

Филаментация мощного ультракороткого лазерного излучения в воздухе и в воде. Сравнительный анализ

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов

Рассмотрена проблема распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в режиме самофокусировки и образования филаментов. Проведен качественный и количественный анализ подобия и различий в характере филаментации лазерного пучка в двух физически различных средах – атмосферном воздухе и воде. На основе численных расчетов показано, что важнейшие характеристики (радиус, интенсивность, плотность свободных электронов) световых и плазменных филаментов, формируемых ультракоротким лазерным импульсным излучением, находятся в сильной зависимости от оптических параметров среды распространения, и прежде всего от коэффициента керровской нелинейности и скорости фотоионизации молекул среды.

Ключевые слова: лазерное фемтосекундное излучение, филаментация пучка, нестационарная самофокусировка лазерного импульсного излучения, фотоионизация среды.

1. Введение

Распространение мощного лазерного излучения ультракороткой длительности (УКИ) в газовой и конденсированной средах сопровождается его филаментацией и значительными изменениями энергетических, пространственных, спектральных и угловых характеристик. Современное состояние данной проблемы достаточно полно представлено в обзорах [1–4].

Физической причиной эффекта филаментации является кубическая нелинейность показателя преломления среды, вызывающая самофокусировку световой волны, что при распространении светового импульсного излучения приводит к его прогрессирующему сжатию по пространственным координатам. Развивающейся пространственной компрессии импульса противодействуют дифракция излучения и ряд физических механизмов, среди которых в газах и конденсированных средах главенствует плазмообразование. Фотоионизация среды вызывает нелинейные энергетические потери в канале излучения и останавливает дальнейший рост его интенсивности в области филамента.

Филаментация УКИ приводит к существенным изменениям его частотного спектра. В результате фазовой самомодуляции световой волны формируется излучение с аномально широким спектром – суперконтинуум (СК). Частотная ширина этого излучения значительно превышает исходную и, как правило, захватывает УФ и ближнюю ИК области. Основными факторами такого спектрального уширения являются керровская и плазменная нелинейности среды.

Угловой спектр УКИ также претерпевает кардинальные изменения в процессе нелинейного распространения импульса в среде. Исходный пространственный профиль лазерного пучка в результате самофокусировки уширяется, приобретая целый ряд новых интенсивных угловых компонент, которым в поперечном сечении пучка соответствуют кольца, окружающие области повышенной интенсивности.

Важно подчеркнуть, что, несмотря на существенные различия в физических и оптических свойствах сред, в которых экспериментально наблюдалось явление филаментации УКИ (конденсированные, газообразные), описанный выше сценарий процесса в целом универсален. Специфика каждой среды распространения проявляется в характерных масштабах нелинейного преобразования излучения и в конкретных значениях параметров филаментов в пучке. Очевидно, что при проведении практических исследований в области фемтосекундной атмосферной оптики чрезвычайно важно иметь ясное представление о том, как повлияют на количественные характеристики филаментации лазерного пучка физические свойства среды его распространения. Несмотря на внушительное число доступных к настоящему времени научных публикаций по фемтосекундной тематике, такого целенаправленного анализа подобия и различий филаментации лазерного пучка в физически разнородных средах авторам обнаружить не удалось.

В настоящей работе на основе численных расчетов, проведенных в рамках общепринятой модели нестационарной самофокусировки мощного УКИ осуществлен сравнительный анализ закономерностей филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в двух наиболее распространенных природных средах – атмосферном воздухе и воде. Основное внимание уделено сравнению масштабных, энергетических и спектральных характеристик формирующихся в канале пучка световых и плазменных филаментов при распространении излучения в исследуемых средах.

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов. Институт оптики атмосферы СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 3 августа 2009 г., после доработки – 2 декабря 2009 г.

2. Теоретическая модель самофокусировки УКИ

В качестве математической основы для моделирования распространения УКИ в прозрачной среде будем использовать формализм нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Данное уравнение, кроме линейных эффектов дифракции пучка и частотной дисперсии воздуха, учитывает также и нелинейную поляризуемость среды в интенсивном оптическом поле. К наиболее существенным нелинейно-оптическим эффектам относятся электронный и молекулярный эффекты Керра, нелинейные рефракция и поглощение в плазме, формирующейся в канале пучка, а также нелинейность высших порядков по полю.

В системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью v_{gr} импульсом $(\mathbf{r}_\perp, z; t \equiv t' - z/v_{gr})$, НУШ имеет следующий вид [5, 6]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0\hat{T}_\delta} \nabla_\perp^2 + i \frac{k_\omega''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) U(\mathbf{r}_\perp, z; t) - ik_0\hat{T}_\delta(\tilde{n}_2 - \hat{T}_\delta^{-2}n_p)U(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\alpha_{nl}}{2}U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0. \quad (1)$$

Здесь $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса; ∇_\perp^2 – поперечный лапласиан; n_p – «плазменный» коэффициент преломления среды; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; $k_\omega'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$ – дисперсионный коэффициент групповой скорости светового импульса в среде; $\tilde{n}_2 = (n_2/2) \int_{-\infty}^{\infty} dt' \times \Lambda(t-t')|U(t')|^2$; n_2 – коэффициент, учитывающий керровскую нелинейность показателя преломления среды; $\hat{T}_\delta = 1 + i\omega_0^{-1}\partial/\partial t$ – оператор, учитывающий пространственно-временную фокусировку ($\hat{T}_\delta^{-1}\nabla_\perp^2$) и самообострение временного фронта ($\hat{T}_\delta\tilde{n}_2$) импульса излучения; $\Lambda(t)$ – инерционная поляризуемость среды. Благодаря наличию в уравнении (1) данного оператора, оно верно описывает динамику самофокусировки даже для импульсов длительностью в несколько оптических периодов.

Коэффициенты нелинейного поглощения α_{nl} и преломления n_p связаны с процессами фотоионизации среды и плазмообразования и даются следующими выражениями:

$$\alpha_{nl} = \sigma_c \rho_e + \frac{W(I)}{I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e), \quad n_p = \sigma_c \frac{\tau_{ce} \rho_e}{2n_0},$$

где $W(I)$ – скорость (вероятность) фотоионизации молекул среды; $I = |U|^2 c n_0 / 8\pi$ – интенсивность излучения; n_0 – линейный показатель преломления среды; ρ_{nt} – плотность нейтральных атомов (молекул); $\sigma_c, \Delta E_i$ – сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы соответственно; ρ_e – зависящая от пространственных и временных координат концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы); τ_{ce} – характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами; $\omega_p = [e^2 \rho_e / (m_e \epsilon_0)]^{1/2}$ – плазменная частота; e, m – заряд и масса электрона; ω – частота световой волны; $\epsilon_0 = 8.8 \times 10^{-12}$ Ф/м – универсальная электрическая постоянная.

Для нахождения мгновенной плотности свободных электронов в среде $\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ обычно используется скоростное уравнение, которое, с одной стороны, дает возрастание плотности электронов за счет каскадной и

многофотонной (МФИ) ионизации молекул, а с другой – учитывает снижение концентрации электронов в результате их рекомбинации с ионами и нейтральными атомами. При условии квазинейтральности и квазиравновесности плазмы (речь идет о термодинамическом равновесии) данное уравнение для концентрации свободных электронов ρ_e имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0 \Delta E_i} \rho_e I - v_r \rho_e^2 - v_{att} \rho_e, \quad (2)$$

где v_r, v_{att} – коэффициенты скорости рекомбинации и присоединения электронов нейтральными молекулами соответственно [7].

При каскадном типе ионизации атомов затравочные свободные электроны, которые всегда присутствуют в среде, набирают энергию в электромагнитном поле волны за счет механизма, обратного эффекту тормозного излучения, и при столкновении с нейтральными атомами могут их ионизировать. Энергия образующихся новых электронов при их взаимодействии со световым полем также увеличивается, что приводит к возникновению новой порции свободных зарядов, и т. д. В среде, таким образом, развивается электронная лавина, при которой концентрация свободных электронов растет экспоненциально во времени.

Сечение каскадной ионизации в приближении мгновенного обмена энергией между электроном и атомом (модель Друде) выражается следующим образом [7]:

$$\sigma_c = \frac{\omega_p^2 \tau_{ce}}{c \rho_e (\omega^2 \tau_{ce}^2 + 1)}. \quad (3)$$

Скорость рекомбинации электронов, которая, по сути, является обратной процессу ионизации, пропорциональна концентрации положительных ионов и частоте столкновений электронов и ионов в плазме: $v_c = \tau_{ce}^{-1}$. Типичные значения v_c в плазме с докритической концентрацией электронов составляют $\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [7] для атмосферного воздуха и $\sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ [8] для воды. При этом коэффициент скорости рекомбинации v_r равен $2.2 \times 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ (O_2) и $2.0 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ (H_2O) [8, 9]. Для характерного времени присоединения электронов $\tau_{att} = v_{att}^{-1}$ существуют следующие оценки: $\tau_{att} \sim 4 \times 10^{-8} \text{ с}$ (O_2) и $\sim 10^{-11} \text{ с}$ (H_2O). Видно, что убыль числа свободных электронов за счет их присоединения к нейтралам является значительно более медленным процессом в сравнении с рекомбинацией с ионами. Поэтому в дальнейшем анализе данный канал уменьшения электронной концентрации учитываться не будет.

Обсудим вопрос о вычислении скорости $W(I)$ ионизации молекул среды излучением. Согласно классической теории МФИ [10] атом может быть ионизован в результате последовательного поглощения им за очень короткий промежуток времени нескольких квантов излучения. Вероятность данного многофотонного процесса пропорциональна мгновенной интенсивности лазерного излучения в степени K , где K есть целая часть выражения $(\Delta E_i / \hbar \omega_0 + 1)$, \hbar – постоянная Планка. В отличие от каскадной ионизации МФИ требует достаточно высокой интенсивности излучения, однако развивается значительно быстрее.

При достаточно высоких интенсивностях воздействующего на среду излучения (для воздуха $I \sim 10^{13} - 10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2$) возможен еще один механизм фотоионизации, а

именно, туннельная ионизация [10, 11]. Электрон в атоме при этом способен туннелировать через потенциальный барьер, т.е. стать свободным, поглощая значительно меньше квантов света, чем при МФИ. В теории граница между режимами многофотонной и туннельной ионизации дается так называемым адиабатическим параметром (параметр Келдыша).

Для учета изменения скорости высвобождения электронов в различных режимах фотоионизации атома в интенсивном световом поле развито несколько моделей, однако наиболее употребительной из них является теория ионизации Переломова – Попова – Терентьева (теория ППТ) [12]. Данная теория является обобщением подхода, использованного Келдышем [10], и сразу учитывает кулоновское взаимодействие между ионным остатком и ионизованным электроном, а также принимает во внимание все электроны, находящиеся на любом связанном энергетическом уровне атома или иона. Конкретные выражения для вычисления скорости фотоионизации по модели ППТ приведены во многих работах (см., напр., обзоры [1, 2]), однако в дальнейшем мы будем использовать предложенную в [13] полуэмпирическую формулу $W(I) = A_W(I)I^K$, где коэффициенты A_W и K рассчитываются в соответствии с типом среды и длиной волны лазерного излучения. Эта зависимость получена путем аппроксимации экспериментальных данных по измерению скорости ионизации молекулярных газов лазерным излучением [14], проста в использовании и позволяет определять величину $W(I)$ с достаточной для практических расчетов точностью. Так, согласно [13] для атмосферных газов на длине волны лазерного излучения $\lambda_0 = 800$ нм была получена следующая функциональная зависимость коэффициента A_W :

$$\begin{aligned} \lg(A_W(I)) &= \lg A_0 - A_1 \exp \left[-\frac{\lg^2(I/A_3)}{A_2^2} \right] \\ &= \lg A_0 - A_1 \exp \left[-\frac{1}{A_2^2} \lg^2 \left(\frac{I_0}{I_c} |U|^2 \right) \right], \end{aligned}$$

где $K = 7.44$, $\lg A_0 = -119.378 \text{ с}^{-1} \cdot \text{М}^{-2K} \cdot \text{Вт}^{-K}$, $A_1 = 13.445$, $A_2 = 2.041$, $\lg I_c = 20.616 \text{ Вт/м}^2$ (для O_2) и $K = 10.165$, $\lg A_0 = -168.530 \text{ с}^{-1} \cdot \text{М}^{-2K} \cdot \text{Вт}^{-K}$, $A_1 = 19.223$, $A_2 = 2.012$, $\lg A_3 = 20.688 \text{ Вт/м}^2$ (для N_2). Для расчетов скорости ионизации молекул воды в дальнейшем используется соответствующее выражение из работы [10].

Очевидно, что высокие плотности мощности светового излучения, при которых происходит смена режима ионизации, в реальных условиях могут быть достигнуты преимущественно в газовых средах, а не в конденсированном веществе. Действительно, в поле фемтосекундного импульса уже при $I \sim (2 - 5) \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ в воде развивается оптический пробой [15], который останавливает самофокусировку и блокирует дальнейший рост интенсивности излучения в канале пучка.

Инерционная составляющая в оптическом эффекте Керра связана с конечным временем ориентации анизотропных молекул вещества вдоль вектора электрического поля и по своей физической природе является процессом рамановского перераспределения спектральных компонент внутри ширины спектра светового импульса. Данная инерционность кубического нелинейного отклика обычно учитывается в соответствии с моделью затухающего осциллятора [16], имеющего некоторую собственную частоту Ω_R и характерное время τ_d затухания колебаний. При этом полная функция кубического отклика среды на действие светового поля с учетом мгновенной (электронной) и инерционной (молекулярной) поляризуемости представляется в следующем виде: $A(t) = (1 - \beta)\delta(t) + \beta\theta(t)\Omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin \Omega_R t$, где $\delta(t)$, $\theta(t)$ – дельта-функция и функция Хэвисайда соответственно; β – удельная доля инерционной части эффекта Керра. Подгоночные параметры Ω_R и τ_d в модели осциллятора выбираются исходя из типа среды. Удельная доля β эффекта Рамана в кубической нелинейной поляризации обычно выбирается на уровне 0.5 для атмосферных газов и равной нулю для воды.

В табл.1 приведены наиболее часто используемые значения параметров модели самофокусировки и филаментации УКИ (1), (2) для воздуха и воды. Из анализа представленных данных можно сделать предварительный вывод об особенностях самофокусировки светового импульса в исследуемых средах.

Видно, что по сравнению с воздухом самовоздействие фемтосекундного импульса в воде характеризуется значительно меньшим параметром критической мощности самофокусировки $P_{cr} = \lambda_0/(n_0 k_0 n_2)$. Это связано с соответствующим различием в значениях нелинейного коэффициента n_2 в воде и воздухе. Кроме того, обращает на себя внимание и существенное различие в коэффициентах хроматической дисперсии k''_{ω} рассматриваемых сред. Данное обстоятельство оказывается важным при изучении самофокусировки излучения в средах с сильной дисперсией, поскольку его учет фактически повышает эффективную критическую мощность P_{cr} при увеличении длительности лазерного импульса [17].

При изучении филаментации УКИ важно представлять себе характеристики формирующихся филаментов: характерную интенсивность оптического поля в филаменте, его радиус, концентрацию свободных электронов в плазме. Рассмотрим данные параметры в воде и в воздухе, используя численное моделирование распространения излучения в данных средах.

3. Обсуждение результатов численного моделирования филаментации

Расчеты были проведены по уравнениям (1), (2) с использованием значений оптических параметров каждой из сред (см. табл.1). Исходный лазерный пучок был задан

Табл.1. Значения параметров модели филаментации УКИ для атмосферных газов и воды ($\lambda = 800$ нм).

Среда	n_0	n_2 (м ² /Вт)	k''_{ω} (с ² /м)	P_{cr} (Вт)	ΔE_i (эВ)	τ_{ce} (с)	K	$\nu^{(K)}$ Вт ^(1-K) $\times \text{М}^{(2K-3)}$	σ_c (м ²)	ν_r (м ³ /с)	ρ_{nl} (м ⁻³)	Ω_R (Гц)	τ_d (с)	β	P_c (Вт)
Газ	1.0	3.2×10^{-23} [17, 18]	2.1×10^{-29} [19]	3.18×10^9	12.1 (O_2) 15.6 (N_2)	3.5×10^{-13} [7, 8]	8 (O_2) 11 (N_2)	7.8×10^{-123} (O_2) 6.04×10^{-179} (N_2)	5.52×10^{-24}	1.1×10^{12} [8, 20]	5.0×10^{24} (O_2) 2.1×10^{25} (N_2) [16]	2.0×10^{13} [16]	7.7×10^{-14} [16]	0.5 [16]	3.2×10^9
		Вода	1.33	2.0×10^{-20} [17, 18]	3.0×10^{-27} [19]	6.5×10^6	6.5	3.0×10^{-15} [7, 8]	5	2.5×10^{-63}	6.29×10^{-22}	2.05×10^{-15} [8, 20]	3.3×10^{28}	–	–

в форме слабосфокусированного излучения с гауссовой огибающей по пространственным и временным координатам:

$$U(\mathbf{r}_\perp, z = 0, t) = U_0 \exp[-|\mathbf{r}_\perp|^2 / (2R_0)^2 - t^2 / (2t_p)^2] \times \exp(-ik_0 n_0 |\mathbf{r}_\perp|^2 / F).$$

Рассматривалось импульсное излучение Ti:Sapphire-лазера с центральной длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью импульса (по уровню e^{-1}) $t_p = 100$ фс и начальным радиусом пучка $R_0 = 1$ мм. Начальный радиус кривизны фазового фронта F для определенности выбирался равным $0.1L_R$, где $L_R = \frac{1}{2}(n_0 k_0 R_0^2)$ – рэлеевская длина пучка. Начальная пиковая мощность P_0 в импульсе излучения соответствовала десятикратному превышению критической мощности самофокусировки: $P_0 = 10 \times P_{cr}$, т. е. составляла 32 ГВт и 38 МВт для воздуха и воды соответственно.

На рис.1 показана эволюция поперечного размера лазерного пучка вдоль трассы его распространения. Пучок характеризуется геометрическим радиусом R_1 , определяемым по профилю плотности энергии пучка $w(\mathbf{r}_\perp, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{r}_\perp, z; t') dt'$ на уровне $1/e$ относительно максимума, и эффективным радиусом R_{eff} , который вычисляется как интегральный по времени нормированный момент второго порядка от интенсивности световой волны:

$$R_{eff}(z) = \left[\frac{1}{W(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \iint_{R_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t') \times |(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_{gr})|^2 \right]^{1/2},$$

где \mathbf{r}_{gr} – радиус-вектор центра тяжести распределения интенсивности пучка по его сечению; W – полная энергия

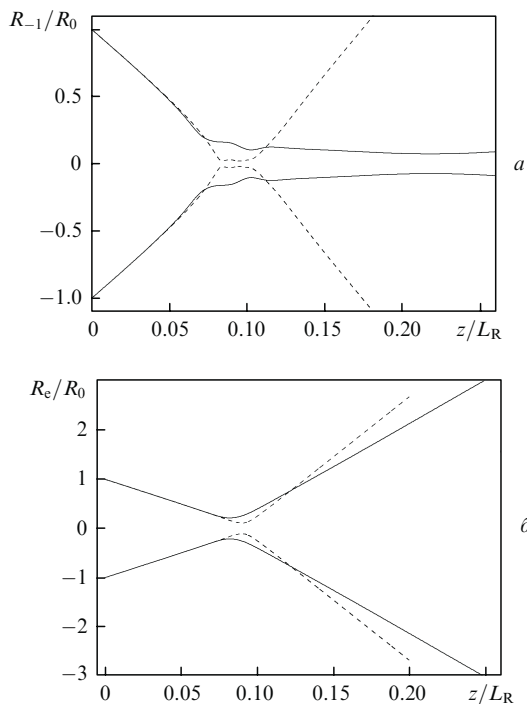


Рис.1. Зависимости относительного геометрического (а) и эффективного (б) радиусов лазерного пучка при филаментации в воздухе (сплошные кривые) и в воде (штриховые кривые) от нормированного расстояния.

в импульсе излучения; R_\perp – пространственная область интегрирования. Параметр R_{eff} оказывается полезным при анализе сложных профилей интенсивности пучка, поскольку, согласно определению, эффективный радиус указывает на размер пространственной области, в которой сосредоточено не менее 50 % всей энергии светового пучка. Для гауссова поперечного профиля интенсивности R_1 и R_{eff} имеют одно и то же значение.

Из рис.1 следует, что начальные стадии эволюции поперечного размера пучка в воде и в воздухе протекают схожим образом, при этом происходит самонаведенное сжатие пучка и уменьшение его геометрического радиуса R_1 в области филамента до $R_{eff} \sim 10$ и 70 мкм соответственно. Однако в воздухе филамент образуется несколько ближе к началу трассы и имеет существенно большую протяженность по z , чем в воде. Дополнительные расчеты динамики филаментации, проведенные нами для более длинной дистанции (здесь не приведены), показывают, что при выбранных параметрах излучения длина филамента в воздухе сопоставима с рэлеевской длиной пучка, т. е. составляет порядка нескольких метров. В воде же, как видно из рис.1,а, протяженность области экстремально высокой локализации излучения равна всего 15 см.

Эволюционная зависимость эффективного радиуса R_{eff} пучка при его самофокусировке, в отличие от пространственной динамики центральной части, т. е. области, в которой формируется световой филамент, имеет выраженную фокальную перетяжку. Эта перетяжка, как видно из рис.1, расположена в зоне филаментации и соответствует положению так называемого глобального нелинейного фокуса пучка (ГНФ) [13]. В воде ГНФ находится правее по эволюционной переменной, чем в воздухе, и практически совпадает с геометрическим фокусом пучка. После прохождения ГНФ эффективный радиус пучка начинает стабильно увеличиваться, при этом пучок приобретает эффективную нелинейную угловую расходимость $\theta_{eff nl} = \lim_{z \rightarrow \infty} (\frac{1}{2} d^2 R_{eff}^2 / dz^2)^{1/2}$, которая как в воздухе, так и в воде превышает начальную расходимость пучка θ_0 . К тому же в воде $\theta_{eff nl}$ в полтора раза выше, чем в воздухе ($\theta_{eff nl} / \theta_0 = 2.27$ против 1.5).

Отметим, что само появление дополнительной нелинейной расходимости пучка в результате его филаментации связано с накоплением амплитудно-фазовых искажений первоначального профиля световой волны за счет ее самомодуляции в керровской среде, а также в результате действия многофотонного поглощения и плазменной нелинейности.

На рис.2 представлены максимальные значения плотности свободных электронов $\rho_{e max}$ и интенсивности излучения I_{max} , реализующиеся в канале пучка за время действия лазерного импульса в различных точках оптической трассы. Видно, что в области существования филамента значения этих параметров слабо изменяются с расстоянием. При этом характерная интенсивность в филаменте в воздухе почти на порядок выше, чем в воде: $I_f \sim 30 - 40$ ТВт/см². Максимальная же плотность плазмы в образовавшемся в воздухе филаменте, наоборот, ниже, чем плотность свободных электронов при филаментации в воде (рис.2,а).

Из этого следует, что каскадный механизм ионизации среды играет важную роль в развитии плазменного сгустка. В конденсированной среде сечение процесса каскадной ионизации на два порядка больше, чем в газе (см. табл.1). Благодаря этому в воде, в отличие от воздуха,

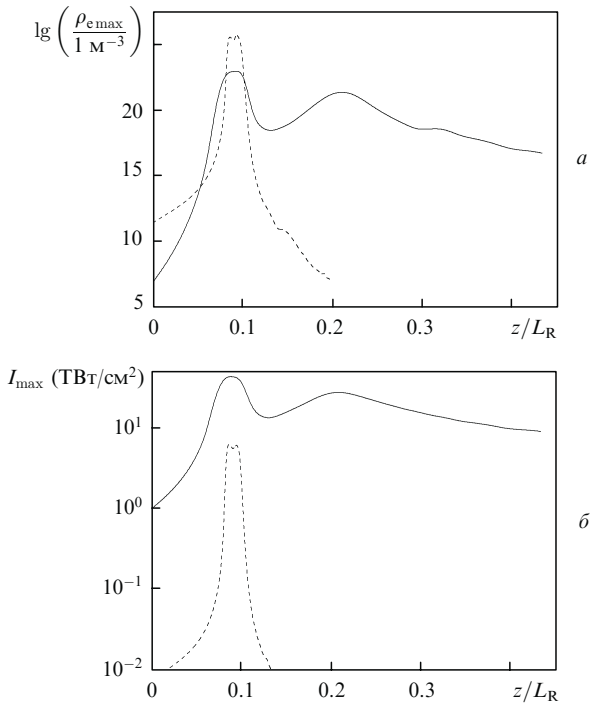


Рис.2. Зависимости максимальной плотности свободных электронов в канале пучка (а) и максимальной интенсивности излучения в импульсе (б) от нормированного продольного расстояния для воздуха (сплошные кривые) и воды (штриховые кривые).

уже при плотностях электронов $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ данный механизм активно включается в работу, т. е. ионизация атомов в результате их столкновения со свободными зарядами начинает превалировать над прямой фотоионизацией, способствуя экспоненциальному росту плотности электронов даже при незначительном повышении интенсивности световой волны в зоне филамента.

Характерные значения интенсивности излучения I_f , плотности свободных электронов ρ_f в филаменте, а также его радиус R_f , достигаемые в воздухе и воде при выбранных параметрах лазерного импульса, приведены в табл.2.

Рассмотрим еще одну характеристику лазерного излучения, которая принципиально важна для фемтосекундной оптики, а именно спектральный состав излучения, испытавшего филаментацию на трассе. Спектральная плотность мощности лазерного импульса

$$P(z, \lambda) = \iint_{R_{\perp}} d^2r_{\perp} |\tilde{S}(r_{\perp}, z; \lambda)|^2$$

(\tilde{S} – фурье-образ временной огибающей поля) после прохождения им некоторого расстояния в воздухе и в воде приведена на рис.3.

Представленные спектры имеют все признаки фазовой самомодуляции УКИ, происходящей в присутствии сильной керровской и плазменной нелинейностей. Видны уширение контура, сдвиг его максимума в область коротких длин волн, формирование суперконтинуальных крыльев в синей и красной частях спектра.

В отличие от воздуха, где спектральное уширение бо-

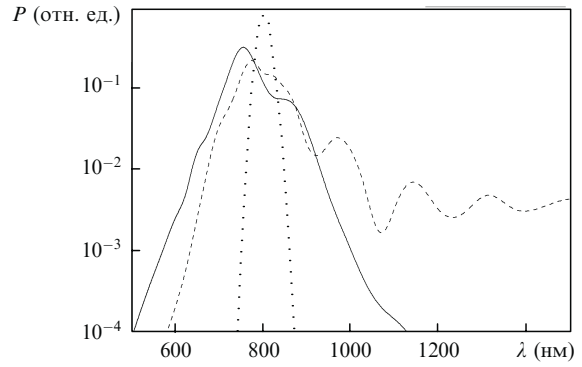


Рис.3. Спектральные контуры лазерного импульса в точке $z = 0.4L_R$ при филаментации в воздухе (сплошная кривая) и в воде (штриховая кривая). Пунктирной кривой показан начальный контур лазерного излучения.

лее или менее симметрично по обеим сторонам спектра, в воде филаментация приводит к образованию протяженного крыла в длинноволновой части. Это обусловлено действием инерционной части керровской нелинейности (вынужденное рамановское рассеяние), которая в воде проявляется сильнее, чем в газовой среде. В целом же эффективные (среднеквадратичные) ширины спектров [22] в случае воды на $\sim 15\%$ больше.

Данный факт находит объяснение в рамках классической модели одномерного распространения световой волны в среде с оптической нелинейностью [23]. Изменение частоты такой волны $\delta\omega = \omega - \omega_0$ на расстоянии z в результате самомодуляции определяется через нелинейную составляющую фазы волны φ_{nl} известным образом: $\delta\omega(z, t) = -\partial\varphi_{nl}(z, t)/\partial t$. Используя выражения (1)–(3), получим

$$\begin{aligned} \delta\omega(r_{\perp}, z, t) &= -k_0 z \frac{\partial(\delta n)}{\partial t} \\ &\approx k_0 z \left[-\frac{n_2}{n_0} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{v^{(K)}}{2n_0 \rho_c \Delta E_i} I^K \exp\left(v_{cas} \int_{-\infty}^{\infty} I dt\right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$v^{(K)} = \rho_{nl} W \Delta E_i I^{-K}; \quad (5)$$

v_{cas} – скоростной коэффициент каскадной ионизации.

Из данного выражения следует, что фазовая самомодуляция импульса приводит к уширению его спектра, пропорциональному, в первую очередь, интенсивности световой волны. Поскольку наибольшей интенсивностью обладает зона филаментации пучка, то и основные трансформации спектра импульса происходят в этой зоне. Следовательно, для приращения A_{ω} средней по сечению светового пучка спектральной ширины излучения на участке филаментации можно приближенно записать:

$$A_{\omega}(z) = \frac{\iint_{R_{\perp}} \delta\omega(r_{\perp}, z, t) dr_{\perp}}{\iint_{R_{\perp}} dr_{\perp}} \approx k_0 l_f \frac{R_f^2}{R_0^2} G(I_f),$$

где l_f – характерная длина филамента, а $G(I_f)$ – коэффициент, задаваемый выражением в квадратных скобках в правой части (4), величина которого определяется параметрами оптической нелинейности среды. При одинаковой начальной относительной мощности лазерного им-

Табл.2. Характерные параметры зоны филаментации.

Среда	I_f (ТВт/см ²)	R_f (мкм)	ρ_f (м ⁻³)
Воздух	44–65	30–40	$2 \times 10^{21} - 6 \times 10^{22}$
Вода	6–7	5–10	$(3 - 5) \times 10^{25}$

пульса в воде филамент примерно на порядок короче, чем в воздухе, а кроме того, почти на два порядка тоньше в поперечном сечении (см. рис.1,*a* и табл.2). При этом, однако, как нетрудно убедиться, в воде коэффициент G практически на три порядка выше за счет больших констант нелинейных взаимодействий. В результате суммарное спектральное уширение импульса в обеих рассматриваемых средах имеет один порядок. Численный расчет дает для данного параметра $A_{\omega}(L)/A_{\omega}(0) = 6.2$ (воздух) и 7.3 (вода).

4. Заключение

Таким образом, нами рассмотрены закономерности филаментации УКИ с несущей длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм в двух природных средах – воде и воздухе. В рамках универсального сценария нестационарной самофокусировки излучения проведен качественный и количественный сравнительный анализ основных параметров области филаментации пучка и степени трансформации его характеристик. Анализ показал, что кардинальные различия в оптических параметрах воды и воздуха, и прежде всего в коэффициентах керровской нелинейности и фотоионизации молекул среды, приводят к изменению ключевых характеристик формирующихся световых и плазменных филаментов в канале пучка.

Из расчетов следует, что при выборе начальной мощности лазерного импульса с одинаковым превышением критической мощности самофокусировки в каждой из рассматриваемых сред возникающие в воде филаменты в среднем в 4–6 раз тоньше, чем в воздухе. Средний радиус светового филамента в водной среде не превышает 10 мкм, а его протяженность почти на порядок меньше, чем в воздухе. Характерная интенсивность излучения в филаменте, формирующемся в воздухе, составляет ~ 50 ТВт/см², что на порядок величины больше, чем интенсивность в филаменте, возникающем в воде. Однако при этом пиковая плотность свободных электронов в плазменном канале филамента в воздухе на два порядка ниже, чем в воде, и находится в диапазоне $10^{21} - 10^{23}$ м⁻³.

Средняя угловая расходимость прошедшего область филаментации лазерного излучения, определенная по эволюционной зависимости эффективного радиуса светового импульса в воде, оказывается почти в два раза вы-

ше, чем в воздухе, вследствие чего происходит более быстрое увеличение эффективной поперечной площади пучка после «глобального» нелинейного фокуса. При этом средняя ширина спектра суперконтинуального излучения, формирующегося в результате филаментации пучка, имеет близкие значения как в воздухе, так и в воде, что обусловлено ее комплексной зависимостью от длины филамента и от «силы» оптической нелинейности среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Интеграционного проекта СО РАН.

1. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
2. Couaïron A., Mysyrowicz A. *Phys. Reports*, **441**, 47 (2007).
3. Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16**, 466 (2008).
4. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
5. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
6. Porras M.A. *Phys. Rev. A*, **60**, 5069 (1999).
7. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
8. Schwarz J., Diels J.-C. *Phys. Rev. A*, **65**, 013806 (2001).
9. Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **181**, 123 (2000).
10. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
11. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением* (М.: Физматлит, 2001).
12. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
13. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **21**, 793 (2008).
14. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
15. Vogel A., Noack J., Nahen K., Theisen D., Busch S., Parltitz U., Hammer D.X., Noojin G.D., Rockwell B.A., Birngruber R. *Appl. Phys. B*, **68**, 271 (1999).
16. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. *Phys. Rev. E*, **66**, 046418 (2002).
17. Nibbering E.T.J., Franco M.A., Prade B.S., Grillon G., Le Blanc C., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **119**, 479 (1995).
18. Ripoché J.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Nibbering E.T.J., Lange H.R., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **135**, 310 (1997).
19. Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 215 (2003).
20. Fan C.H., Sun J., Longtin J.P. *J. Appl. Phys.*, **91**, 2530 (2002).
21. Luther G.G., Moloney J.V., Newell A.C., Wright E.M. *Opt. Lett.*, **19**, 862 (1994).
22. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 574 (2005).
23. Ахманов С.А., Высолюх В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных импульсов* (М.: Наука, 1988).