и ТГц импульсами.

Все предыдущие расчеты относились к относительно слабым полям, которые не влияют на эволюцию энергетического спектра электронов. Для изучения предельно возможного усиления импульса в канале и насыщения усиления, определяемого влиянием усиливаемого импульса на ФРЭС в плазме канала, мы провели расчеты динамики усиления для различных значений пиковой интенсивности начального импульса. Для дальнейшего анализа данных мы ввели фактор усиления $g(L)$ как

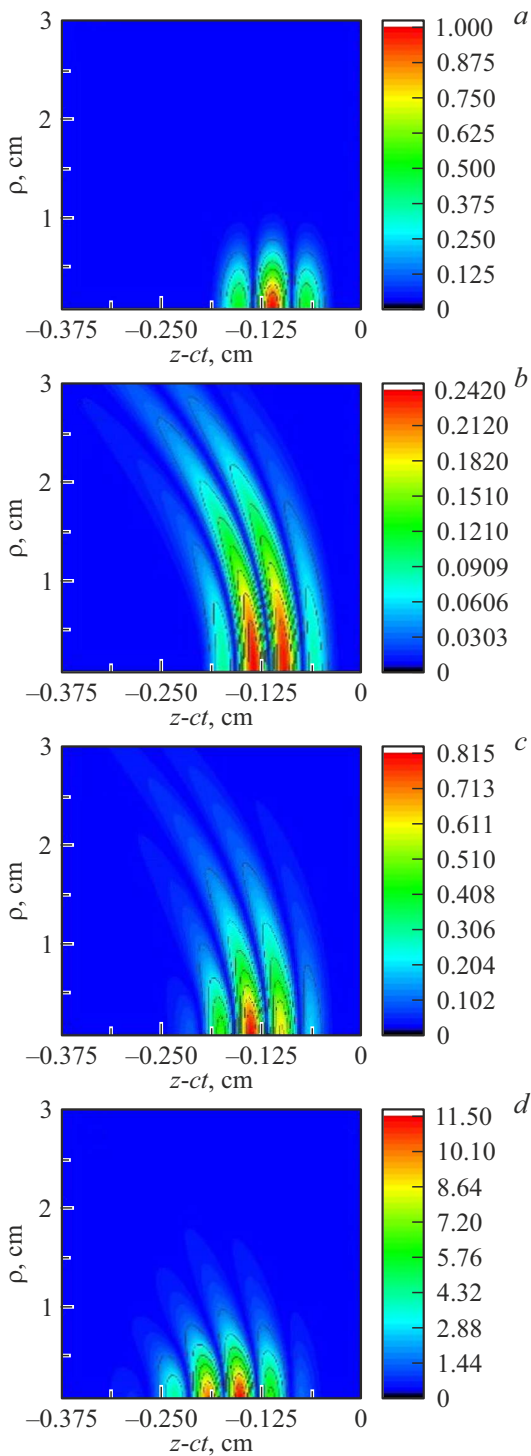


Рис. 1. Пространственное распределение абсолютного значения напряженности электрического поля в ТГц импульсе: начальное распределение (а), при распространении на 30 см в свободном пространстве (b), при распространении на 30 см в неравновесном плазменном канале с плотностью газа 10^{20} cm^{-3} с гауссовым профилем электронной плотности со значениями $N_e^{(0)} = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (c) и 10^{14} cm^{-3} (d). Радиальные размеры канала и затравочного ТГц импульса равны $\rho_0 = R_0 = 0.5 \text{ cm}$. Линии уровня соответствуют определенным значениям напряженности электрического поля. Фемтосекундный УФ импульс находится в точке $z - ct = 0$. Пиковая интенсивность затравочного импульса 1 W/cm^2 .

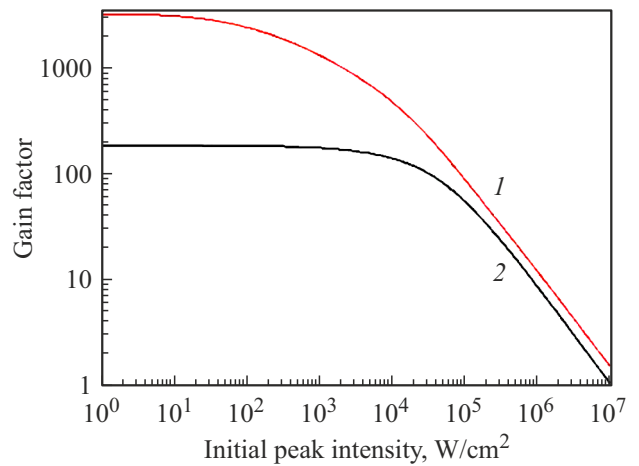


Рис. 2. Фактор усиления (см. (8)) в зависимости от пиковой интенсивности затравочного импульса для радиусов плазменного канала 1.5 см (1) и 0.5 см (2).

отношение энергии импульса на длине $L = 30 \text{ cm}$ к начальной:

$$g(L) = \frac{\int E^2(\rho, z, t = L/c) \rho d\rho dz}{\int E^2(\rho, z, t = 0) \rho d\rho dz}. \quad (8)$$

Результаты расчетов для $N_e^{(0)} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $N = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ и двух значений радиусов канала ($R_0 = 0.5 \text{ cm}$ и $R_0 = 1.5 \text{ cm}$) представлены на рис. 2. Как видно, величина $g(L)$ практически постоянна вплоть до величины интенсивности $\leq 10^3 \text{ W/cm}^2$, а затем быстро убывает с увеличением интенсивности. Это убывание есть результат существенной перестройки ФРЭС в канале, вызываемой усиливаемым импульсом. Расчеты показывают, что вне зависимости от начального радиуса плазменного канала верхний предел по интенсивности излучения в ТГц импульсе составляет величину порядка $I^* \approx 10^7 \text{ W/cm}^2$.

Для более детального понимания эффекта насыщения усиления ТГц импульса на уровне $\sim 10^7 \text{ W/cm}^2$ на рис. 3 представлены результаты расчета эволюции ФРЭС в пространственной точке ($z - ct = -0.2 \text{ cm}$) за лидирующим УФ импульсом как на оси плазменного канала ($\rho = 0$), так и на его периферии ($\rho = \rho_0$).

Как видно, в обоих случаях усиливаемый ТГц сигнал вызывает сильную перестройку ФРЭС, разрушая пиковую структуру спектра, создаваемую УФ импульсом. Как результат, усиление в плазме убывает во времени и затем сменяется поглощением. При этом наиболее быстрая перестройка ФРЭС происходит на оси канала в области сильного поля. Вследствие этого как радиальное, так и распределение поля вдоль оси z могут существенно искажаться. При этом расчеты показывают возможное сокращение длины затравочного импульса и формирование униполярных ТГц импульсов [13–17].

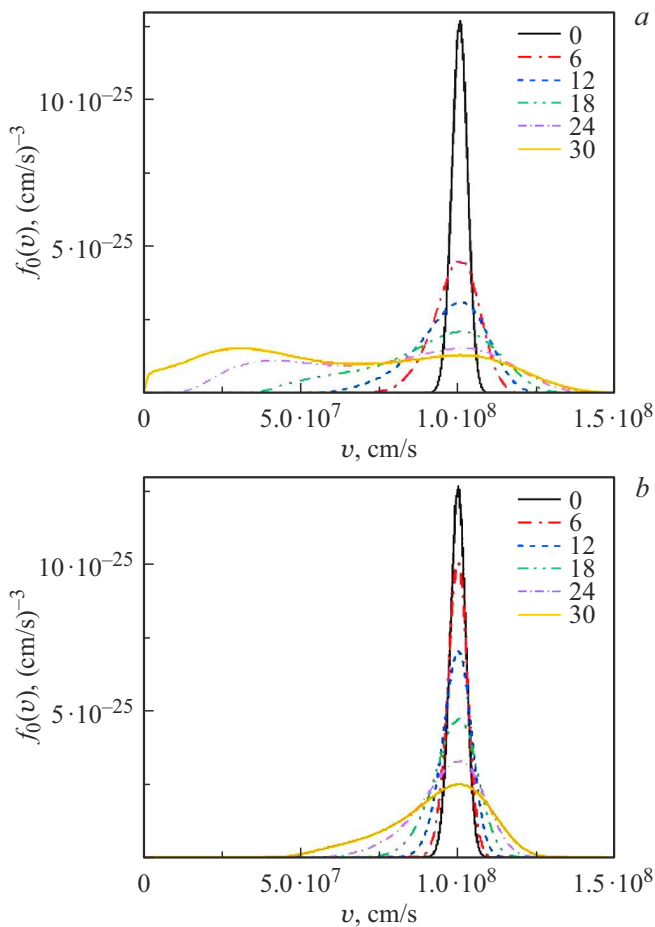


Рис. 3. ФРЭС в зависимости от длины распространения в пространственной точке за лидирующим УФ импульсом ($z - ct = -0.2$ см) для $\rho_0 = 0.5$ см, $I_0 = 10^5$ Вт/см². $N_e^{(0)} = 10^{14}$ см⁻³, $N = 10^{20}$ см⁻³. Радиальные координаты $\rho = 0$ (a) и $\rho = \rho_0$ (b). Длины распространения (в см) даны на вставке.

Степень униполярности (U -фактор) таких импульсов количественно удобно характеризовать нормированной „площадью“ импульса, определяемой как

$$U = \frac{\int E(\rho, z) \rho d\rho dz}{\int |E(\rho, z)| \rho d\rho dz}. \quad (9)$$

Типичная зависимость степени униполярности импульса, рассчитанная с помощью (9) на длине пробега импульса 30 см в плазме канала, для различных значений его начальной пиковой интенсивности приведена на рис. 4. Отметим, что знак U -фактора меняется в зависимости от интенсивности начального импульса вследствие возникающей пространственной неоднородности его усиления по мере движения в плазменном канале. Расчеты показали, что значительная степень униполярности возникает лишь при начальных интенсивностях, превышающих 10^6 Вт/см², когда значительное искажение ФРЭС приводит к тому, что только передний фронт затраченного импульса оказывается в зоне усиления.

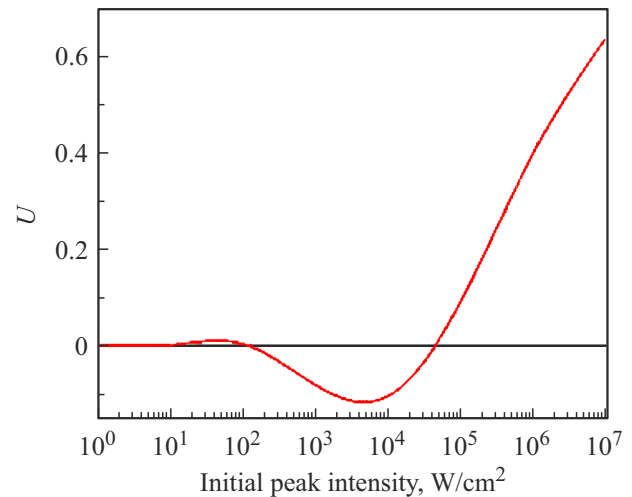


Рис. 4. Степень униполярности импульса в зависимости от пикового значения интенсивности начального импульса на длине распространения 30 см в плазменном канале в ксеноне с параметрами $R_0 = 1.5$ см, $N_e^{(0)} = 10^{14}$ см⁻³, $N = 10^{20}$ см⁻³.

Заключение

Таким образом, в работе построена модель распространения и усиления ТГц импульсов в неравновесном плазменном канале в ксеноне. Модель основана на численном интегрировании трехмерного волнового уравнения второго порядка в цилиндрической геометрии для поля ТГц импульса совместно с кинетическим уравнением Больцмана, описывающим эволюцию функции распределения электронов по скоростям в различных пространственных точках плазменного канала. Показано, что неравновесная плазма канала, образованного при ионизации ксенона импульсом КгF-лазера, является не только усиливающей, но и фокусирующей средой, что приводит к возможности использования такой плазмы как самостоятельного волновода для эффективной транспортировки ТГц импульсов. В относительно слабых полях (начальная интенсивность излучения в канале $\leq 10^3$ Вт/см²) обратным влиянием усиливаемого импульса на эволюцию распределения электронов по скоростям можно пренебречь. Однако при достижении значений интенсивности $\sim 10^5 - 10^6$ Вт/см² распространяющийся ТГц импульс разрушает пиковую структуру спектра электронов, что приводит к падению, а затем и исчезновению усиления в канале и одновременно к увеличению радиуса ТГц пучка. Как результат, наблюдается сокращение длительности ТГц импульса. В частности, становится возможным формирование униполярных ТГц импульсов, оказывающих однонаправленное воздействие излучения на вещество.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Научно-образовательной школы „Фотоника и квантовые технологии“.

Цифровая медицина“. А.В. Богацкая также благодарит за поддержку фонд развития теоретической физики и математики „Базис“ (грант № 20-1-3-40-1).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B. Fischer, M. Walther, P. Jepsen. *Phys. Med. Biol.*, **47**, 3807 (2002). DOI: 10.1088/0031-9155/47/21/319
- [2] M. Tonouchi. *Nat. Photon.*, **1**, 97 (2007). DOI: 10.1038/nphoton.2007.3
- [3] S. Fleischer, Y. Zhou, R.W. Field, K.A. Nelson. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 163603 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.163603
- [4] T. Kampfrath, K. Tanaka, K. Nelson. *Nature Photon.*, **7**, 680 (2013). DOI: 10.1038/NPHOTON.2013.184
- [5] A.V. Bogatskaya, A.M. Popov. *JETP Lett.*, **97**(7), 388 (2013). DOI: 10.1134/S0021364013070035
- [6] A.V. Bogatskaya, I.V. Smetanin, E.A. Volkova, A.M. Popov. *Las. Part. Beams*, **33**(1), 17 (2015). DOI: 10.1017/S0263034614000755
- [7] A.V. Bogatskaya, Hou Bin, I.V. Smetanin, A.M. Popov. *Phys. Plasmas*, **23**(9), 093510 (2016). DOI: 10.1063/1.4962515
- [8] A.V. Bogatskaya, N.E. Gnezdovskaia, A.M. Popov. *Phys. Rev. E.*, **102**(4), 043202 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.102.043202
- [9] A. V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. *J. Opt. Soc. Am. B*, **39**(1), 299 (2022). DOI: 10.1364/JOSAB.435710
- [10] A.V. Bogatskaya, A.M. Popov. *Las. Phys. Lett.*, **16**(6), 066008 (2019). DOI: 10.1088/1612-202X/ab183d
- [11] V.L. Ginzburg, A.V. Gurevich. *Sov. Phys. Usp.*, **3**(1), 115 (1960). DOI: 10.1070/PU1960v003n01ABEH003261
- [12] Ю.П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов* (Наука, М., 1974).
- [13] A.V. Pakhomov, R.M. Arkhipov, I.V. Babushkin, M.V. Arkhipov, Yu.A. Tolmachev, N.N. Rosanov. *Phys. Rev. A.*, **95**, 013804 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.95.013804
- [14] R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov, I. Babushkin. *Phys. Rev. A.*, **101**, 043838 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevA.101.043838
- [15] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin, N. Rosanov. *Las. Phys. Lett.*, **19**(4) 043001 (2022). DOI: 10.1088/1612-202X/ac5522
- [16] A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. *Phys. Rev. E.*, **104**, 025202 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevE.104.025202
- [17] A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. *Plasma Sour. Sci. Technol.*, **30**(8), 085001 (2021). DOI: 10.1088/1361-6595/ac0a4b