

ФОРМИРОВАНИЕ УЗКОНАПРАВЛЕННОГО СВИПИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ДЕГАЗОВАННОЙ ВОДЫ

В. А. Бабенко, А. А. Сычев

В работе представлены результаты исследования нелинейного распространения лазерного излучения ультракороткого импульса длительностью 25 пикосекунд в режиме самофокусировки в дегазированной воде. Были исследованы условия оптического пробоя, а также частотно-угловые характеристики излучения выходящего из фокальной перетяжки луча. Обнаружено формирование узконаправленного излучения в виде светового филамента, свипированного по частоте в широком диапазоне частот при совместном проявлении эффектов самофокусировки лазерного пучка и плазменного пробоя воды.

Ключевые слова: пикосекундные лазерные импульсы, пробой воды.

Введение. Исследование нелинейной оптики жидкостей в отличие от твердых тел в значительной степени лимитировалось их недостаточно высокой оптической прочностью при воздействии интенсивных лазерных импульсов. В воде, дважды дистиллированной, очищенной от твердых микрочастиц и от внешних ионогенных примесей, дефектами структуры являются бабстоны – стабильные частицы, состоящие из отдельных термодинамически-устойчивых газовых нанопузырей размером порядка 100–200 нм [1, 2], а также т. н. бабстонные кластеры, которые формируются в воде, находящейся долгое время в контакте с атмосферой. Размер подобных кластеров составляет от одного до нескольких микрон. Наличие в воде кластерных бабстонных объектов объясняло довольно низкий уровень порога оптического пробоя жидкости при импульсном лазерном возбуждении по сравнению с твердыми телами. Повышение порога оптического пробоя в воде может осуществляться за счет многостадийной дегазации воды, например, в атмосфере гелия [3], а также при её фильтрации через мембранные полимерные фильтры типа Фитрем. Мы использовали воду “для инъекций” из медицинских ампул, уже

очищенную от механических примесей. Однако при длительном (более часа) контакте с воздухом в кювете вода насыщалась газами, и в ней появлялись бабстоны. В нашем случае уменьшение концентрации кластеров бабстонов в воде осуществлялось за счет её фильтрации через фильтр с полимерной мембраной, состоящей из большого числа каналов с размером пор ≈ 300 нм. Такой метод фильтрации воды значительно понижает концентрацию газовых центров пробоя, уменьшает приблизительно в 20 раз сигнал рассеяния, и он позволил нам достичь к настоящему времени значения уровня интенсивности оптического пробоя 2.0 ТВт/см^2 [4]. В отфильтрованной таким образом воде и были проведены исследования нелинейного распространения лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1064$ нм в режиме самофокусировки.

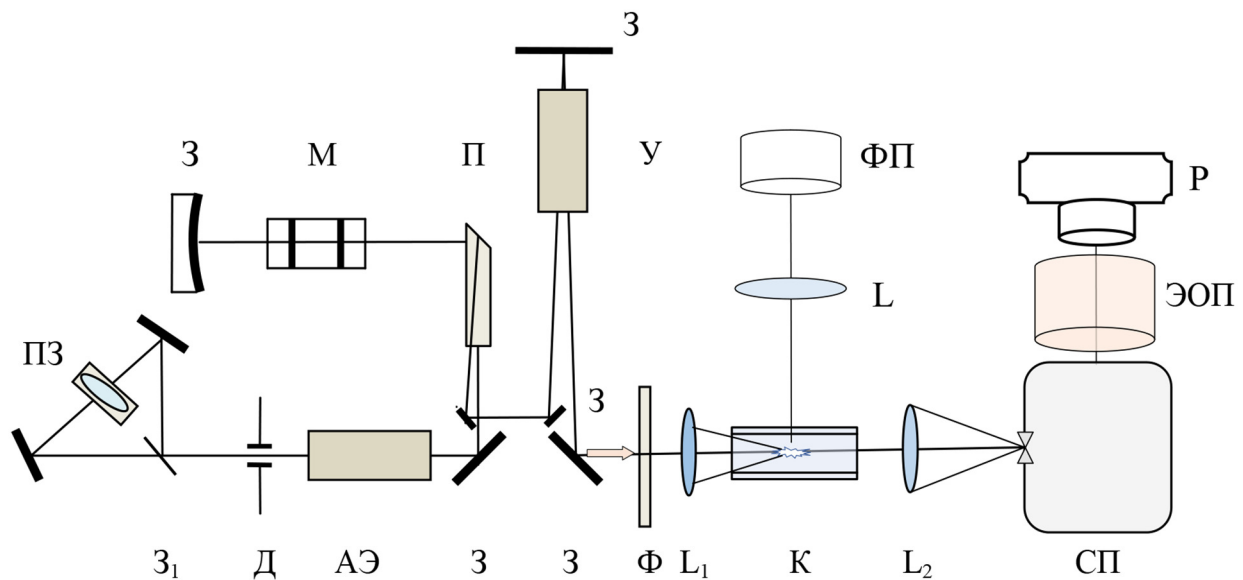


Рис. 1: Схема регистрации нелинейного рассеяния лазерного излучения ($\lambda = 1064$ нм) в воде. АЭ – активный элемент YAG:Nd^{3+} ; Д – диафрагма ($\text{Ø} = 2.5$ мм); М – электрооптический модулятор (кристалл ДКДП); П – поляризационная призма; У – YAG:Nd^{3+} усилитель; ПЗ – пассивный затвор в интерферометре Саньяка; З – зеркала (коэффициент отражательной способности $R = 0.98$); З₁ – полупрозрачное зеркало (коэффициент отражательной способности $R = 0.5$); К – кювета с исследуемой водой; L₁ – линза с фокусным расстоянием $f_1 = 100$ мм; ФП – фотоприемник; Р – регистрирующая камера; ЭОП – электронно-оптический преобразователь; СП – спектральный прибор МДР-4; Ф – фильтр, пропускающий только излучение на длине волны $\lambda = 1.064$ мкм; L₂ – линза ($f_2 = 70$ мм), в фокальной плоскости которой располагается входная щель спектрального прибора СП.

Детальное описание работы лазерной установки, показанной в левой части на рис. 1, приведено в работе [5].

Эксперимент. Излучение одиночного ультракороткого импульса (УКИ) длительностью 25 пикосекунд, имеющего гауссовский профиль поля, с расходимостью $\alpha_L \sim 10^{-3}$, фокусировалось линзой L_1 в кювету с водой. На рис. 2 представлен сигнал 90° рассеяния S , регистрируемого фотоприемником ФП (фотодиод ФД-5Г), от одиночного лазерного импульса ($\lambda = 1.064$ мкм) в зависимости от его мощности для: (а) нефilterованной и (б) filterованной воды.

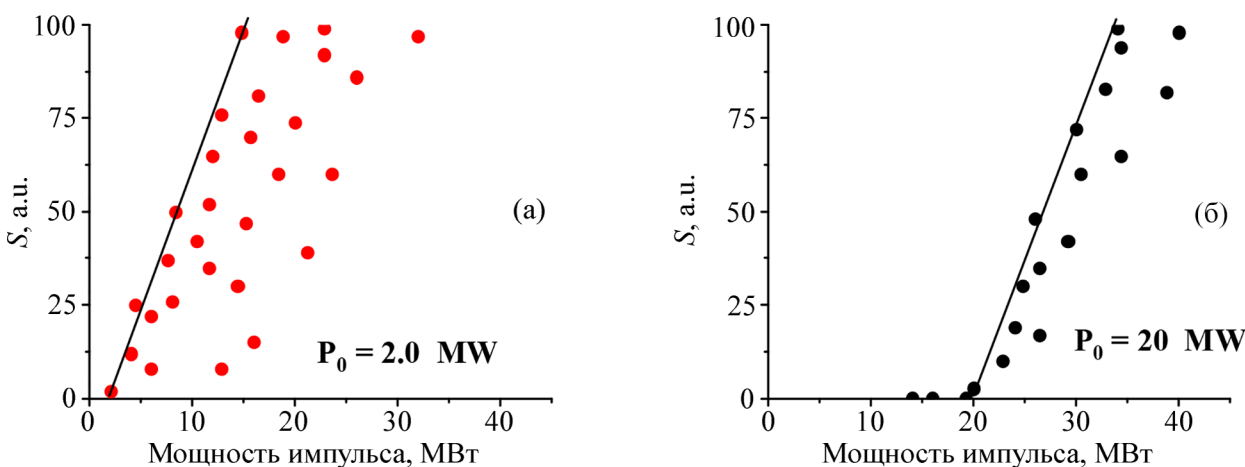


Рис. 2: Зависимость сигнала рассеяния от мощности УКИ, падающего на кювету с водой: (а) нефilterованная вода, находящаяся в контакте с атмосферой длительное время и (б) filterованная вода. Точки на нулевом уровне оси абсцисс свидетельствуют об отсутствии рассеяния, связанного с оптическим пробоем воды.

Как следует из рис. 2 filterованная вода имеет более высокий порог $P_0 = 20$ МВт мощности возбуждения оптического пробоя по сравнению с нефilterованной, у которой порог пробоя составляет всего $P_0 = 2$ МВт. Заметим, что критическая мощность самофокусировки [7] в воде в наших экспериментах составляла $P_{кр} = c\lambda^2/16\pi^2 n_2 \approx 1.5$ МВт ($n_2 = 1.4 \cdot 10^{-13}$ ед. СГСЭ). Таким образом, наши исследования дегазованной воды проводились в условиях самофокусировки.

Для таких образцов воды были проведены исследования характера прохождения, фокусируемого линзой L_1 излучения УК лазерного импульса, приведенного на рис. 3. В этих экспериментах в качестве фотоприемника ФП (рис. 1) использовался фотоаппарат.

Видно, что характер пробоя нефilterованной воды имеет ярко выраженный фрагментарный характер в виде плазменного свечения пробоя отдельных точек трека. Эти-

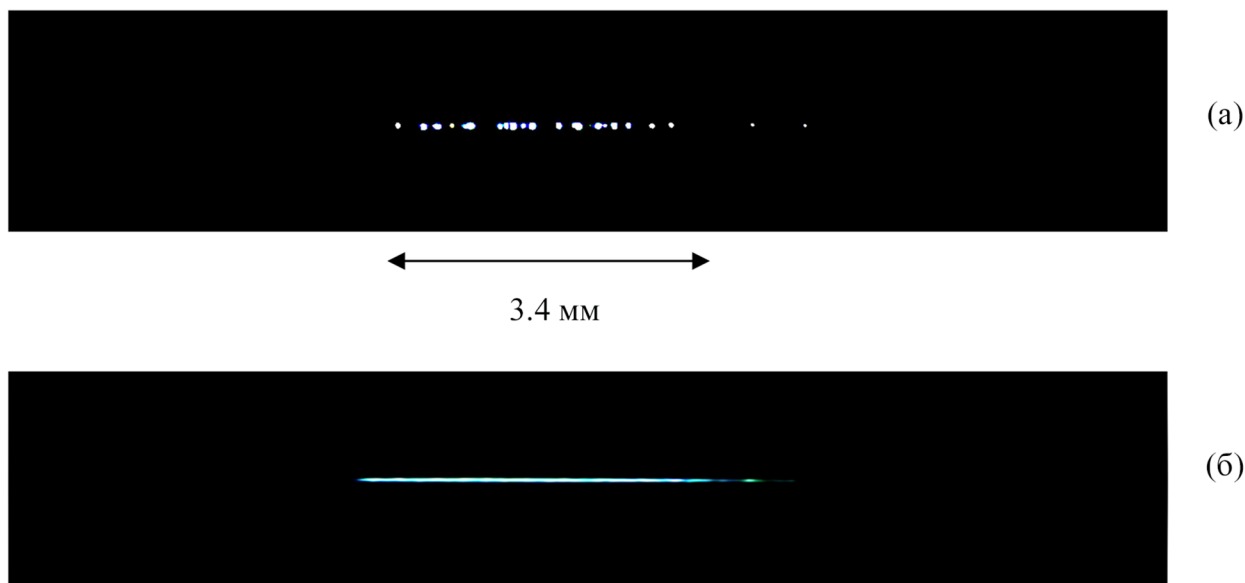


Рис. 3: Картины оптического пробоя воды, снятые под углом 90° к направлению распространения лазерного импульса, в области фокальной перетяжки луча для случаев: (а) вода длительное время находилась в контакте с атмосферой (нефильтрованная); (б) дегазованная (фильтрованная) вода.

ми точками пробоя очевидно могут являться отдельные бабстонные кластеры, имеющие микронные размеры, значительно превосходящие размеры отдельных бабстонов.

Характер пробоя фильтрованной воды резко отличается от пробоя нефильтрованной. Для нее вид картины пробоя представляет собой довольно однородный светящийся трек. Обращает также на себя внимание характерный голубоватый оттенок свечения трека пробоя фильтрованной воды. Фактически картина пробоя фильтрованной воды представляет собой светящийся филамент, сформированный в результате совместного действия самофокусировки луча и оптического пробоя с образованием трека, однородно заполненного плазмой [6, 7].

Дальнейшие исследования частотно-углового характера излучения УКИ, прошедшего область его фокусировки линзой L_1 ($f_1 = 100$ мм), проводились для случая дегазованной (фильтрованной) воды. Частотно-угловой спектр выходящего из кюветы с дегазованной водой излучения при прохождении УКИ ($\lambda = 1064$ нм и длительностью 25 пикосекунд) исследовался в фокальной плоскости линзы L_2 ($f_2 = 70$ мм) с помощью дифракционного спектрографа. Изображение выходной плоскости спектрографа при этом переносилось на фоторегистратор инфракрасным электронно-оптическим преобразова-

телем. В ходе эксперимента проводился анализ длинноволновой стоксовой части спектра излучения, выходящего из кюветы в спектральном диапазоне $\lambda = 1064 \div 1200$ нм.

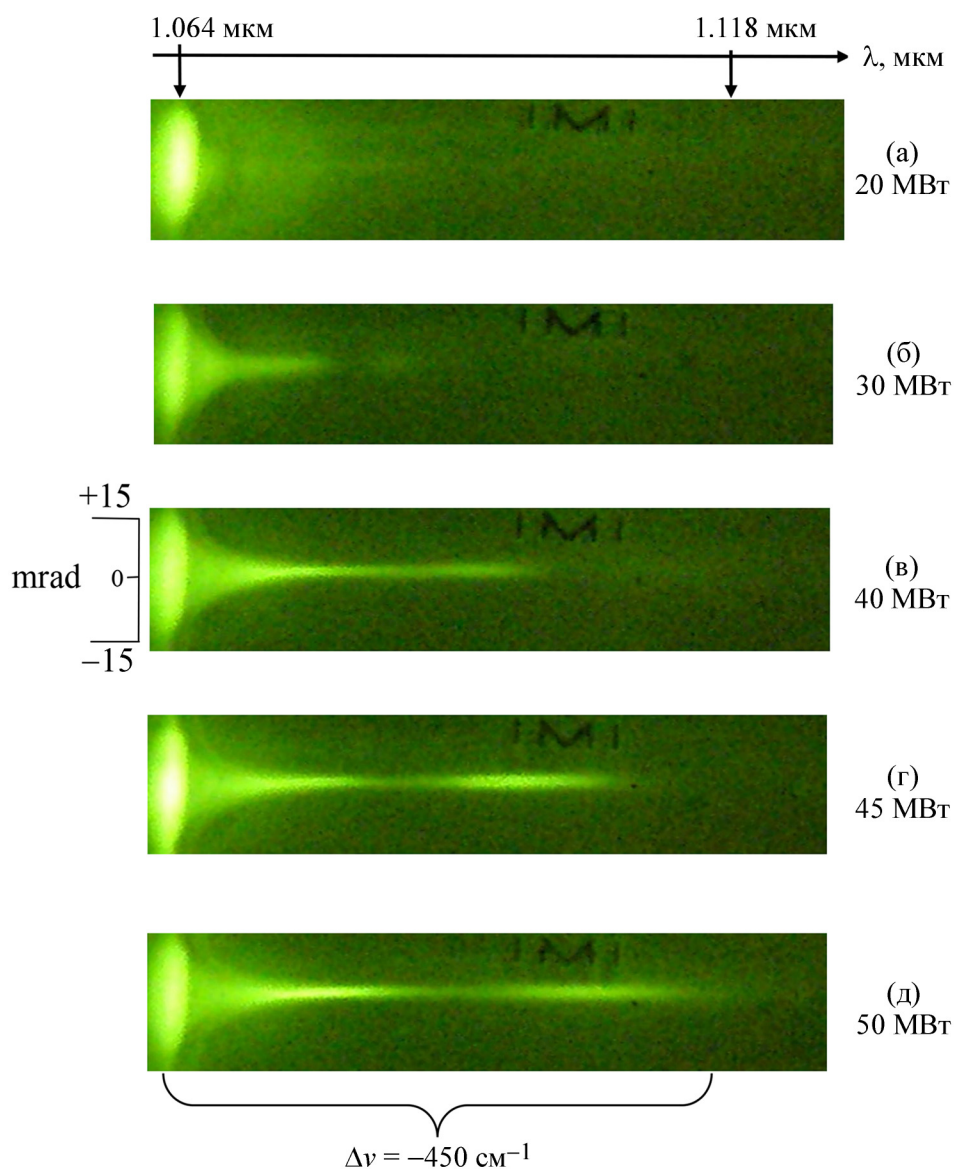


Рис. 4: Зарегистрированные в стоксовой области спектра ($\lambda > 1.064$ мкм) частотно-угловые спектрограммы излучения, прошедшего область фокальной перетяжки линзы L_1 ($f_1 = 100$ мм) в кювете с дегазированной водой, в зависимости от мощности P падающего лазерного импульса. Общий угловой масштаб выходящего из кюветы K излучения, исследуемого в фокусе линзы L_2 с фокусным расстоянием $f_2 = 70$ мм, показан слева по вертикали на рис. 4(в).

Частотно-угловые спектрограммы выходящего из кюветы с дегазованной водой излучения УКИ с разной выходной мощностью P показаны на рис. 4. Показанный на этом рисунке (напр., на рис. 4(а)) размер диаметра пятна лазерного излучения ($\lambda = 1064$ нм) в фокальной плоскости линзы L_2 ($f_2 = 70$ мм) составлял величину $D = 2.1$ мм. Эта величина соответствует соотношению $D = f_2 \cdot \alpha$, где $\alpha = 30$ мрад равна полной апертуре пучка излучения лазерного импульса мощностью $P = 20$ МВт, прошедшего через кювету К. Величина $\Delta\nu = -450$ см $^{-1}$ на рис. 4 соответствует частотной расстройке, выраженной в обратных сантиметрах, излучения с длиной волны $\lambda = 1.118$ мкм относительно излучения YAG:Nd $^{3+}$ лазера с $\lambda = 1.064$ мкм.

Обсуждение. Полный апертурный угол сходящегося в кювете пучка с входным диаметром $d = 1$ мм при фокусировке линзой L_1 с фокусным расстоянием $f_1 = 100$ мм составлял $\alpha_0 = d/f_1 = 10$ мрад. При последовательном увеличении мощности пучка в закритическом режиме самофокусировки (1.5 МВт $< P < 20$ МВт) полный апертурный угол α выходящего из кюветы К лазерного излучения последовательно увеличивался от значения $\alpha_0 = 10$ мрад до $\alpha \approx 30$ мрад. Далее в условиях пробоя воды (20 МВт $< P < 50$ МВт) частотно-угловой спектр выходящего из кюветы с дегазованной водой излучения при прохождении УКИ ($\lambda = 1064$ нм и длительностью 25 пикосекунд) исследовался в фокальной плоскости линзы L_2 с помощью дифракционного спектрографа. В ходе эксперимента проводился анализ длинноволновой стоксовой части спектра излучения, выходящего из кюветы в спектральном диапазоне $1064 \div 1200$ нм. При последовательном повышении мощности пучка выше порогового значения оптического пробоя ($P > 20$ МВт – соответствует появлению плазмы – см. рис. 2(б)) для дегазованной воды было обнаружено появление узконаправленного (с расходимостью $\alpha \leq 3$ мрад) излучения с увеличивающимся частотным сдвигом и, как будет показано ниже, со значительным свипированием по частоте. Это свипированное излучение сопровождалось плазменным свечением филамента и значительной девиацией частоты до $\delta\nu_d \approx -450$ см $^{-1}$ и более (рис. 4(б), (в), (г), (д)).

Известно, что ярким проявлением нелинейных свойств среды является зависимость показателя преломления от интенсивности возбуждающего импульсного воздействия и приводящая к возникновению эффекта фазовой самомодуляции проходящего через среду излучения. Вещественный показатель преломления может быть записан как $n = n_0 + \tilde{n}_2 \cdot I$, где \tilde{n}_2 – нелинейный показатель преломления в единицах см 2 /кВт. Особенно просто эффект фазовой самомодуляции выглядит в условиях “квазистатики”, когда длительность импульса $T \gg \tau_{нл}$ – времени нелинейного отклика при распространении

плоской электромагнитной волны $E(t, z) = A(t) \cos(\omega_0 t - kz)$ в среде вдоль оси Z и когда вклад в нелинейный показатель преломления вносит только нелинейная электронная поляризуемость, описываемая для воды коэффициентом \tilde{n}_2 [см²/кВт] = $(4\pi/3n_0) \cdot n_2$ (ед. СГСЭ) = $4.4 \cdot 10^{-13}$ [см²/кВт] [9]. Тогда за счет нелинейной добавки к показателю преломления возникает изменяющийся со временем фазовый сдвиг $\delta\varphi = \delta n \cdot \omega_0 \cdot z/c$. В результате происходит модуляция частоты $\delta\omega = -(\omega_0 \cdot z/c) \cdot \tilde{n}_2 \cdot (\partial I/\partial t)$. При $\tilde{n}_2 > 0$ сдвиг частоты будет отрицательным на переднем фронте импульса и положительным на его хвосте.

Для лазерного импульса гауссовой формы $I(t) = I_0 \exp(-4 \ln 2 \cdot t^2/T^2)$ с длительностью T девиация частоты – наибольшее отклонение мгновенной частоты $\delta\omega_d$ импульса при частотной модуляции от значения его несущей частоты ω_0 , будет определяться выражением

$$\frac{\delta\omega_d}{\omega_0} = \frac{z}{c} \tilde{n}_2 I_0 \sqrt{\frac{2}{e}} \cdot \frac{2\sqrt{\ln 2}}{T}.$$

Оценка девиации в нашем эксперименте для дегазированной воды при следующих параметрах: $z = 0.5$ см; $\tilde{n}_2 = 4.4 \cdot 10^{-13}$ см²/кВт; $T = 25$ пс; $I_0 = 4$ ТВт/см² = $4 \cdot 10^9$ кВт/см² дает значение $(\delta\omega_d/\omega_0) = 1.7 \cdot 10^{-3}$. В величинах, определяемых соотношением $\nu = 1/\lambda$ (выраженных в обратных сантиметрах) это соотношение записывается $\delta\nu_d = 1.7 \cdot 10^{-3} \nu_0$, где $\nu_0 = 1/\lambda_0$ и для $\lambda_0 \approx 1.064$ мкм $\nu_0 \approx 9400$ см⁻¹, соответственно,

$$\delta\nu_d = 1.7 \cdot 10^{-3} \cdot 9400 \text{ см}^{-1} \approx 16 \text{ см}^{-1}.$$

По данным измерений нелинейного показателя преломления жидкостей [8] вода обладает наименьшим значением $n_2 = 1.4 \cdot 10^{-13}$ ед. СГСЭ, что указывает на преобладание в воде электронной гиперполяризуемости. Соответствующий пересчет \tilde{n}_2 в системе СИ дает для воды \tilde{n}_2 [см²/кВт] = $4.4 \cdot 10^{-13}$ [см²/кВт].

Вышеприведенный расчет частоты девиации, который дал величину $\delta\nu_d \approx 16$ см⁻¹ соответствовал условиям спектрограммы (в) на рис. 4. Однако, как следует из самой этой спектрограммы, в действительности девиация частоты ультракороткого лазерного импульса фактически оказывается в ≈ 20 раз больше расчетной. Это указывает на то, что в воде при плазменном пробое происходит изменение показателя преломления, значительно превосходящее параметр электронной гиперполяризуемости. Причиной возникновения такого изменения показателя преломления и, как следствие, свипированного по частоте излучения, очевидно, является однородная плазма, возникающая в воде при пробое дегазированной (фильтрованной) воды.

Заключение. Результаты исследования нелинейного распространения лазерного излучения УК импульса в однородной дегазованной воде показали, что в результате совместного действия эффектов самофокусировки пучка и плазменного оптического пробоя воды происходит формирование узконаправленного излучения в виде светового филамента. При этом спектральный анализ сформированного излучения показал наличие в нем сильной девиации частоты, обусловленной, по-видимому, влиянием свойств плазмы пробоя.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] M. Alheshibri, J. Qian, M. Jehannin, V. S. J. Craig, *Langmuir* **32**, 11086 (2016). DOI: 10.1021/acs.langmuir.6b02489(2016).
- [2] Н. Ф. Бункин, Ф. В. Бункин, *УФН* **186**, 933 (2016). DOI: 10.3367/UFNe.2016.05.037796.
- [3] Н. Ф. Бункин, С. И. Бакум, *Квантовая электроника* **36**(2), 117 (2006).
- [4] N. F. Bunkin, A. V. Shkirin, V. A. Babenko, et al., *Physics of Wave Phenomena* **23**(3), 161 (2015).
- [5] V. A. Babenko, A. A. Sychev, *J. Russ. Laser Res.* **20**, 478 (1999). doi.org/10.1007/BF02508912.
- [6] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (New-York, Wiley, 1984).
- [7] S. V. Chekalin, V. P. Kandidov, *Phys.-Usp.* **56**, 123 (2013). doi.org/10.3367/UFNe.0183.201302b.0133.
- [8] *Сверхкороткие световые импульсы*. Под ред. С. Шапиро (М., Мир, 1981), 212 с.
- [9] А. С. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988), 69 с.

Поступила в редакцию 28 февраля 2023 г.

После доработки 5 июня 2023 г.

Принята к публикации 6 июня 2023 г.