

Режим нестационарного самовоздействия острофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.04.2008 г.

Рассмотрена задача о фокусированном распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. На основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера для огибающей комплексной амплитуды электрического поля световой волны исследована эволюция эффективного радиуса пучка, а также установлена зависимость среднеквадратического размера фокального пятна и максимально достижимой интенсивности излучения в фокальной перетяжке пучка от начальной мощности лазерного излучения. Показано, что острая пространственная фокусировка ультракороткого лазерного импульса может привести к фотонионизации среды и образованию плазмы в области максимальной интенсивности пучка, что будет оказывать сдерживающее действие на дальнейший рост интенсивности световой волны в области фокуса и поперечное сжатие пучка как целого.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, филаментация, многофотонная ионизация.

Введение

Геометрическую фокусировку лазерного пучка, или, другими словами, управление кривизной начального фазового фронта световой волны традиционно используют с целью концентрации световой энергии в пространстве и повышения плотности мощности излучения. Получение малых, близких к дифракционному пределу, размеров фокальной перетяжки светового пучка и одновременно высокой интенсивности является критически важным во многих областях современной науки и технологии, например изготовление с помощью лазерного луча многослойных оптических структур в диэлектриках [1], лазерная клеточная микрохирургия [2], лазерная сканирующая микроскопия живых тканей [3], лазерная обработка металлов и керамики [4]. Использование для этих целей лазерных источников, генерирующих мощные импульсы фемтосекундной длительности, открывает дополнительные перспективы повышения интенсивности лазерного пучка в фокальной перетяжке вплоть до «атомных» величин ($\sim 10^{19}$ Вт/см²) при полной энергии в импульсе всего в несколько миллиджоулей [5]. К преимуществам именно ультракороткого режима лазерного воздействия на мишени можно отнести низкие энергетические пороги ионизации и абляции материала в сравнении с более длинными импульсами излучения, а также минимальные термические и механические повреждения соседних с зоной лазерного воздействия областей образца.

Высокая пиковая мощность и интенсивность фемтосекундных импульсов могут привести к нарушению линейного режима фокусировки излучения еще до мишени. В газовой и конденсированной среде керровская самофокусировка излучения, многофотонное поглощение, плазмообразование в среде и ряд других нелинейных эффектов приводят к нелинейному изменению ее оптических свойств. В данной ситуации линейная теория дифракции электромагнитного излучения, которая дает вполне определенные соотношения между числовой апертурой фокусированного светового пучка и размером его фокального пятна, не может быть применена даже для предварительной оценки параметров мощных импульсов ультракороткой длительности в области их фокусировки.

В настоящей статье на основе численного моделирования рассмотрено формирование пространственной структуры фокальной перетяжки мощного фемтосекундного излучения, имеющего первоначальную острую предфокусировку, в условиях нестационарного самовоздействия. Основное внимание уделено исследованию зависимости эффективного размера фокальной перетяжки пучка и максимально достижимой интенсивности излучения от начальной мощности лазерного излучения при фокусировке фемтосекундного импульса в воздухе.

Линейная и нелинейная фокусировка лазерного излучения

В случае линейного распространения лазерного пучка в среде (показатель преломления n_0), огибающая

* Юрий Эльмарович Гейнц (YGeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru).

электрического поля $E(\mathbf{r}_\perp, z)$ которого задается гауссовской функцией:

$$E(\mathbf{r}_\perp, z = 0) = E_0 \exp\left\{-|\mathbf{r}_\perp|^2/2R_0^2 + [i\varphi_f(\mathbf{r}_\perp)]\right\}, \quad (1)$$

радиус фокальной перетяжки пучка R_f дается выражением

$$R_f = R_0 \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 + k_0^2 R_0^4}} = R_0 \frac{1}{\sqrt{1 + 4/\bar{F}_0^2}}, \quad (2)$$

где $|\mathbf{r}_\perp| = \sqrt{x^2 + y^2}$ – поперечная координата; E_0 – амплитуда; $\varphi_f = -k_0(|\mathbf{r}_\perp|^2/F_0)$ – фаза волны за счет начальной фокусировки; R_0 – начальный радиус пучка; F_0 – радиус начальной кривизны фазового фронта волны; $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$ – волновое число; λ_0 – длина волны в вакууме. Сама перетяжка имеет центр, расположенный в точке $\bar{z}_f = 4\bar{F}_0/(\bar{F}_0^2 + 4)$ (линейный фокус), и характерную длину $\bar{L}_f = 4(R_f/R_0)^2$. Здесь и далее в тексте для удобства использована нормировка размерных величин на параметр длины Рэлея $L_R = k_0 R_0^2/2$: $\bar{z}_f = z_f/L_R$, $\bar{F}_0 = F_0/L_R$.

Естественным ограничением на протяженность фокальной перетяжки является длина волны излучения λ_0 , что согласно выражению (2) дает предельно допустимый радиус фокального пятна: $R_f^* = \lambda_0/2$ [6].

При фокусировке пучка средняя по сечению интенсивность излучения в фокальном пятне $\bar{I}_f = P_0/(\pi R_f^2)$ ($P_0 = c n_0/(8\pi) \int |E|^2 d\mathbf{r}_\perp$ – начальная мощность излучения) возрастает по сравнению с ее начальным значением \bar{I}_0 пропорционально квадрату обратной величины естественной (дифракционной) угловой расходимости θ_d :

$$\mu_f = \frac{\langle I_f \rangle}{\langle I_0 \rangle} = 1 + \frac{R_0^2}{F_0^2 \theta_d^2}; \quad \theta_d = \frac{1}{k_0 R_0}. \quad (3)$$

Распространение светового пучка в среде с кубичной оптической нелинейностью керровского типа носит характер самовоздействия. Поляризуемость молекул, а значит, и коэффициент преломления такой среды становятся функцией интенсивности оптического поля: $n(I) = n_0 + n_2 I$, где параметр n_2 характеризует оптическую силу эффекта Керра. Это приводит к явлению самофокусировки световой волны. Согласно теории самофокусировки [7], если мощность пучка выше некоторой пороговой величины P_c , называемой критической мощностью самофокусировки, то пучок вследствие эффекта Керра будет испытывать поперечный коллапс (сожмется в точку) на дистанции $\bar{z}_K = 1/\sqrt{\eta - 1}$, где $\eta = P_0/P_c$. Сама величина P_c определяется нелинейной добавкой к показателю преломления среды n_2 и выражается как $P_c = \lambda_0^2/(2\pi n_2)$. Очевидно, что при $\eta = 1$ для коллимированного излучения нелинейная керровская линза компенсирует естественное расплывание пучка.

С точки зрения линейной оптики действие эффекта Керра эквивалентно фокусировке светового пучка сферической линзой с зависящим от мощности излучения фокусным расстоянием. Если лазерный пучок первоначально был сфокусирован в точку z_f и распространялся в керровской среде, то результирующее положение нелинейного фокуса такого пучка z_N будет определяться с учетом совместного действия начальной и наведенной фокусировок:

$$z_N = z_K F_0/(z_K + F_0). \quad (4)$$

Оценки характеристик фокусировки пучка в керровской среде, проведенные на основе формул теории стационарной самофокусировки [7], указывают на возможность фокусировки излучения в пятно размерами даже ниже дифракционного предела, что позволило бы получать сверхвысокие интенсивности оптического поля в экстремально малом объеме среды [8]. Однако в действительности, как будет показано ниже, такого эффекта не наблюдается, поскольку при высоких интенсивностях в среде всегда реализуются физические механизмы, препятствующие дальнейшему самосжатию пучка. К наиболее значимым из них в газовых и конденсированных средах относятся фотоионизация и возникновение плазмы в канале пучка.

Модель Друде – Лоренца газа свободных электронов [9] дает изменение комплексного показателя преломления среды $m = n + ik$ в результате ее фотоионизации в виде

$$m_p = m - n_0 = -\frac{\omega_p^2 \tau_c^2}{2n_0(\omega^2 \tau_c^2 + 1)} \left(1 - \frac{i}{\omega \tau_c}\right), \quad (5)$$

где $\omega_p = \sqrt{e^2 \rho_e / (m_e \epsilon_0)}$ – плазменная частота; ρ_e – концентрация свободных электронов (плотность плазмы); τ_c – характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами; e , m_e – заряд и масса электрона; ω – частота световой волны; ϵ_0 – универсальная электрическая постоянная. Как видно из (5), влияние плазменной нелинейности на оптическое поле выражается как в изменении фазы волны (действительная часть m_p), приводя к ее дефокусировке, так и в снижении энергии поля (мнимая часть m_p) за счет поглощения фотонов свободными электронами по механизму, обратному тормозному излучению. При этом $|m_p|$ пропорционален мгновенной плотности плазмы ρ_e .

Мгновенная концентрация свободных электронов в среде может быть определена из скоростного уравнения, учитывающего многофотонный и каскадный механизмы ионизации, а также снижение концентрации электронов за счет их рекомбинации с ионами:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0 \Delta E_i} \rho_e I - \nu_r \rho_e^2, \quad (6)$$

где $W_I(I)$ – переменная (с интенсивностью) скорость фотоионизации среды; ρ_{nt} – плотность нейтральных атомов (молекул);

$$\sigma_c = \omega_p^2 \tau_c / [c \rho_e (\omega^2 \tau_c^2 + 1)];$$

ΔE_i — сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы соответственно; v_r — скорость рекомбинации. При распространении в газе мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности два последних слагаемых в правой части уравнения (6) оказываются несущественными по сравнению с первым, и поэтому при конкретных оценках плотности лазерной плазмы ими, как правило, пренебрегают.

Фотоионизация молекул приводит к появлению дополнительного поглощения энергии излучения в среде. Нелинейный коэффициент поглощения среды α_I , связанный с данным процессом, имеет вид

$$\alpha_I = \frac{W_I(I)}{I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e).$$

Тогда суммарный коэффициент поглощения энергии волны при плазмообразовании в газе находится с учетом (5) и (6):

$$\alpha_N = \alpha_p + \alpha_I = \sigma_c \rho_e + \frac{W_I(I)}{I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e), \quad (7)$$

где $\alpha_p = \text{Im}(m_p)$. Энергопотери излучения выражаются, прежде всего, в снижении мгновенной интенсивности импульса, а значит, уменьшается и фокусирующий эффект керровской нелинейности.

Таким образом, при простраиваемой фокусировке ультракороткого лазерного импульса помимо возникновения нелинейной керровской линзы необходимо учитывать и обратное действие на световую волну плазменной нелинейности.

Следует отметить, что при высоких интенсивностях излучения возможно проявление гиперполяризуемости среды, связанной с нелинейной восприимчивостью пятого порядка по полю $\chi^{(5)}$. При этом коэффициент преломления может быть представлен в виде суммы трех слагаемых: $n(I) = n_0 + n_2 I - n_4 I^2$. Как видно, нелинейная добавка n_4 снижает фокусирующее действие эффекта Керра по механизму насыщения:

$$n_2(I) = n_2 - n_4 I \approx n_2 / (1 + I/I_{sat}),$$

где $I_{sat} = n_2/n_4$ — характерная интенсивность насыщения [10]. Очевидно, что конкретная роль нелинейности пятого порядка в процессе самофокусировки излучения будет определяться соотношением характерных интенсивностей насыщения и плазмообразования, которые, в свою очередь, зависят от оптических характеристик самой среды. Например, для атмосферного воздуха на длине волны излучения $\lambda = 800$ нм, по данным [11], имеем $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19}$ см²/Вт, $n_4 = 2,5 \cdot 10^{-33}$ см⁴/Вт², а интенсивность насыщения соответственно составляет $I_{sat} = 10^{14}$ Вт/см². При этом активное плазмообразование в воздухе, как показывают численные расчеты (см. обзор [12]), начинается уже при интенсивности в импульсе порядка $I \sim 10^{13}$ Вт/см², что позволяет нам при дальнейших исследованиях не учитывать гиперполяризуемость среды.

Режим нестационарного самовоздействия острофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса... 795
7. Оптика атмосферы и океана, № 9.

Численная модель распространения излучения

В качестве математической основы для моделирования фокусировки ультракороткого лазерного излучения в газе нами был использован формализм нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), записанного для медленно меняющейся комплексной амплитуды электромагнитного поля светового импульса $U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = E/E_0$. Данное уравнение кроме дифракции пучка и частотной дисперсии воздуха учитывает ряд нелинейных эффектов, ответственных за амплитудную и фазовую самомодуляцию световой волны (см., например, [13]). Запишем НУШ в следующем виде:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0} \nabla_\perp^2 + i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) - i k_0 (\tilde{n}_2 - n_p) \times \\ \times U(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\alpha_N}{2} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0, \quad (8)$$

где

$$n_p = \text{Re}(m_p); \quad k_0'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$$

— дисперсия групповой скорости светового импульса в воздухе (0,21 фс²/см при $\lambda = 800$ нм);

$$\tilde{n}_2 = \frac{n_2}{2} \left\{ (1 - \beta) |U|^2 + \beta \int_{-\infty}^t dt' \Lambda(t - t') |U(t')|^2 \right\}$$

— кубичная нелинейность показателя преломления с учетом мгновенной и инерционной составляющих эффекта Керра; β — удельная доля инерционного эффекта Керра. Коэффициент нелинейного поглощения среды α_N учтен по выражению (7).

Инерционная составляющая в Керр-эффекте связана с конечным временем ориентации анизотропных молекул вещества вдоль вектора электрического поля. Данная инерционность отклика учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора [14]:

$$\Lambda(t) = \theta(t) \Omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin \Omega_R t,$$

где Ω_R — частота и τ_d — характерное затухание колебаний молекулы (для воздуха $\Omega_R \approx 20$ ТГц, $\tau_d \approx 70$ нс); $\theta(t)$ — функция Хэвисайда.

Процедура численного интегрирования НУШ (8) проводилась с использованием методики разбиения на каждом шаге по эволюционной переменной z исходной задачи на две подзадачи: нелинейную, где рассчитывается формирование наведенной фазы поля, и линейную, где в результате дифракции и дисперсии волнового пакета с определенным на предыдущем шаге фазовым фронтом происходит преобразование амплитуды поля. Для повышения устойчивости счета использовалась комбинация спектрального метода Фурье (по времени), неявной трехслойной разностной схемы типа схемы Кранка — Николсона (по поперечным координатам) и адаптивной коррекции сеточного шага по эволюционной переменной.

Концентрация свободных электронов ρ_e находилась решением (6) по методу Рунге – Кутты.

Модель фотоионизации газовой среды

В качестве модели фотоионизации воздуха была выбрана модель Переломова – Попова – Терентьева (ППТ) [15], которая по утверждению авторов работы [16] наиболее полно описывает существующие к настоящему времени экспериментальные данные. Согласно модели ППТ скорость фотоионизации $W_j(I)$ уровня с энергией связи ΔE_i , орбитальным моментом l и его проекцией j на направление поля имеет вид

$$W_j(I) = \frac{\Delta E_i}{\hbar} |C_{nl}|^2 f_{ij} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left(\frac{2E_a}{E} \right)^{2n^*-3/2} \times \\ \times (1 + \gamma^2)^{3/4} A_j(\gamma) \exp\left(-\frac{2E_a}{3E} g(\gamma)\right), \quad (9)$$

где $\gamma = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{c \epsilon_0 m_e \Delta E_i}{I}}$ – параметр Келдыша; $E_a = 10^5$ В/м – напряженность внутриатомного поля; константа

$$|C_{nl}|^2 = \frac{2^{4n^*-2}}{n^* \Gamma(n^* + l + 1) \Gamma(n^* - l)}.$$

Здесь $n^* = Z \sqrt{\Delta E_H / \Delta E_i}$ – эффективное главное квантовое число; Z – заряд атомного остатка; ΔE_H – энергия ионизации атома водорода; Γ – гамма-функция. Другие коэффициенты имеют следующий вид:

$$g(\gamma) = \frac{2}{3\gamma} \left[\left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) \operatorname{arcsch}(\gamma) - \frac{\sqrt{1 + \gamma^2}}{2\gamma} \right];$$

$$f_{ij} = \frac{(2l + 1)(l + |j|)!}{2^{|j|} |j|! (l - |j|)!},$$

$$A_j(\gamma) = \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \frac{1}{|j|!} \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \sum_{n \geq m_i}^{\infty} \exp(-\alpha(n - m_i)) W_j(\beta \sqrt{n - m_i}),$$

$$\alpha = 2 \left[\operatorname{arcsch}(\gamma) - \frac{\gamma}{1 + \gamma^2} \right], \quad \beta = \frac{2\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}},$$

$$W_j(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{-y^2} (x^2 - y^2)^{|j|} dy.$$

На практике при численном моделировании НУШ использование формулы (9) для расчета скорости ионизации не всегда удобно, так как требует на каждом шаге при изменении интенсивности волны вычисления множества коэффициентов. Поэтому для ускорения счета нами вместо зависимости $W_j(I)$, даваемой формулой (9), была построена ее аппроксимация следующей функцией: $W_j(I) = A_W(I) I^K$, где коэффициенты A_W и K выбираются в соответствии с типом среды и длиной волны лазерного излучения.

Так, для атмосферных газов была получена функциональная зависимость следующего вида:

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

где

$$\text{для O}_2: K = 7,44; A_0 = 10^{-119,378} \text{ c}^{-1} (\text{M}^2/\text{Bт})^K; \\ A_1 = 13,445; A_2 = 2,041; I_c = 10^{20,616} \text{ Bт}/\text{M}^2, \\ \text{для N}_2: K = 10,165; A_0 = 10^{-168,530} \text{ c}^{-1} (\text{M}^2/\text{Bт})^K; \\ A_1 = 19,223; A_2 = 2,012; I_c = 10^{20,688} \text{ Bт}/\text{M}^2.$$

Структура нелинейного фокуса ультракороткого импульса

Перейдем к обсуждению результатов численного моделирования эволюции параметров мощного фемтосекундного излучения при его фокусированном распространении в воздухе. Для определенности было решено численно воспроизвести условия эксперимента [17], поэтому при расчетах начальная форма нормированной огибающей электрического поля излучения (гауссовская во времени и в пространстве)

$$U(\mathbf{r}_\perp, z, t) = e^{-\left(|\mathbf{r}_\perp|^2/2R_0^2\right) + i\omega t(\mathbf{r}_\perp) - (t^2/2t_p^2)}$$

была задана со следующими параметрами: длительность импульса $t_p = 60$ фс, радиус пучка $R_0 = 2,8$ мм (по уровню $1/e$ от максимума интенсивности), длина волны 800 нм. Начальный радиус кривизны фазового фронта излучения задавался равным 86 см, так что его нормированная величина составляла $F_0 = F_0/L_R = 0,028$ ($L_R = 30,8$ м).

При задании начальной энергии излучения в начале было рассмотрено два варианта: докритическая мощность излучения ($\eta = 0,1$, $P_c = 3,2$ ГВт/см²) и семикратное превышение его пиковой мощности P_0 над критическим уровнем P_c ($\eta = 7$), что дало начальную пиковую интенсивность импульса $I_0 = 1,3 \cdot 10^9$ и $9 \cdot 10^{10}$ Вт/см² в первом и во втором случаях соответственно. Проводя оценку положения нелинейного фокуса пучка (4) при $\eta = 7$, получим: $z_K = 13$ м, $z_N = 81$ см, т.е. действие эффекта Керра при таких условиях сводится лишь к незначительному смещению фокальной перетяжки пучка от его положения в линейной среде.

На рис. 1 приведена зависимость поперечного размера лазерного пучка от продольной координаты. Численный расчет проводился по уравнению (8). Здесь показано изменение двух величин: геометрического размера R_1 , определяемого 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 эффективного радиуса R_e , который вычисляется как нормированный момент второго порядка от интенсивности волны [18]:

$$R_e(z) = \left[\frac{1}{W(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \iint_{\mathbf{R}_{\perp}} d^2 \mathbf{r}_{\perp} I(\mathbf{r}_{\perp}, z; t') \left| \mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{gr} \right|^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где \mathbf{r}_{gr} — радиус-вектор центра тяжести пучка:

$$\mathbf{r}_{gr} = \frac{1}{W(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \iint_{\mathbf{R}_{\perp}} d^2 \mathbf{r}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp} I(\mathbf{r}_{\perp}, z; t');$$

W — полная энергия в импульсе излучения. Следует отметить, что данный параметр оказывается полезным при анализе сложных профилей интенсивности пучка, поскольку, согласно своему определению, эффективный радиус указывает на размер пространственной области, в которой сосредоточено не менее 50% всей энергии светового пучка. Для гауссовского поперечного профиля интенсивности геометрический R_1 и эффективный радиусы R_e имеют одно и то же значение.

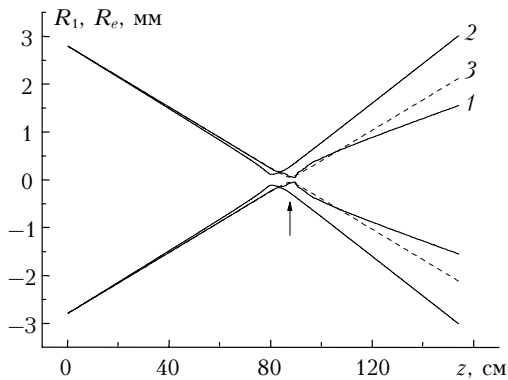


Рис. 1. Геометрический (1, 3) и эффективный (2) радиусы острофокусированного фемтосекундного пучка в зависимости от продольной координаты при относительной начальной мощности импульса $\eta = 7$ (1, 2) и 0,1 (3). Вертикальной стрелкой показано положение геометрического фокуса

Из рис. 1 видно, что распространение фокусированного пучка в линейном и нелинейном режимах происходит различным образом. При надкритической начальной мощности импульса ($\eta = 7$) наблюдается заметное расхождение в значениях R_1 и R_e , начиная уже с дистанции $z \approx 40$ см. Далее, в области фокальной перетяжки пучка ($z \geq 80$ см) происходит формирование протяженной осевой структуры — светового филамента. Отмеченное расхождение связано с действием керровской нелинейности, которая обостряет первоначально гауссовский профиль пучка и тем самым уменьшает его геометрический размер, но не оказывает существенного влияния на перераспределение энергии импульса по сечению пучка.

Эволюция эффективного размера R_e в отличие от его геометрического радиуса R_1 при фокусировке пучка надкритической мощности демонстрирует выраженную фокальную перетяжку с центром при $z_g \approx 84$ см. Важно отметить, что изменение по трассе эффективного радиуса острофокусированного пучка

в обоих режимах (линейном и нелинейном) протекает сходным образом до *глобального* нелинейного фокуса z_g , который при самофокусировке формируется раньше, чем геометрический.

Первый минимум в зависимости геометрического радиуса $R_1(z)$ появляется в точке *локального* нелинейного фокуса $z = z_N$ и составляет $R_1(z_N) \approx 114$ мкм, что почти в три раза шире радиуса фокальной перетяжки пучка при линейном распространении: $R_f = 43$ мкм. Причиной этого являются процессы ионизации воздуха и образования плазмы, которые останавливают дальнейшее сжатие пучка, формируя совместно с эффектом Керра световой филамент на оси с квазипостоянной пиковой интенсивностью $I_m \approx 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Поперечный размер данной структуры, однако, не постоянен, а пульсирует, достигая абсолютного минимума $R_1 \approx R_f$ в точке $z \approx 89$ см, после чего пучок начинает стабильно расширяться.

Рассмотрим более подробно этапы формирования нелинейной фокальной перетяжки ультракороткого импульса. Для этого введем в рассмотрение еще один размерный параметр пучка — мгновенный эффективный радиус R_{et} , квадрат которого определяется по следующей формуле:

$$R_{et}^2(z, t) = \frac{1}{P(z, t)} \iint_{\mathbf{R}_{\perp}} d^2 \mathbf{r}_{\perp} I(\mathbf{r}_{\perp}, z; t') \left| \mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{gr}^t \right|^2 \quad (11)$$

при

$$\mathbf{r}_{gr}^t = \frac{1}{P(z, t)} \iint_{\mathbf{R}_{\perp}} d^2 \mathbf{r}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp} I(\mathbf{r}_{\perp}, z; t').$$

Как видно, данный параметр указывает эффективный размер каждого отдельного «временного среза» импульса и связан с интегральным по времени эффективным радиусом (10) очевидным соотношением

$$R_e^2(z) = \left[\int_{-\infty}^{\infty} P(z, t) dt \right]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} P(z, t) R_{et}^2(z, t) dt. \quad (12)$$

Зависимость R_{et} вдоль трассы показана на рис. 2, а. Кривые соответствуют различным моментам времени в пределах длительности светового импульса, конкретное положение которых указано на рис. 2, б цифрами.

Так, кривые 1–3 дают эффективный радиус временных сечений для переднего фронта импульса, кривые 7–9 — для заднего фронта, а размер сечений профиля в точках 4–6 соответствует центральной части лазерного импульса. Здесь же показан ход интегрального эффективного радиуса R_e при нелинейном и линейном (кривые 10, 11) распространении пучка.

Анализ рис. 2 показывает, что все «временные срезы» импульса до определенной точки трассы ($z \approx z_N$) эволюционируют одинаковым образом, а затем каждый из них образует фокальную перетяжку, расположение по трассе z_{ft} и поперечный радиус $R_{etf} = R_{et}(z_{ft})$ которой зависят от положения каждого сечения внутри импульса. Передний фронт импульса (кривая 1), имея докритическую мощность, при распространении практически не индуцирует

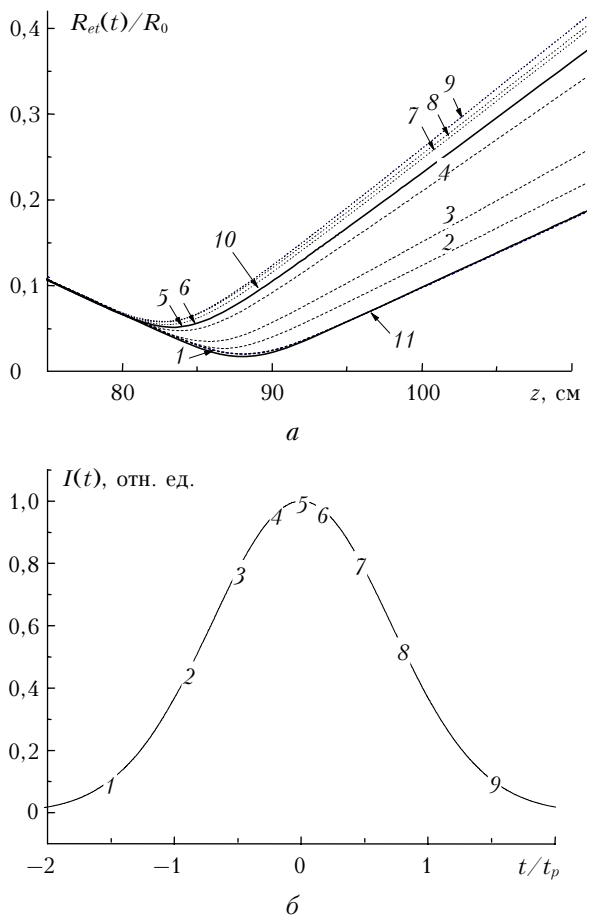


Рис. 2. Эволюция мгновенного эффективного радиуса R_{et} фокусированного фемтосекундного импульса с начальной мощностью $\eta = 7$ (а) и временной профиль относительной интенсивности импульса (б). Номерам кривых на рис. 2, а соответствуют временные слои импульса, показанные на рис. 2, б

нелинейность среды, и закон изменения его пространственного радиуса такой же, что и в линейном случае (кривая 11). Чем мощнее «временной срез» (кривые 2–4), тем сильнее сказывается на нем эффект керровской самофокусировки. Поскольку при фотоионизации газа плотность свободных электронов в каждой точке трассы увеличивается с течением времени [см. уравнение (6)], то последующие по времени слои импульса будут испытывать большее компенсирующее действие плазменной нелинейности. Это увеличивает размер фокальной перетяжки каждого последующего временного слоя и приближает ее центр к началу трассы. В результате вместо одного локализованного в точке фокального пятна, известного из линейной оптики, при фокусировке мощного фемтосекундного импульса формируется протяженная перетяжка переменного диаметра, состоящая из множества фокальных пятен отдельных временных слоев импульса. Наименьший радиус R_{etf} в точке своего фокуса z_{ft} имеют временные слои, расположенные на переднем фронте импульса, а наибольший — на заднем (рис. 3).

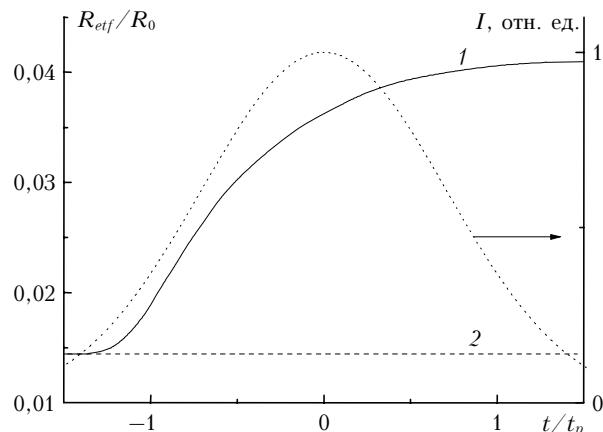


Рис. 3. Поперечный радиус фокальной перетяжки фемтосекундного импульса: 1 — эффективный радиус фокальной перетяжки R_{et} каждого временного слоя в зависимости от его временного местоположения внутри импульса; 2 — радиус перетяжки при линейной фокусировке излучения. Временной профиль импульса показан пунктиром

Рассмотренная выше физическая картина «последовательной» самофокусировки ультракороткого светового импульса находится в качественном соответствии с моделью динамических движущихся фокусов (ДДФ), первоначально предложенной в [19, 20] и модифицированной для ионизированной среды и сфокусированных пучков в [21, 22]. В рамках этой теоретической модели световой филамент трактуется как последовательность локальных фокусов различных временных слоев импульса, возникающих на различном расстоянии от начала оптической трассы. Поперечный размер световой нити в каждой точке равен размеру соответствующего фокального пятна. Следствием модели ДДФ и одновременно ее ограничением является то, что для предварительно сфокусированного пучка образующийся филамент не может выйти за пределы геометрического фокуса пучка, в то время как эксперименты и численные расчеты (см., например, рис. 1) указывают на обратное.

Данное противоречие разрешается, если анализировать самофокусировку пучка в терминологии эффективных параметров. И здесь уже, как это видно на рис. 2, а, положение фокальной перетяжки мгновенного эффективного радиуса, который ограничивает пространственную область сосредоточения мгновенной мощности каждого временного слоя импульса, действительно всегда находится левее точки геометрического фокуса пучка z_f (минимум кривой 11). С этой точки зрения модель ДДФ не противоречит физической картине рассматриваемого явления и пригодна для качественной интерпретации нестационарной самофокусировки также и острофокусированного излучения.

Интегральный по всему временному профилю импульса (глобальный) эффективный радиус пучка показывает размер зоны, где сосредоточена большая часть энергии излучения, поэтому ход R_e практически полностью повторяет ход мгновенного радиуса R_{et} центральной части импульса (кривые 5, 6 и 10 на рис. 2, а сливаются в одну). Отметим также, что угол выхода эффективного радиуса каждого

«временного среза» из точки фокуса превышает соответствующий угол входа и монотонно возрастает к концу импульса вследствие нарастающего действия плазменной нелинейности (рефракции и поглощения).

Представляет интерес выяснить максимально достижимый уровень интенсивности импульса в фокальной перетяжке фемтосекундного пучка при изменении его мощности. Согласно (3) для условий численного эксперимента при линейной фокусировке пучка с $\bar{F}_0 = 0,028$ имеем расчетную степень подъема интенсивности $\mu_f = 5102$. Такое значение относительной интенсивности, как это видно из рис. 4, достигается только при существенно докритической мощности импульса ($\eta \leq 0,1$).

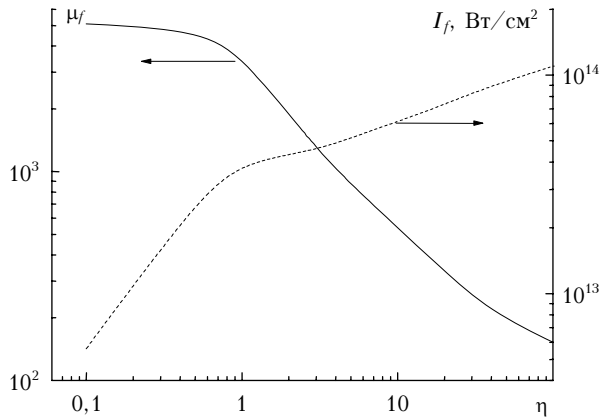


Рис. 4. Степень подъема интенсивности μ_f в фокальной перетяжке фемтосекундного пучка и максимально достижимая интенсивность I_f в зависимости от параметра η

Повышение начальной мощности излучения приводит сначала к медленному снижению параметра μ_f в диапазоне умеренных значений мощности ($\eta = 0,5 \div 1$), а затем по мере роста η относительная интенсивность в фокусе уменьшается практически по линейному закону.

Координата точки трассы z^* , в которой интенсивность импульса достигает своего максимума, показана на рис. 5.

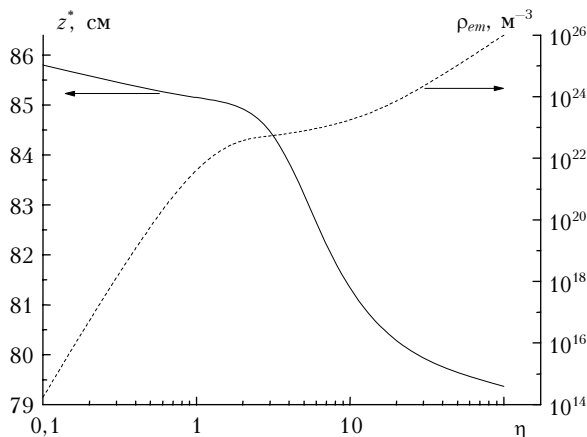


Рис. 5. Координата глобального максимума интенсивности импульса z^* и максимальная концентрация свободных электронов ρ_{em} в зависимости от параметра η

Видно, что при фокусировке излучения докритической мощности положение максимума в точности соответствует центру линейной фокальной перетяжки $z_f = 85,9$ см. В дальнейшем рост мощности импульса приближает точку максимальной интенсивности к началу трассы, причем всегда выполняется примерное равенство: $z^* \approx z_g$. Другими словами, при фокусировке фемтосекундного импульса максимальная интенсивность излучения достигается вблизи *глобального*, а не *локального* фокуса пучка. Локальный фокус z_N указывает лишь на начало светового филамента.

Обратимся к абсолютным значениям максимальной интенсивности, которые реализуются в зоне фокуса пучка (см. рис. 4, пунктир). Перелом в зависимости $I_f(\eta)$, отчетливо прослеживающийся на рис. 4, соответствует смене режимов фокусировки пучка, происходящей при достижении интенсивности в фокусе значений порядка $I_f = 2 \div 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см². В последнем случае, как было отмечено выше, плазменная нелинейность через изменение комплексного показателя преломления среды [см. выражение (5)] начинает заметно противодействовать дальнейшему росту интенсивности в пучке, происходящему при керровской самофокусировке пучка.

В результате конкурентного действия этих двух процессов в каждом временном «срезах» импульса устанавливается динамический баланс, при котором наступает ограничение пиковой амплитуды световой волны. Причем, если на переднем фронте импульса излучения ограничение пиковой интенсивности связано с затратами энергии волны на фотоионизацию газа (мнимая часть m_p), то в центре и на заднем фронте импульса доминирует рефракционное действие уже образовавшейся плазмы (действительная часть m_p).

Как показывают расчеты (рис. 5, пунктир), максимальное значение концентрации свободных электронов в канале пучка ρ_{em} , при котором происходит смена режимов фокусировки, соответствует величине $\rho_{em} \sim 10^{23}$ м⁻³.

При существенно надкритической мощности пучка ($\eta \gg 1$) продолжающийся рост пиковой интенсивности в нелинейном фокусе повышает и плотность образующейся плазмы, доводя параметр ρ_{em} до уровня $\sim 10^{26}$ м⁻³, что уже близко к значению равновесной концентрации нейтральных молекул азота в воздухе (по условиям расчета $\rho_{nt} \sim 1,2 \cdot 10^{26}$ м⁻³). Это свидетельствует о высокой, близкой к единице, степени ионизации среды излучением и возможности реализации оптического пробоя воздуха, когда создаются условия для развития электронной лавины в канале пучка (по данным [9] порог пробоя атмосферного воздуха $\sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см²). Дальнейшее повышение начальной мощности излучения уже не будет эффективным с точки зрения увеличения пикового значения интенсивности в глобальном фокусе пучка, поскольку плазма оптического пробоя, возникающая на переднем фронте импульса, будет блокировать распространение оставшейся части импульса.

Введем еще один эффективный параметр, характеризующий распространение ультракороткого импульса излучения, — эффективную интенсивность I_e , которую определим следующим образом:

$$I_e(z) = \frac{E(z)}{\pi^{3/2} t_{pe}(z) R_e^2(z)}.$$

Здесь

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

— среднеквадратическая длительность импульса. Согласно данному определению для гауссовского (в пространстве и времени) импульса в линейной среде эффективная интенсивность излучения $I_e(z)$ в каждой точке трассы равняется пиковому значению реальной интенсивности. Зависимость отношения $\mu_e = I_e(z)/I_0$ вдоль трассы распространения для фокусированных пучков различной начальной мощности представлена на рис. 6.

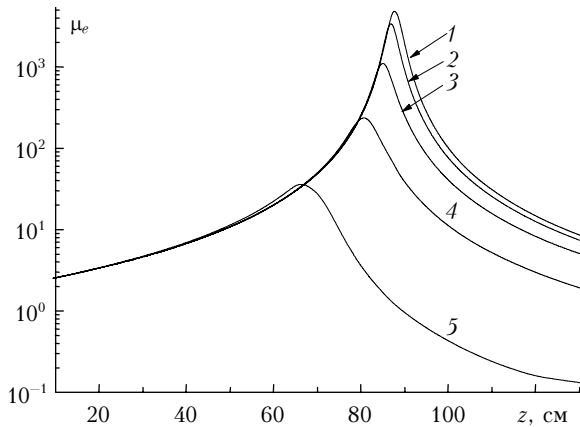


Рис. 6. Зависимость относительной эффективной интенсивности лазерного излучения μ_e от дистанции распространения z при различной начальной относительной мощности импульса: $\eta = 0,1$ (1); 1 (2); 3 (3); 15 (4); 100 (5)

Видно, как нестационарное самовоздействие излучения изменяет динамику фокусировки пучка, приводя к смещению его глобальной фокальной перетяжки и снижению максимума средней интенсивности в глобальном фокусе пучка.

На рис. 7 приведены значения эффективного радиуса фокальной перетяжки $R_{ef} = R_e(z = z_g)$ фемтосекундного пучка, которая формируется при пространственной фокусировке излучения различной начальной мощности. Данный график показывает, что в режиме существенно нелинейного распространения излучения ($\eta > 1$) становится невозможным сфокусировать импульс до уровня дифракционного предела, предсказываемого в рамках линейной теории [см. выражение (2)].

Подчеркнем особо, что здесь речь идет об эффективном интегральном размере фокальной перетяжки пучка (12), вычисляемом как усредненное по временному профилю мощности значение фокального

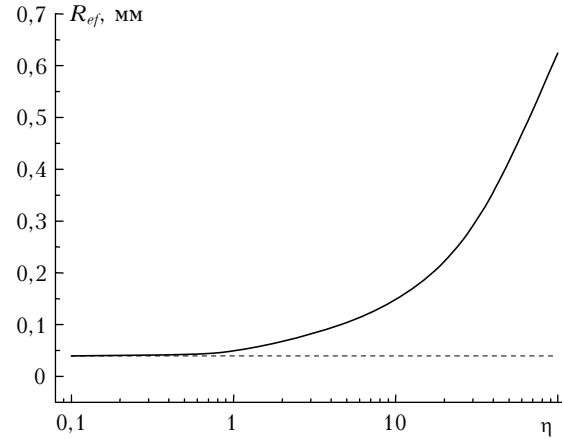


Рис. 7. Эффективный радиус фокальной перетяжки фемтосекундного пучка R_{ef} в зависимости от начальной мощности излучения η . Пунктир — значение радиуса при линейном распространении

радиуса каждого временного слоя импульса. Данный радиус характеризует размер области сосредоточения энергии импульса и может не совпадать с мгновенным значением радиуса пучка, определенным по профилю интенсивности, и который, как было отмечено выше (см. рис. 3), имеет минимальное, ограниченное дифракцией значение в зоне низкой интенсивности на переднем фронте импульса. Именно этим фактом, по-видимому, можно объяснить предельно малые размеры фокального пятна (область диаметром 2–3 мкм), зафиксированные в экспериментальной работе [5] при фокусировке фемтосекундных импульсов Ti:сапфирового лазера в воздухе. При этом начальная пиковая интенсивность в импульсах составляла $\sim 10^{14} - 10^{17}$ Вт/см² и, следовательно, изначально превышала порог пробоя воздуха. Другими словами, исходя из представленных выше результатов, дифракционно ограниченное (минимальное) значение эффективного поперечного размера фокальной перетяжки мощного ультракороткого импульса может сформироваться только на переднем фронте импульса, т.е. там, где еще невысока плотность образующейся плазмы и, соответственно, еще невелико ее дефокусирующее действие на излучение.

Заключение

Таким образом, численное моделирование распространения острофокусированного мощного ультракороткого лазерного излучения в воздухе показало, что процесс формирования фокальной перетяжки таких пучков носит динамический характер. Это означает, что появляется зависимость пространственной формы и размера перетяжки (как в продольном, так и в поперечном направлениях) от начальной мощности импульса. Пространственная фокусировка ультракороткого лазерного импульса даже докритической (для процесса керровской самофокусировки) мощности может привести к фотоионизации среды и образованию плазмы в области максимальной интенсивности пучка, что будет оказывать сдерживающее действие на дальнейший рост интенсивности

световой волны и поперечное сжатие пучка как целого. Чем мощнее импульс излучения, тем сложнее становится пространственно-временная структура фокальной перетяжки, которая из локализованного в точке пятна преобразуется в протяженный осевой филамент переменного диаметра, состоящий из множества фокальных пятен отдельных временных слоев импульса.

Эволюция вдоль оптической трассы среднеквадратического размера пучка качественно подобна поведению линейно сфокусированного излучения, когда формируется ярко выраженная перетяжка в точке глобального фокуса. Отличие режима нестационарной фокусировки мощного импульса состоит в изменении расходимости излучения при его прохождении глобального фокуса и увеличении поперечного размера перетяжки с ростом мощности импульса.

Максимальная степень подъема интенсивности светового пучка в результате его геометрической фокусировки уменьшается с ростом мощности импульса. С точки зрения получения экстремально высоких значений пиковой интенсивности (или плотности энергии) в глобальном фокусе пучка повышение начальной мощности излучения является малоэффективным, поскольку плазма оптического пробоя, возникающая на переднем фронте импульса, будет блокировать фокусировку последующих временных слоев импульса.

Важно отметить, что представленные в данной статье результаты относятся к ситуации сфокусированного распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосферном воздухе и находятся в рамках использованной модели фотоионизации среды (9). Применение другой модели ионизации или же изучение распространения лазерных импульсов в иной физической среде, обладающей, например, большим потенциалом ионизации атомов, может привести к количественному изменению проведенных нами оценок. В частности, существуют теоретические расчеты [23], показывающие на примере модели атома водорода, что в сверхсильных оптических полях ($\sim 10^{15}$ Вт/см²) атом становится устойчивым к ионизации его излучением. Этот эффект приводит к снижению скорости фотоионизации с ростом интенсивности световой волны, что, в свою очередь, может ограничить плазмообразование в области фокуса пучка и устранить препятствия для дальнейшего роста интенсивности излучения.

1. Schaffer C.B., Brodeur A., Garca J.F., Mazur E. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanoJoule energy // *Opt. Lett.* 2001. V. 26. P. 93–95.
2. König K., Riemann I., Fischer P., Halblhuber K. Intracellular nanosurgery with near infrared femtosecond laser pulses // *Cell. and Mol. Biol.* 1999. V. 45. N 2. P. 192–201.
3. Zipfel W.R., Williams R.M., Christie R., Nikitin A.Y., Hyman B.T., Webb W.W. Live tissue intrinsic emission microscopy using multi-photon intrinsic fluorescence and second harmonic generation // *Proc. of the*

- National Academy of Science (PNAS). 2003. V. 100. N 12. P. 7075–7080.
4. Grimes M.K., Rundquist A.R., Lee J.-S., Downer M.C. Experimental identification of «vacuum heating» at femtosecond laser irradiated metal surfaces // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. N 20. P. 4010–4013.
5. Букин В.В., Воробьев Н.С., Гарнов С.В., Конов В.И., Лозовой В.И., Малютин А.А., Щелев М.Я., Яцковский И.С. Динамика формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы в газах // *Квант. электрон.* 2006. Т. 36. № 7. С. 638–645.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 856 с.
7. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.
8. Turitsyn S.K., Mezentsev V.K., Dubov M., Rubenchik A.M., Fedoruk M.P., Podivilov E.V. Sub-critical regime of femtosecond inscription // *Opt. Express.* 2007. V. 15. N 22. P. 14750–14764.
9. Раїзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
10. Гольдберг В.Н., Таланов В.И., Эрм Р.Е. Самофокусировка аксиально-симметричных электромагнитных пучков // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1967. Т. 10. № 5. С. 674–685.
11. Akozbek N., Bowden C.M., Talebpour A., Chin S.L. Femtosecond pulse propagation in air: variational analysis // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 61. N 4. P. 4540–4549.
12. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. V. 70. P. 1633–1713.
13. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можаяев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // *Оптика атмосфер. и океана.* 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.
14. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Спектральные, энергетические и угловые характеристики суперконтинуума, формируемого фемтосекундным лазерным излучением в воздухе // *Оптика атмосфер. и океана.* 2007. Т. 20. № 1. С. 40–47.
15. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1966. Т. 50. С. 1393–1397.
16. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N₂ and O₂ molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse // *Opt. Commun.* 1999. V. 163. N 1–3. P. 29–32.
17. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного фемтосекундного излучения через воздушную и капельные среды // *Оптика атмосфер. и океана.* 2007. Т. 20. № 5. С. 413–418.
18. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // *Оптика атмосфер. и океана.* 2005. Т. 18. № 7. С. 574–579.
19. Lugovoi V.N., Prokhorov A.M. A possible explanation of the smallscale self-focusing filaments // *JETP Lett.* 1968. V. 7. N 5. P. 117–119.
20. Lou M.M.T., Shen Y.R. Small-scale filaments in liquids and tracks of moving foci // *Phys. Rev. Lett.* 1969. V. 22. N 19. P. 994–997.
21. Brodeur A., Kosareva O.G., Chien C.Y., Ilkov F.A., Kandidov V.P., Chin S.L. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. N 5. P. 304–306.

22. Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.-F., Franco M.A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Nibbering E.T.J., Chiron A. Anomalous long-range propagation of femtosecond laser pulses through air: moving focus or pulse self-guiding // Opt. Lett. 1998. V. 23. N 2. P. 120–122.

23. Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В. Нелинейный отклик молекулярной газовой среды, обусловленный ориентационными эффектами в поле интенсивного фемтосекундного лазерного импульса // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 3. С. 216–222.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. **Nonstationary self-action regime of intense tightly focused femtosecond laser pulse in air.**

The problem on tightly focused propagation of high power femtosecond laser radiation in air is considered. On the basis of the numerical solution of nonlinear Schroedinger equation for complex envelope of light wave electric field the evolution of beam effective radius is investigated. The root-mean-square size of beam waist and possible achievable intensity of radiation in linear focus dependent on initial laser power are established as well. It is shown, that tight spatial focusing of an ultrashort laser pulse can lead to photoionization of medium and plasma formation in the region of beam maximum intensity. This results in intensity clumping, prevents it further growth in focal region, and transversal beam compression as a whole.