

В.П. Кандидов, О.Г. Косарева, А. Бродер, С.Л. Чин

## СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНЫХ СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ГАЗАХ

Показано, как следует модифицировать модель движущихся фокусов, развитую для конденсированных сред, для объяснения экспериментов по филаментации мощных субпикосекундных лазерных импульсов в воздухе. Модифицированная модель включает ионизацию компонентов воздуха в высокоинтенсивном лазерном поле. Численное моделирование на основе модифицированной модели позволяет объяснить не только само явление филаментации, но и сопровождающие эффекты, такие как рефокусировка и коническая эмиссия.

## 1. Введение

В последние годы с созданием мощных субпикосекундных лазеров начались интенсивные исследования филаментации сверхкоротких импульсов в газообразных средах. В экспериментах [1 – 3] в воздухе наблюдались филаменты протяженностью в несколько десятков метров при распространении импульсов пиковой мощностью 5–50 ГВт и длительностью 150–230 фс на длине волны 775 нм [1] или 800 нм [2, 3]. В этих экспериментах самовоздействие лазерного излучения развивалось в условиях, ранее не достижимых в нелинейной оптике атмосферы [4]. На рис. 1 приведена диаграмма зависимости энергетического порога основных нелинейно-оптических эффектов в атмосфере от времени взаимодействия излучения со средой [5]. Диаграмма приведена для пучков CO<sub>2</sub>-лазера в условиях, характерных для приземных трасс. Видно, что для микро- и миллисекундных импульсов эффект Керра, который является определяющим в процессе филаментации пучков, оказывается подавленным другими нелинейными эффектами с более низким энергетическим порогом. С переходом к пикосекундному диапазону длительности стало реальным достижение керровской самофокусировки лазерного пучка в атмосфере. Критическая мощность самофокусировки в воздухе на длине волны  $\lambda = 0,8$  мкм на два порядка меньше, чем при  $\lambda = 10,6$  мкм, и составляет  $P_{crit}^{th} \approx 2 \cdot 10^9$  Вт, где  $P_{crit}^{th} \approx \lambda^2 / (2\pi n_2)$  [6], а  $n_2 \approx 5,6 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт [7], и  $P_{crit}^{exp} \approx 6 \cdot 10^9$  Вт согласно экспериментальным данным [3].

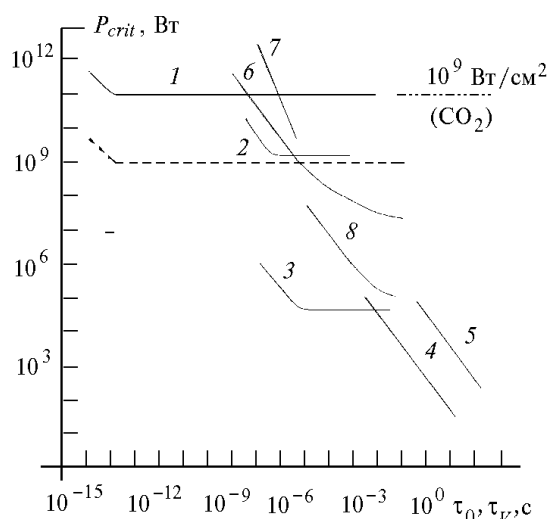


Рис. 1. Критическая мощность  $P_{crit}$  основных нелинейно-оптических эффектов в атмосфере в зависимости от времени взаимодействия излучения со средой – длительности импульса  $\tau_0$  или времени ветровой рефракции  $\tau_r$ . Пучок CO<sub>2</sub>-лазера радиусом  $a = 10$  см, молекулярное поглощение  $\alpha_m = 2 \cdot 10^{-4}$  м<sup>-1</sup>, скорость ветра  $V = 10$  м/с; сплошные кривые: 1 – эффект Керра; 2 – электрострикция; 3 – рефракция на звуковой волне; 4 – ветровая рефракция; 5 – просветление движущейся облачности; 6 – оптический пробой в аэрозоле; 7 – оптический пробой в чистом воздухе; 8 – кинетическое охлаждение; штрихпунктир – интенсивность эффекта 1. Пунктирная кривая –  $P_{crit}$  эффекта Керра для  $\lambda = 0,8$  мкм

В настоящем обзоре дано современное представление о процессе филаментации мощных сверхкоротких лазерных импульсов в воздухе, который развивается в условиях ионизации молекул газовых компонентов в высокоинтенсивном световом поле. Дано объяснение эффектам рефокусировки и конической эмиссии, сопровождающим филаментацию лазерного импульса.

## 2. От филаментации в конденсированных средах к филаментации в газах

Более тридцати лет назад появились первые публикации по исследованию филаментации мощного лазерного излучения в конденсированных средах. История изучения этого явления есть яркий пример развития физических представлений в нелинейной оптике. После первых наблюдений самофокусировки лазерного пучка в стекле [8] и жидкостях [9] Чиао с соавторами качественно оценили [10], а Гармайер измерила критическую мощность самофокусировки в кювете с  $\text{CS}_2$  [11]. Первые объяснения наблюдаемых филаментов связывались с самоканализацией мощного лазерного пучка в нелинейной среде. Теоретически стационарная самоканализация пучка в среде с керровской нелинейностью была рассчитана Талановым [12] и Келли [13].

Большой вклад в развитие теории явления самовоздействия лазерных пучков внесли работы Хохлова и его учеников [14]. Ими построена полная аналитическая теория, описывающая в безаберрационном приближении самоканализацию лазерного пучка. Эта теория охватывала как стационарную самофокусировку в среде с мгновенным нелинейным откликом, так и нестационарную в средах с релаксационной керровской и тепловой нелинейностями. В нестационарном случае нелинейность накапливается со временем в течение импульса, и характер распространения хвостовой части импульса и переднего фронта существенно различается.

Идея движущихся фокусов для объяснения филаментации импульсного излучения высказана и развита в [6, 15–17]. Согласно модели движущихся фокусов [6] филамент суть результат последовательного изменения положения области самофокусировки различных временных слоев импульса, мощность в которых меняется в соответствии с его формой. В [15] рассматривается нелинейная фокусировка различных кольцевых областей в сечении пучка для объяснения возникновения филаментов при распространении мощных импульсов в оптических материалах. Эта модель включала также эффекты насыщения излучения в нелинейном фокусе, вызванные двухфотонным поглощением и ВКР. Экспериментально движущиеся фокусы были впервые зарегистрированы в [16, 17].

Численно самофокусировка и филаментация короткого лазерного импульса в керровской жидкости с релаксационной нелинейностью рассматривались в [18, 19].

Первые объяснения экспериментов по филаментации субпикосекундных лазерных импульсов в воздухе, как и прежде в случае конденсированных сред, связывались с самоканализацией излучения. Согласно [1] керровская нелинейность стабилизирует дифракционную расходимость и дефокусировку в плазме, наведенной импульсом вследствие ионизации. По [2] отрицательное приращение показателя преломления на оси пучка, вызванное самонаведенной плазмой, формирует антиволновод, в котором возникают устойчивые утекающие моды, способные распространяться на большие расстояния.

В [3] показано, что филаментация лазерного импульса в воздухе объясняется моделью движущихся фокусов, обобщенной на случай газообразных сред. В этой обобщенной модели существенное значение имеет ионизация газа, которая развивается со временем, после того как интенсивность при керровской самофокусировке достигнет порога ионизации. В результате в воздухе керровская самофокусировка на переднем фронте импульса сменяется нестационарной плазменной дефокусировкой на его хвосте.

## 3. Эксперимент по наблюдению филаментации лазерных импульсов в воздухе

В экспериментах используется импульсно-периодическое излучение лазерной системы на титан-сапфире. Схема установки в эксперименте [3] приведена на рис. 2. Центральная длина волны составляла  $\lambda_0 = 800$  нм, длительность импульса 230 фс, произведение  $\Delta\nu\Delta t = 0,59$ , частота повторения 10 Гц. Радиус пучка по уровню интенсивности  $e^{-1}$  равнялся  $a = (3,5 \pm 0,2)$  мм. Энергия импульса, для которого производились измерения, составляла 2,3; 4,1; 6,1 и 8,1 мДж, что соответствовало пиковой мощности 9,4; 16; 25 и 33 ГВт соответственно. На выходе из оптического компрессора импульс с помощью двух транспортных зеркал доставлялся в коридор. Второе транспортное зеркало было расположено на расстоянии 16,8 м от выхода из системы усилителей. После этого зеркала импульс распространялся свободно до конца коридора на

расстояние 110 м. Уменьшение полной энергии, измеренное в конце трассы, составляло 20, 30, 35 и 40% для входной энергии 2,3; 4,1; 6,1 и 8,1 мДж соответственно.

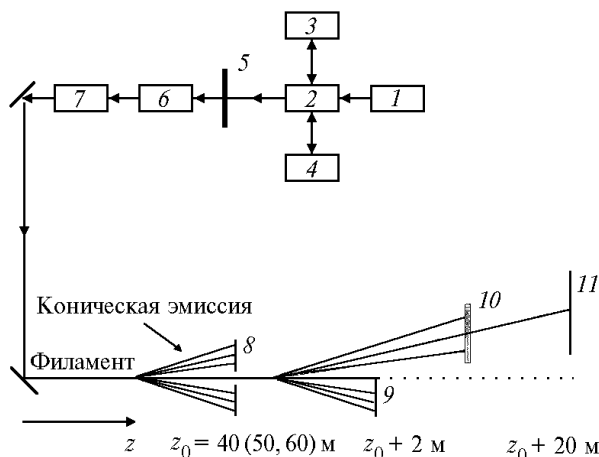


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по наблюдению филаментации лазерного импульса в воздухе и конической эмиссии: 1 – задающий генератор, 2 – разветвитель на ячейке Фарадея; 3 – регенеративный усилитель, 4 – стретчер, 5 – полуволновая пластинка и поляризатор для контроля энергии импульса, 6 – тераваттный усилитель, 7 – компрессор, 8 – круглая апертура диаметром 4 мм, 9 – лезвие, 10 – интерференционный фильтр, 11 – экран

Первоначальные качественные наблюдения эволюции импульса были получены с помощью фотобумаги. Изображения пучка регистрировались на различных расстояниях вдоль филамента. При удалении от выходного компрессора лазерной системы до расстояния около 40 м изображение пучка на фотобумаге постепенно сжималось в точку в центре. На расстоянии 40 м пучок выглядел как серый круг с диаметром около 7 мм и черной точкой диаметром около 1 мм в центре. Появление пьедестала, т.е. серого круга в изображении пучка на фотобумаге, связано со слоями импульса, которые еще не успели сфокусироваться к расстоянию, на котором производились измерения. При удалении на 95 м диаметр серого круга уменьшался до 2 мм, при этом центральная точка все еще оставалась. Центральная точка на фотобумаге исчезала на расстоянии 100 м, которое принималось за длину филамента.

На расстоянии 40 м и далее появлялась коническая эмиссия, которая представляла собой концентрические цветные кольца, причем длина волны излучения уменьшалась при увеличении радиуса кольца. Кольцо с самым большим радиусом соответствовало длине волны 500 нм.

Чтобы снизить турбулентные блуждания пучка, которые достигали 3 мм в конце трассы, создавался закрытый канал распространения из картонных коробов. Тем самым существенно уменьшался характерный масштаб естественных атмосферных флуктуаций.

Количественная информация об эволюции пучка была получена с помощью измерения полной и приосевой энергии, описанного в разделе 5 настоящей статьи.

#### 4. Модель движущихся фокусов в присутствии ионизации

В процессе самофокусировки пучка интенсивность на его оси достигает  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этой интенсивности на распространение импульса в воздухе заметно влияет ионизация газовых компонентов [20]. По предположению авторов экспериментальной работы [1], ионизация является наиболее вероятным механизмом, ограничивающим самофокусировку, развивающуюся в условиях филаментации импульса в воздухе.

Вклады плазменной и керровской нелинейностей в показатель преломления в воздухе противоположны по знаку, и, на первый взгляд, можно ожидать, что эти два механизма компенсируют друг друга при какой-то интенсивности, обеспечивая самоканалирование. В действительности ситуация существенно сложнее. Вклад керровской нелинейности, мгновенный во времени, растет и уменьшается пропорционально интенсивности импульса, в то время как вклад плазменной нелинейности накапливается в течение импульса. В результате для различных временных частей импульса меняется соотношение между влиянием керровской и плазменной нелинейностями: на переднем фронте импульса преобладает керровская нелинейность, а в его конце – плазменная. Именно в этом проявляется немгновенный отклик нелинейной

среды. Детальный анализ пространственно-временной эволюции импульса в рассматриваемых условиях возможен средствами численного моделирования.

Распространение импульса в инертных газах в условиях керровской нелинейности и ионизации численно рассматривалось ранее в [21] для случая сфокусированного пучка и пиковой мощности меньше критической величины для самофокусировки. Здесь приведены результаты численного моделирования в условиях, типичных для экспериментов по филаментации мощных субпикосекундных лазерных импульсов в воздухе [3], где используется исходно коллимированный пучок и пиковая мощность превышает критическую мощность самофокусировки.

Волновое уравнение для распространения импульса рассматривается в приближении медленно меняющихся амплитуд:

$$2i\kappa(\partial/\partial z + (1/v_g)\partial/\partial t)E = \Delta_{\perp}E + (2k^2/n_0)\Delta nE - ik\alpha E; \quad (1)$$

$$\Delta n = (1/2)n_2|E|^2 - \omega_p^2/(2\omega^2 n_0), \quad (2)$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e / (m\omega^2)}$  – плазменная частота и  $n_0 \approx 1$  в воздухе. Динамика концентрации электронов  $N_e$  вычисляется в каждой точке пространства и времени в соответствии со скоростным уравнением

$$\partial N_e / \partial t = R(N_0 - N_e), \quad (3)$$

где  $N_0$  – концентрация нейтральных молекул в преддверии импульса. Воздух рассматривается как смесь азота и кислорода. Вплоть до интенсивностей  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> при длине волны 800 нм наиболее вероятным механизмом образования плазмы является многофотонная ионизация компонентов воздуха. В уравнении (3) через  $R$  обозначена скорость многофотонной ионизации кислорода (азота), вычисляемая в соответствии с моделью [22].

Коэффициент  $\alpha = \Gamma^{-1} I \hbar \omega (\partial N_e / \partial t)$  описывает потери энергии на генерацию свободных электронов, где  $I = (cn_0/8\pi)|E|^2$  – интенсивность электрического поля и  $I$  – порядок многофотонности процесса. Уравнение (1) не учитывает дисперсию групповой скорости импульса, поскольку длина дисперсионного распыливания для импульса длительностью 230 фс (FWHM) составляет примерно 800 м, что существенно превышает рассматриваемые расстояния. В (3) не включены процессы ударной ионизации и рекомбинации, вклад которых для рассматриваемых длительностей пренебрежимо мал.

В эксперименте [3] пространственно-временное распределение интенсивности входного импульса было близко к гауссовскому. В соответствии с этим начальное поле взято в виде

$$E(r, z = 0, \tau) = E_0 \exp(-r^2/2a^2 - \tau^2/2\tau_0^2), \quad (4)$$

где  $\tau = t - z/v_g$  – время в бегущей системе координат;  $\tau_0 = 138$  фс соответствует импульсу длительностью 230 фс по половине высоты. При численном моделировании пиковая мощность  $P$  составляла 5 критических:  $P = 5 P_{crit}^{th}$ . Это соответствует пиковой мощности 33 ГВт в эксперименте [3]:  $33 \text{ ГВт} \approx 5 P_{crit}^{exp}$ , где  $P_{crit}^{exp} = 6 \text{ ГВт}$ . Диаметр входного пучка  $a = 170$  мкм выбран меньшим, чем в эксперименте ( $a = 3,5$  мм), чтобы можно было воспроизвести как исходный, так и сжатый пучок на одной и той же расчетной сетке. При этом входная пиковая интенсивность при численном моделировании составляет  $I_0 \approx 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, превышая экспериментальную ( $\approx 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>). Такое начальное расхождение качественно не влияет на распространение импульса, поскольку ионизация, которая становится существенной при  $I > 3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, появляется только в окрестности нелинейного фокуса. Для сравнения результатов численного моделирования и эксперимента расстояние  $z$  нормировано на соответствующую дифракционную длину  $z_d = ka^2$ , а угол конической эмиссии  $\theta_{\lambda}$  – на соответствующую начальную расходимость  $\theta_0 = \lambda_0/(2\pi a)$ .

При приближении импульса к расстоянию  $z_{sf} \approx 0,3 z_d$ , соответствующему нелинейному фокусу для самого мощного центрального слоя импульса ( $\tau \approx 0$ ), рост интенсивности  $I$  на оси пучка приводит к быстрому возрастанию концентрации электронов  $N_e$ . Влияние ионизации драматически изменяет эволюцию импульса. Распределение интенсивности обнаруживает две основные особенности (рис. 3): унимодальную структуру пучка на переднем фронте импульса (а) и кольцевую структуру в поперечном сечении пучка на вершине и заднем фронте импульса (б).

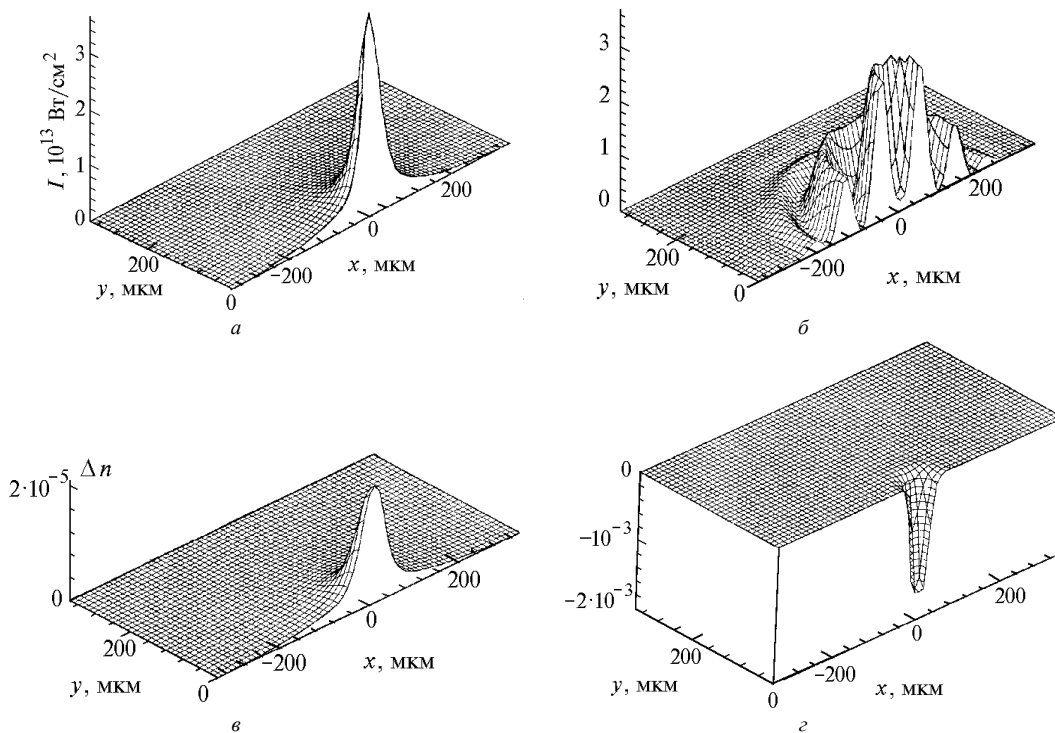


Рис. 3. Распределение интенсивности  $I(a, б)$  и нелинейного приращения показателя преломления  $\Delta n(\в, з)$  в сечении пучка на расстоянии  $z = 0,34 z_d$ ;  $a, в$  – на переднем фронте импульса  $\tau = -116$  фс;  $б, з$  – в центре импульса  $\tau = 0$

Динамика каждого поперечного слоя на переднем фронте импульса может быть охарактеризована как обычная стационарная самофокусировка, поскольку концентрация электронов пренебрежимо мала. Здесь нелинейная добавка к показателю преломления  $\Delta n$  определяется керровской нелинейностью и оказывается пропорциональной интенсивности излучения (ср. рис. 3,  $a$  и  $в$ ). Эволюция хвоста и центральной части (рис. 3,  $б$  и  $з$ ) импульса существенно отличается от эволюции переднего фронта. В противоположность значению  $\Delta n$  на переднем фронте приращение  $\Delta n$  в центре импульса отрицательное и на два порядка больше по величине. Причиной этого является сильно нелинейная зависимость скорости ионизации  $R$  от интенсивности  $I$  (примерно  $R \propto I^8$ ). В результате плазма оказывает определяющее влияние на распространение вершины и хвоста импульса.

Пространственно-временная эволюция импульса показана на рис. 4. Поперечные слои переднего фронта импульса самофокусируются на расстояниях, соответствующих их мощности: чем ближе слой к середине импульса, тем меньше расстояние, на котором этот слой фокусируется (ср. рис. 4,  $б, в$  и  $з$ ). Таким образом, в соответствии с моделью движущихся фокусов точка нелинейного фокуса для переднего фронта импульса бежит вперед в направлении распространения излучения, образуя наблюдаемый в эксперименте филамент. На профиле импульса фокусирующийся слой смещается вперед к его началу.

Однако хвост импульса и его вершина не подчиняются модели движущихся фокусов, развитой для конденсированных сред [6, 15–17]. Вместо самофокусировки слои этих частей импульса испытывают динамическую дефокусировку в самонаведенной плазме, что приводит к образованию колец в поперечном сечении пучка. В результате в конце импульса развивается пространственно-временная неустойчивость излучения, причиной возникновения которой является временное запаздывание нелинейного отклика среды в условиях ионизации, т.е. дисперсия нелинейности [23].

Изменение координаты  $z_f$  движущегося фокуса в зависимости от бегущего времени  $\tau$  на профиле импульса показано на рис. 5. Кривая 1, полученная в результате численного моделирования филаментации в условиях ионизации, показывает зависимость расстояния, на котором интенсивность на оси достигает максимального по трассе значения, от времени  $\tau$ . Ветвь кривой 1, построенная для переднего фронта импульса ( $\tau < 0$ ), близка к кривой 2, соответствующей

шей классической модели движущихся фокусов [6]. В то же время ветвь кривой 1, построенная для вершины и хвоста импульса, качественно отличается от кривой 2.

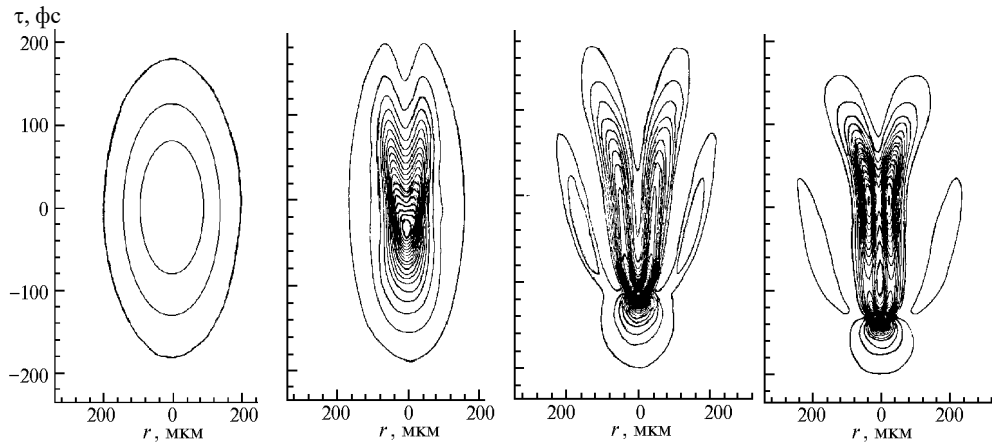


Рис. 4. Пространственно-временная эволюция импульса в филаменте: линии равной интенсивности на плоскости  $(r, \tau)$ : а –  $z = 0$ ; б –  $0,28 z_d$ ; в –  $0,34 z_d$ ; г –  $-0,42 z_d$ . Интервал интенсивности между контурами составляет  $0,25 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

Так как поперечное распределение интенсивности в этих частях импульса не остается унимодальным (рис. 4, б – г), то кривая 1 на рис. 5 для  $\tau > -40$  фс показывает расстояние, после которого данный слой импульса распадается на кольца.

Таким образом, классическая модель движущихся фокусов в условиях ионизации в воздухе справедлива только на переднем фронте импульса, где вклад плазмы в нелинейную часть показателя преломления пренебрежимо мал.

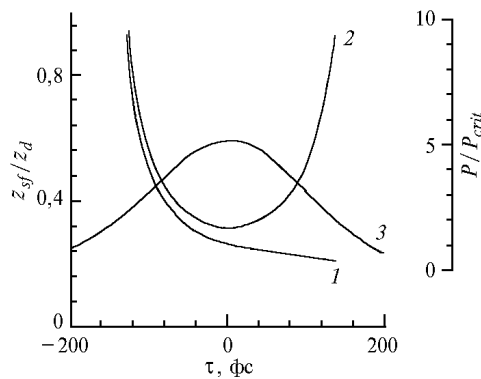


Рис. 5. Зависимость координаты  $z_{sf}$  движущегося фокуса от бегущего времени  $\tau$  на профиле импульса: 1 – модель с учетом ионизации газа; 2 – модель движущихся фокусов для конденсированных сред; 3 – форма импульса

## 5. Рефокусировка

Ионизация воздуха в процессе филаментации приводит к возникновению явления *рефокусировки*, которое экспериментально было зарегистрировано с помощью измерения энергии филамента. Явление немонотонного изменения энергии филамента с расстоянием экспериментально получено в [3].

За меру энергии филамента взята энергия приосевой части пучка, проходящей через апертуру с центром на оси распространения. Диаметр апертуры составлял 500 мкм – много меньше диаметра пьедестала (7 мм), что позволяло следить за изменением энергии именно в той поперечной области излучения, которая формирует филамент. Эволюция энергии  $E_{n.a.}$  излучения, прошедшего через малую апертуру, по отношению к полной энергии  $E_{total}$  импульса показана на рис. 6. Ошибка  $\pm 5\%$  вследствие флуктуаций входной энергии импульса находится в пределах размеров символа.

Важным наблюдением является тот факт, что на любом расстоянии  $z$  энергия филамента, т.е. излучения, сконцентрированного около оси распространения, составляла менее 7% полной энергии импульса для этого  $z$ . Это соответствует модели движущихся фокусов, согласно которой в окрестности данной точки  $z$  сжимается только малая часть слоев импульса.

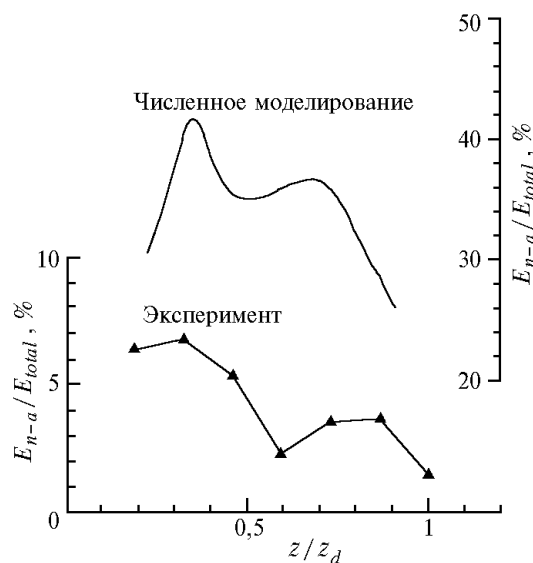


Рис. 6. Изменение с расстоянием  $z$  приосевой энергии (энергии филамента), отнесенной к полной энергии импульса. Кривая, отмеченная треугольными символами, — эксперимент (левая вертикальная ось); сплошная кривая — численное моделирование (правая вертикальная ось)

Расчетная приосевая энергия  $E_{n.a.}^{\text{sim}}$  определяется как энергия, прошедшая через апертуру с диаметром 167 мкм. Такой размер апертуры соответствует поперечному размеру колец на хвосте импульса (см., например, рис. 4,  $z$ ), что позволяет зарегистрировать их динамику. Заметим, что в численном моделировании относительная величина энергии, сосредоточенная в приосевой области, больше, чем в реальном эксперименте, вследствие большего отношения диаметра апертуры к диаметру входного пучка.

Результаты численного моделирования находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными данными. Расстояние, на котором экспериментальная и расчетная энергии филамента достигают первого максимума, совпадает с длиной самофокусировки  $z_{sf} \approx 0,3 z_d$  наиболее мощного центрального слоя импульса. Пространственно-временное распределение интенсивности в импульсе для этого расстояния соответствует рис. 4,  $b$ . Минимум энергии филамента является следствием сильной дефокусировки конца импульса (см. рис. 4,  $в$ ). Сжатие дефокусированных колец, или рефокусировку, которая является причиной возникновения второго максимума в зависимости энергии филамента от расстояния, демонстрирует рис. 4,  $z$ .

Сжатие колец в конце импульса происходит вследствие положительной величины  $\Delta n$  на периферии пучка. В самом деле, нелинейная добавка к показателю преломления  $\Delta n$  отрицательна только в малой приосевой области пучка (см. рис. 3,  $z$ ), где интенсивность превышает порог ионизации  $3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> вследствие самофокусировки. На периферии пучка вклад керровской нелинейности оказывается больше вклада плазменной, так как величина интенсивности недостаточна для создания заметной концентрации электронов. Увеличивая масштаб вертикальной оси на рис. 3,  $z$ , можно видеть положительный вклад  $\Delta n$  в показатель преломления (рис. 7), который и приводит к сжатию колец, т.е. рефокусировке пучка.

Несмотря на то, что положительный вклад керровской нелинейности в  $\Delta n$  на периферии пучка на два порядка величины меньше вклада плазменной нелинейности, его оказывается достаточно для сжатия в конце импульса кольцевой структуры, образовавшейся в поперечном сечении пучка.

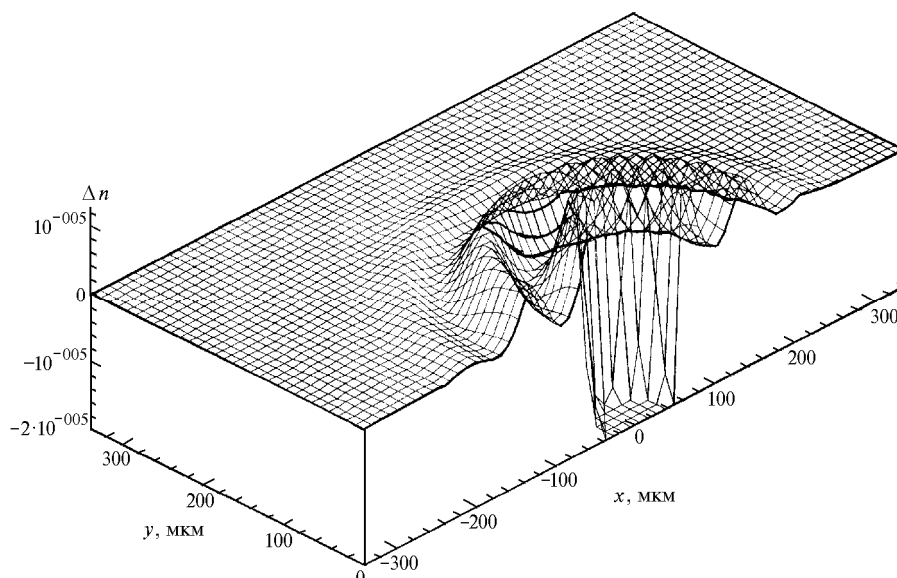


Рис. 7. Распределение нелинейного приращения показателя преломления  $\Delta n$ , представленное, в отличие от рис. 3, в увеличенном масштабе. Минимум распределения не может быть виден в используемом масштабе

## 6. Коническая эмиссия

Временные изменения  $\Delta n$ , вызванные совместным влиянием керровской и плазменной нелинейностей, индуцируют большой градиент фазы электрического поля в пространстве и времени. Этот градиент, в свою очередь, приводит к сильной трансформации пространственно-временного спектра импульса. Трансформация спектра характеризуется появлением излучения, сдвинутого в коротковолновую область вплоть до 500 нм, причем угол отклонения излучения от оси распространения оказывается тем больше, чем короче длина волны. В дальнем поле такое распределение излучения выглядит как коническая эмиссия, которая в условиях филаментации в воздухе наблюдалась в [2, 24] и численно исследовалась в [24].

Для измерения конической эмиссии из данной точки  $z_0$  филамента авторы эксперимента [24] помещали в этой точке на оси распространения круглую апертуру диаметром 4 мм, а в точке  $z = z_0 + 2$  м – лезвие, блокирующее филамент (см. рис. 2).

Таким образом, источник конической эмиссии ограничивался отрезком  $z_0 < z < z_0 + 2$  м. Коническая эмиссия регистрировалась на белом экране, помещенном на расстоянии 20 м после апертуры. Длина волны  $\lambda$  селективировалась интерференционным фильтром с разрешением 10 нм. Измерения радиуса колец на экране проводились с помощью линейки для  $\lambda = 500, 550, 600$  и 650 нм и с помощью визуализатора инфракрасного излучения для  $\lambda = 700$  и 750 нм. Кольца на длине волны  $\lambda > 800$  нм не наблюдалось. Вследствие своей малости угол конической эмиссии  $\theta_\lambda$  определялся как отношение радиуса кольца к расстоянию от центра источника конической эмиссии до экрана. Измерения проводились для  $z_0 \approx 40, 50$  и 60 м (0,42, 0,52 и 0,62  $z_d$  соответственно). Зависимость угла  $\theta_\lambda$  от длины волны показана символами на рис. 8, где величина угла указана как в градусах, так и в относительных величинах, т.е. нормированная на величину начальной расходимости пучка  $\theta_0 = \lambda_0 / (2\pi a) = 0,0021^\circ$ .

Из рис. 8 видно, что  $\theta_\lambda$  не зависит от  $z_0$ . Вертикальный размер символов соответствует ошибке измерения, связанной с толщиной кольца, которая является следствием протяженности источника конической эмиссии и конечной величины разрешения фильтров.

Для численного исследования конической эмиссии был проведен частотно-угловой анализ комплексной амплитуды электрического поля  $E$  и получены зависимости угла распространения излучения от длины волны для тех же точек филамента, что и в эксперименте:  $z = 0,42, 0,52$  и 0,62  $z_d$  (см. рис. 8, кривые 1, 2, 3). Численные и экспериментальные зависимости  $\theta_\lambda(\lambda)$  качественно соответствуют друг другу и имеют следующие характерные особенности: угол конической эмиссии увеличивается с уменьшением длины волны от  $\lambda_0 = 800$  нм до  $\lambda \approx 500$  нм;



угол конической эмиссии практически не зависит от точки филамента; коническая эмиссия отсутствует для  $\lambda > 800$  нм.

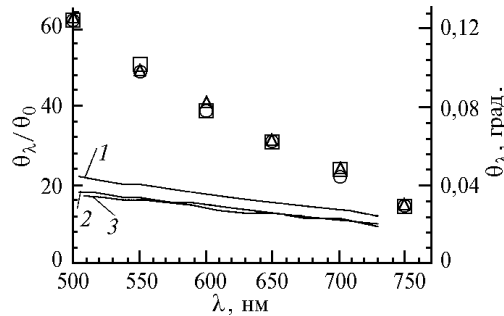


Рис. 8. Зависимости угла конической эмиссии от длины волны излучения, полученные в лабораторном (символы) и численном (сплошные кривые) экспериментах [24]. Треугольники —  $z=40$  м, кружки —  $50$  м, квадраты —  $60$  м. В численном эксперименте этому соответствуют  $z=0,42 z_d$  (1),  $0,52 z_d$  (2) и  $0,62 z_d$  (3). Правая вертикальная ось показывает абсолютное значение угла конической эмиссии, полученное в лабораторном эксперименте

Происхождение конической эмиссии связано с фазовой самомодуляцией импульса в самонаведенной плазме. Уширение спектра импульса в коротковолновую область  $\Delta\omega$  выражается через нелинейный набег фазы  $\varphi_{nl} = -\Delta nkz$  как  $\Delta\omega = \partial\varphi_{nl}/\partial t \propto \partial N_e/\partial t$ . Уширение углового спектра  $k_{\perp}$  пропорционально пространственной производной нелинейного набег фазы:  $k_{\perp} = |\partial\varphi_{nl}/\partial r| \propto |\partial N_e/\partial r|$ . В процессе самофокусировки на фронте импульса одновременно происходит как сильное пространственное сжатие излучения в радиальном направлении, так и временное сжатие, что приводит к быстрому и одновременному пространственному и временному росту концентрации электронов  $N_e$ . В результате расходимость излучения  $\theta_{\lambda} = k_{\perp}/k$  оказывается тем больше, чем больше коротковолновый сдвиг  $\Delta\omega$ . Видно, что угол конической эмиссии сильно зависит от скорости роста концентрации электронов.

Численный анализ показывает, что количественное соответствие для угла конической эмиссии  $\theta_{\lambda}$  может быть получено при использовании модели ионизации с порогом ионизации примерно в 2,5 раза больше, чем порог в модели [22]. Такая коррекция пороговой интенсивности находится в соответствии с недавно проведенным экспериментом [25], который показал, что порог ионизации молекулы кислорода примерно в два раза больше, чем в модели [22], вследствие диссоциативной рекомбинации.

Отсутствие стока излучения в форме конической эмиссии связано с тем, что плазменная нелинейность вызывает только антистоксово уширение спектра, причем излучение, испытывающее максимальную фазовую самомодуляцию, дефокусируется. Керровская нелинейность вызывает как стоксово, так и антистоксово уширение частотного спектра. Наибольшее уширение наблюдается на оси пучка вследствие положительного вклада керровской нелинейности в  $\Delta l$ : излучение, испытывающее максимальную фазовую самомодуляцию, фокусируется. Следовательно, сама по себе керровская нелинейность, не сопровождающаяся другими эффектами, не может быть причиной конической эмиссии.

## 7. Заключение

Происхождение филаментов, образованных мощными субпикосекундными лазерными импульсами, в воздухе аналогично происхождению филаментов, наблюдаемых в конденсированных средах [8–11, 16, 17]. И те и другие представляют собой последовательность фокусов, созданную различными слоями импульса.

Филаментация субпикосекундного лазерного импульса в воздухе и сопровождающие процессы описываются в рамках модели движущихся фокусов, модифицированной присутствием ионизации. В соответствии с этой моделью «движущийся фокус» существует только на переднем фронте импульса, где ионизация не успевает развиваться. Хвост импульса распадается на кольца вследствие дефокусировки в самонаведенной плазме. Немонотонное изменение экспериментально измеренной зависимости энергии филамента от расстояния происходит вследствие рефокусировки хвоста импульса в самонаведенной плазме. Таким образом, рефокусировка представляет собой динамический процесс расхождения и сжатия колец на заднем фронте импульса.

Коническая эмиссия, сопровождающая филаментацию субпикосекундного импульса в воздухе, является результатом фазовой самомодуляции, индуцированной ионизационной нелинейностью в пространстве и времени. Лабораторный эксперимент и частотно-угловой анализ электрического поля, полученного при численном моделировании, демонстрируют одни и те же типичные особенности конической эмиссии: угол конической эмиссии увеличивается с уменьшением длины волны от основной лазерной 800 нм до зеленого света 500 нм; углы конической эмиссии практически не изменяются при смещении позиции измерения вдоль филамента; коническая эмиссия отсутствует в стоковой области спектра.

Анализ нестационарного нелинейного взаимодействия субпикосекундных лазерных импульсов с веществом позволяет применить модель движущихся фокусов для решения проблем оптического разрушения материалов ультракороткими импульсами, оптической памяти и других.

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. // *Opt. Lett.* 1995. V. 20. P. 73.
2. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. // *Opt. Lett.* 1996. V. 21. P. 62.
3. Brodeur A., Kosareva O.G., Chien C.-Y., Ilkov F.A., Kandidov V.P., Chin S.L. // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. P. 304.
4. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. *Нелинейная оптика атмосферы*. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
5. Кандидов В.П. // *Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы*. Томск: ИОА СО РАН, 1988. С. 3–12.
6. Marburger J.H. // *Prog. Quant. Electron.* 1975. V. 4. P. 35.
7. Shimoji Y., Fay A.T., Chang R.S.F., Djeu N. // *JOSA B.* 1989. V. 6. P. 1994.
8. Hercher M. // *J. Opt. Soc. Am.* 1964. V. 54. P. 563.
9. Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р. // *Письма в ЖЭТФ*. 1965. Т.2. С. 88–90.
10. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 479–480.
11. Garmire E., Chiao R.Y., Townes C.H. // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. P. 347.
12. Таланов В.И. // *Письма в ЖЭТФ*. 1965. Т.2. Вып. 5. С. 218–222.
13. Kelley P.L. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 15. P. 1005–1008.
14. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. // *УФН*. 1967. Т.93. Вып. 1. С. 19–70.
15. Луговой В.Н., Прохоров А.М. // *УФН*. 1973. Т.111. С. 203–247.
16. Looy M.M.T. and Shen Y.R. // *Phys. Rev. Lett.* 1969. V. 22. P. 994.
17. Коробкин В.В., Прохоров А.П., Серов Р.В., Щелев М.Я. // *Письма в ЖЭТФ*. 1970. Т.11. С. 94.
18. Fleck J.A., Jr., Kelley P.L. // *Appl. Phys. Lett.* 1969. V. 13. P. 313.
19. Shimizu E. // *IBM J. Res. Develop.* 1972. V. 17. P. 286.
20. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. // *Оптика атмосферы и океана*. 1993. Т. 6. С. 79–85.
21. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. // *Квантовая электроника*. 1994. Т. 21. С. 971–977.
22. Szoke A. // *Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses*. A.D. Bandrauk, ed. Plenum, New York, 1987. 207 p.
23. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. // *Квантовая электроника*. 1997. Т. 24. С. 453–456.
24. Kosareva O.G., Brodeur A., Chien C.-Y., Kandidov V.P., Chin S.L. // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. P. 1332–1334.
25. Talebpour, Chien C.-Y., Chin S.L. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1996. V. 29. L677.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия  
университет Лаваль, Квебек, Канада

Поступила в редакцию  
21 июля 1997 г.

V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, A. Broder, and S.L. Chin. **Recent Investigations on Filamentation of High-power Subpicosecond Laser Pulses in Gases.**

We demonstrate how the moving foci model developed for condensed media should be modified for explanation of experiments on filamentation of high-power subpicosecond laser pulses in the air. The modification is based on the consideration of gas ionization in high-intensity laser field. Numerical simulations based on this modified model allow us to explain not only the filamentation itself but also the accompanying phenomena such as refocusing and conical emission.