

Коническая эмиссия фемтосекундного лазерного импульса при фокусировке аксиконом в стекло К 108

В.О.Компанец, С.В.Чекалин, О.Г.Косарева, А.В.Григорьевский, В.П.Кандидов

Экспериментально и численно рассмотрена коническая эмиссия суперконтинуума лазерного импульса длительностью 50 фс при его фокусировке в объем стекла К 108. Обнаружено, что с увеличением энергии импульса от 2 до 30 мкДж непрерывная картина конической эмиссии распадается на спеклы при фокусировке линзой и расщепляется на узкие кольца при фокусировке аксиконом.

Ключевые слова: филаментация, аксикон, суперконтинуум, коническая эмиссия, фемтосекундный импульс.

1. Введение

Первые эксперименты по генерации широкополосного излучения при фокусировке лазерного импульса в конденсированные среды относятся к 1970-м годам [1]. В работе [2] была обнаружена коническая эмиссия высокочастотного крыла суперконтинуума в пикосекундном импульсе на длине волны 1.06 мкм, сфокусированном в ячейку с водой. Картина конической эмиссии на длинах волн вплоть до 340 нм имела вид расходящихся цветных колец, радиус которых возрастал с уменьшением длины волны излучения. В последующих экспериментах, выполненных с сфокусированными фемтосекундными импульсами в воде [3] и этиленгликоле [4, 5], а в дальнейшем и с коллимированными импульсами в воздухе [6, 7], исследовано частотно-угловое распределение конической эмиссии. Анализ и развитие физических представлений о природе конической эмиссии при распространении пико- и фемтосекундных лазерных импульсов в различных средах дан в [8, 9]. Показано, что пространственно-временная самомодуляция фазы интенсивного светового поля в условиях керровской нелинейности среды и нелинейности наведенной лазерной плазмы является причиной сверхширения частотного и углового спектров фемтосекундного импульса.

Исследования спектра суперконтинуума в различных средах [10] показали, что его уширение возрастает с увеличением ширины запрещенной зоны диэлектрика. В [11] выполнены эксперименты с импульсами разных длин волн, сфокусированными в различные оптические материалы и жидкости. Определено, что уширение спектра в коротковолновую область увеличивается с ростом отно-

шения энергии запрещенной зоны к энергии кванта и не зависит непосредственно от длины волны импульса и свойств среды.

Влияние положения геометрического фокуса в образце флюорида бария на спектр суперконтинуума, создаваемого фемтосекундным импульсом, мощность которого на три порядка превышает критическую мощность самофокусировки, экспериментально исследовано в [12]. Эффективность генерации суперконтинуума при различных режимах фокусировки в ячейку с водой фемтосекундного импульса, мощность которого в 3–10 раз больше критической мощности самофокусировки, исследована экспериментально и численно в [13]. Показано, что по сравнению со случаем жесткой фокусировки импульса при мягкой фокусировке эффективность генерации боковых компонент спектра возрастает на несколько порядков, ширина спектра также увеличивается. Это объясняется ростом протяженности плазменного канала в филаменте и, следовательно, длины нелинейно-оптического преобразования излучения импульса в суперконтинуум в случае мягкой фокусировки. Влияние протяженности плазменного канала на эффективность генерации суперконтинуума носит общий характер и не зависит от среды взаимодействия и от методов увеличения длины филаментации фемтосекундного импульса – будь то геометрическая фокусировка или фазовая модуляция излучения [14]. При этом для оценки угла конической эмиссии сфокусированного импульса применимо приближение об аддитивности дифракционной расходимости и расходимости коротковолнового крыла суперконтинуума при филаментации коллимированного излучения.

Одним из методов увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения со средой является применение для фокусировки импульса конической линзы (аксикона). В [15] при аксиконной фокусировке в прозрачные диэлектрики субтераваттного импульса на длине волны 0.795 мкм длительностью 120–140 фс наблюдалась коническая эмиссия. На примере стекла К 8 авторы объясняют появление коротковолнового излучения в спектре импульса каскадными параметрическими процессами в плазме, наведенной лазерным излучением в диэлектрической мишени. Теорети-

В.О.Компанец, С.В.Чекалин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.;

e-mail: kompanetsvo@isan.troitsk.ru, chekalin@isan.troitsk.ru

О.Г.Косарева, А.В.Григорьевский, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы;

e-mail: kosareva@phys.msu.ru, kandidov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 25 апреля 2006 г., после доработки – 18 июля 2006 г.

чески протяженность плазменных каналов при филаментации фемтосекундного лазерного импульса, сфокусированного в кварц аксиконом и различными линзами, рассмотрена в [16]. Показано, что при аксиконовой фокусировке импульса, по сравнению со случаем параболических линз, формируется плазменный канал наибольшей протяженности.

В настоящей статье представлены результаты экспериментального и численного исследования конической эмиссии при филаментации фемтосекундного лазерного импульса, сфокусированного аксиконом и линзами в стекло К 108.

2. Эксперимент и его результаты

Эксперимент по исследованию конической эмиссии при филаментации импульса выполнен на фемтосекундной лазерной установке Центра коллективного пользования Института спектроскопии РАН. Установка состоит из генератора фемтосекундных импульсов Tsunami HP и регенеративного усилителя Spitfire HP (Spectra-Physics). Накачка генератора осуществлялась на длине волны 532 нм непрерывным твердотельным Nd:YVO₄-лазером Millennia-V мощностью 4.5 Вт с диодной накачкой. Для накачки усилителя использовался импульсный твердотельный Nd:YLF-лазер Evolution-X на длине волны 527 нм с диодной накачкой и средней мощностью 8 Вт при частоте следования импульсов 1 кГц. Энергия фемтосекундных импульсов на выходе усилителя может достигать 1 мДж на длине волны 800 нм при длительности импульсов 50 фс и частоте их следования 1 кГц. Спектральная полуширина импульсов по половине высоты (FWHM) составляет ~20 нм. На выходе лазерной установки полуширина пучка равна 4.5 мм.

Для получения конической эмиссии фемтосекундный импульс фокусировался в образец из стекла К 108 размером $1 \times 1 \times 6$ см с помощью аксикона с углом на вершине $\gamma = 179^\circ$ или линзы с фокусным расстоянием 60 см. Образец помещался так, что его середина совпадала с центром каустики аксикона или с геометрическим фокусом линзы. После образца излучение попадало на экран, расположенный на расстоянии 15 см от середины образца. Для регистрации картины, формируемой на экране, использовалась цифровая камера Nikon COOLPIX 4300, которая обеспечивала необходимое пространственное разрешение и цветопередачу изображения. Энергия импульсов изменялась в диапазоне 1–50 мкДж.

При энергии импульса менее 2 мкДж и фокусировке излучения как линзой, так и аксиконом в центре экрана появлялось пятно белого света широкополосного излучения суперконтинуума. Внутри образца наблюдалась яркая светящаяся область микронного размера, что свидетельствовало о возникновении филамента с высокой плотностью энергии. При фокусировке линзой импульсов с энергией 2 мкДж и фокусировке аксиконом импульсов с энергией 8 мкДж появлялись концентрические цветные кольца излучения конической эмиссии, охватывающие белое пятно на экране. При этом независимо от вида фокусировки возникал непрерывный спектр белого света с характерной для конической эмиссии зависимостью угловой расходимости излучения от длины волны, при которой радиус наблюдаемого кольца увеличивался с ее уменьшением. Угол расходимости для коротковолновой области спектра конической эмиссии достигал 0.13 рад.

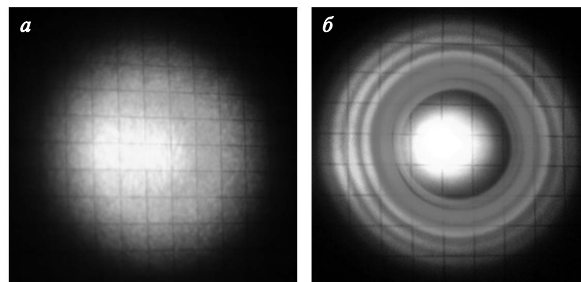


Рис.1. Картина конической эмиссии, наблюдаемая в эксперименте при филаментации в стекле К 108 импульсов на длине волны 800 нм с длительностью 50 фс и частотой следования 1 кГц в случае фокусировки линзой с фокусным расстоянием 60 см импульсов с энергией 50 мкДж (а) и фокусировки аксиконом с углом при вершине 179° импульсов с энергией 30 мкДж (б). Цена деления сетки, нанесенной на изображения, равна 0.5 см. Цветное изображение рис.1 приведено на 3-й стр. обложки журнала и на последней странице статьи.

С дальнейшим повышением энергии импульса картина конической эмиссии на экране существенно зависела от вида фокусировки. На рис.1 приведены изображения конической эмиссии на экране, полученные экспозицией 1000 импульсов при фокусировке линзой и аксиконом. (Цветное изображение конической эмиссии приведено на 3-й стр. обложки.) При фокусировке линзой импульса с энергией более 8 мкДж кольца конической эмиссии распались на спеклы (рис.1,а). При аксиконовой фокусировке картина эмиссии качественно изменялась, когда энергия импульса начинала превышать 13 мкДж. Непрерывно меняющийся по цвету спектр конической эмиссии превращался в узкие цветные кольца, разделенные тонкими черными кольцами малой интенсивности (рис.1,б).

Одновременно с увеличением энергии качественно менялся характер филаментации внутри образца. При фокусировке линзой импульса с энергией более 8 мкДж филамент распадался на беспорядочное множество расположенных рядом светящихся нитей (рис.2,а). В случае аксиконовой фокусировки филамент превращался в последовательность ярких отрезков (рис.2,б), возникающих вследствие эффекта рефокусировки импульса при филаментации [17]. С увеличением энергии импульса число таких отрезков возрастало; так, при энергии 30 мкДж в образце были видны четыре ярких отрезка.

Качественно наблюдаемые картины можно объяснить следующим образом. Пиковая мощность импульса с энергией 10–30 мкДж в сотни раз превышает критическую мощность самофокусировки в стекле. При фокусировке такого импульса линзой перед ее геометрическим фокусом в перетяжке пучка возникает множество филаментов и связанных с ними плазменных каналов, распо-

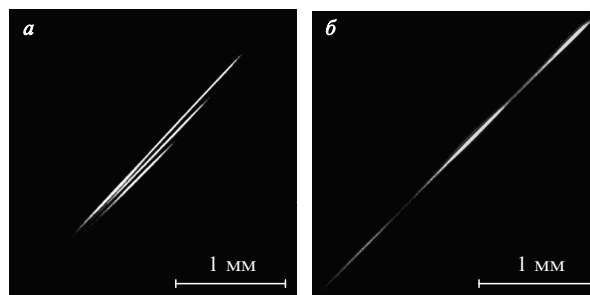


Рис.2. Типичная картина филаментов в стекле К 108 при фокусировке линзой импульсов с энергией 10 мкДж (а) и при фокусировке аксиконом импульсов с энергией 18 мкДж (б).

ложенных в пространстве случайным образом. Каждый филамент со своим плазменным каналом является источником генерации белого света. Суперпозиция излучения конической эмиссии такого множества когерентных источников [9, 18] образует спекл-картину, которая в общем случае является нерегулярной от импульса к импульсу (см. рис.1,а). В случае использования аксикона в силу наложения сходящихся волн при такой фокусировке происходит многократная рефокусировка импульса, распространяющегося в среде с сильной материальной дисперсией [19]. В филаменте образуется последовательность областей локализации энергии и соответствующий ей плазменный канал с несколькими максимумами электронной плотности. Распределение источников суперконтинуума оказывается модулированным в пространстве вдоль филамента, и это расположение устойчиво к малым флуктуациям в импульсе. В результате многолучевой интерференции излучения от последовательности таких источников формируются узкие интерференционные максимумы в виде расщепленных колец конической эмиссии (см. рис.1,б).

Следует отметить, что материальная дисперсия среды существенно влияет на рефокусировку при филаментации импульса. Как показано в [19], при сильной материальной дисперсии среды многократная рефокусировка возникает в импульсе, пиковая мощность которого во много раз превышает критическую мощность самофокусировки в среде.

3. Численное исследование конической эмиссии

Для анализа экспериментальных результатов численно моделировалось распространение фемтосекундного лазерного импульса в стекле при различных условиях фокусировки. Задача рассматривалась в осесимметричной постановке. Уравнение для комплексной амплитуды светового поля $E(r, t, z)$ в образце описывает дифракцию и дисперсию импульса, а также его нелинейно-оптическое взаимодействие, обусловленное эффектом Керра и нелинейностью наведенной лазерной плазмы:

$$2ik \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial E}{\partial t} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) - kk''_{\omega} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2k^2}{n_0} \times (\Delta n_k + \Delta n_{pl})E - ik\alpha E, \quad (1)$$

где v_{gr} – групповая скорость; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; k''_{ω} – коэффициент разложения во втором приближении теории дисперсии; $\Delta n_k = \frac{1}{2}n_2|E|^2$ – изменение показателя преломления, вызванное эффектом Керра; n_0 – показатель преломления среды. Приращение показателя преломления в наведенной лазерной плазме

$$\Delta n_{pl} = -\frac{\omega_{pl}^2}{2n_0(\omega_0^2 + v_{col}^2)} \left(1 - i \frac{v_{col}}{\omega_0} \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_0^2 + v_{col}^2} \right), \quad (2)$$

где $\omega_{pl} = (4\pi N_e e^2/m_e)^{1/2}$ – плазменная частота; v_{col} – частота упругих столкновений электронов с молекулами среды; ω_0 – частота лазерного излучения; m_e – масса электрона. Концентрация электронов $N_e(r, t, z)$ в лазерной плазме определяется кинетическим уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e) + v_i N_e - \beta N_e^2, \quad (3)$$

где $R(|E|^2)$ – скорость многофотонной ионизации, рассчитываемая по теории Келдыша [20]; N_0 – концентрация нейтральных молекул в среде; $v_i = e^2 E^2 v_{col} / (2m W_g (\omega_0^2 + v_{col}^2))$ – частота неупругих столкновений, определяющая лавинную ионизацию; W_g – потенциал ионизации; β – сечение электрон-ионной рекомбинации; $\alpha = m\hbar\omega_0 I^{-1} \times R(|E|^2)(N_0 - N_e)$ – коэффициент поглощения энергии при многофотонной ионизации; m – степень многофотонности; I – плотность мощности лазерного импульса. Поле $E(r, t, z)$ излучения, падающего на образец, задавалось в следующем виде:

$$E(z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \exp\left[-\frac{r^2}{2a_0^2} + i\varphi(r)\right], \quad (4)$$

где $2\tau_0$ – длительность импульса по уровню e^{-1} ; a_0 – радиус пучка на передней грани образца. Фаза $\varphi(r)$ представлялась следующим образом: при фокусировке линзой –

$$\varphi_{lens}(r) = \frac{kr^2}{2R_r} \quad (5)$$

(R_r – расстояние от центра образца, где находится геометрический фокус, до его передней грани), при фокусировке аксиконом –

$$\varphi_{ax}(r) = kr(n_{ax} - 1) \cot \frac{\gamma}{2} \quad (6)$$

(n_{ax} – показатель преломления материала аксикона).

Для численного анализа системы уравнений (1)–(3) с начальными условиями (4)–(6) применялось расщепление по физическим факторам. При этом задача дифракции решалась методом прогонки в переменных r, z для каждого временного слоя импульса, задача дисперсии – интегрированием в спектральном пространстве ω, z для каждого значения r с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье и задача нелинейного набега фазы – в пространстве переменных r, t, z . Вычисления осуществлялись на компьютере Athlon (2000 МГц), ресурсы которого не позволяли полностью воспроизвести условия эксперимента. Из-за ограниченного объема оперативной памяти (2 Гб) оказалось возможным получение надежных результатов при энергии импульса, не превышающей 2 мкДж.

При энергии импульса 2 мкДж временные и пространственные градиенты светового поля в филаменте и концентрации электронов в плазменном канале относительно невелики, и их способна воспроизвести расчетная сетка максимально возможной для используемого компьютера размерности. В импульсе с такой энергией полоса спектра конической эмиссии не превышает 100 нм, что значительно меньше наблюдаемой в эксперименте при энергии 10–30 мкДж. Тем не менее результаты вычислительного эксперимента качественно воспроизводят характерные черты конической эмиссии при филаментации импульса в стекле. На рис.3 изображена картина конической эмиссии, рассчитанная для геометрии эксперимента при фокусировке линзой и аксиконом импульса с энер-

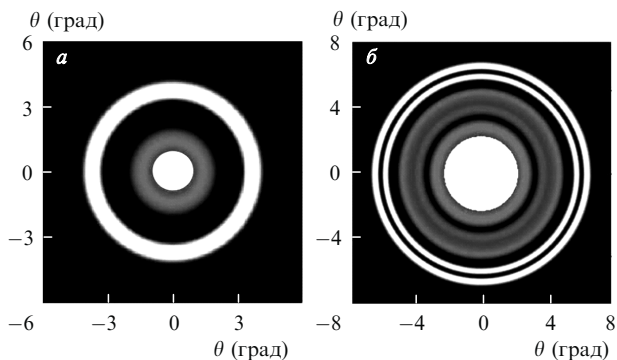


Рис.3. Картина конической эмиссии, полученная численно при фокусировке линзой (а) и аксиконом (б). Внутренние кольца соответствуют длине волны конической эмиссии 750 нм, внешние – 700 нм.

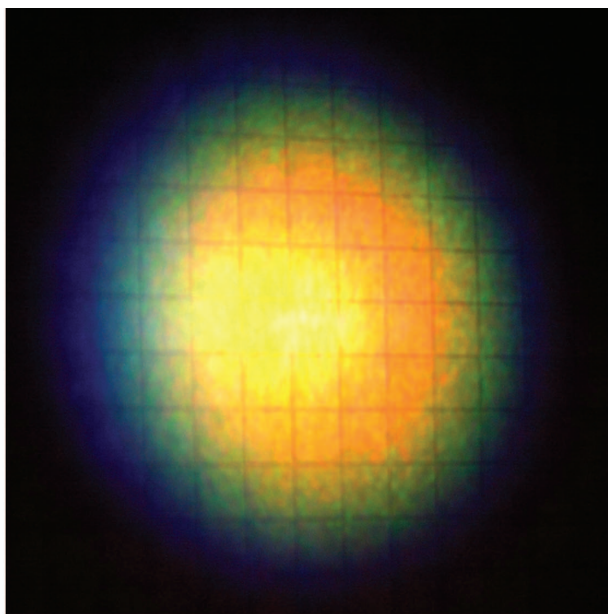
гией 2 мкДж. Видно формирование тонких интерференционных колец в конической эмиссии импульса при аксиконной фокусировке, что и наблюдалось в эксперименте.

4. Заключение

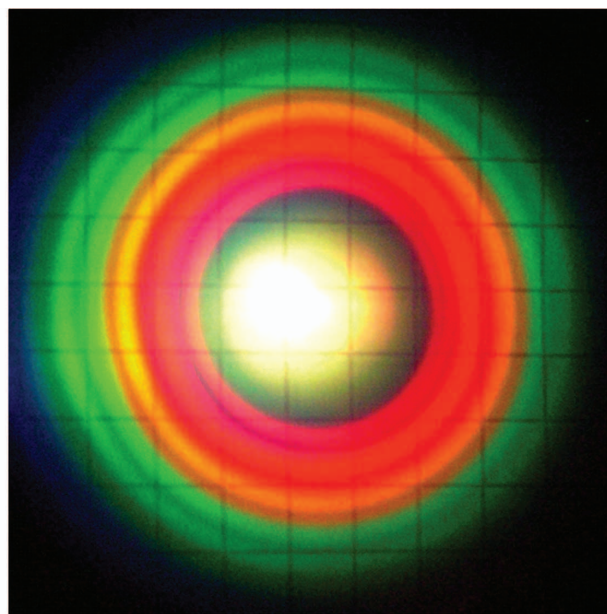
При фокусировке фемтосекундного импульса с энергией 2–30 мкДж в объем стекла возникает филаментация, которая сопровождается генерацией широкополосного излучения конической эмиссии. Изменение картины конической эмиссии с увеличением энергии импульса существенно зависит от вида фокусировки. При фокусировке линзой кольца конической эмиссии распадаются на спеклы, что обусловлено стохастической многофиламентацией импульса. При фокусировке аксиконом непрерывный по углу спектр конической эмиссии расщепляется на множество узких концентрических колец. Такой характер трансформации картины конической эмиссии объясня-

ется интерференцией излучения множества источников суперконтинуума, возникающих вследствие многократной рефокусировки при филаментации импульса.

1. Alfano R.R., Shapiro S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 592 (1970).
2. Smith W.L., Liu P., Bloembergen N. *Phys. Rev. A*, **15**, 2396 (1977).
3. Golub I. *Opt. Lett.*, **15**, 305 (1990).
4. Fork R.L., Shank C.V., Hirlimann C., Yen R., Tomlinson W.J. *Opt. Lett.*, **8**, 1 (1983).
5. Xing Q., Yoo K.M., Alfano R.R. *Appl. Opt.*, **32**, 2087 (1993).
6. Nibbering E.T. J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
7. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
8. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 335 (2001).
9. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
10. Brodeur A., Chin S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4406 (1998).
11. Chihiro Nagura, Akira Suda, Hiroyuki Kawano, Minoru Obara, Katsumi Midorikawa. *Appl. Opt.*, **41**, 3735 (2002).
12. Dharmadhikari A.K., Rajgara F.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **82**, 575 (2006).
13. Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 215 (2003).
14. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
15. Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И., Сергеев А.М., Степанов А.Н., Хазанов Е.А. *УФН*, **169**, 80 (1999).
16. Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **35**, 1013 (2005).
17. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
18. Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 348 (2004).
19. Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Kandidov V.P. *Opt. Commun.*, **225**, 193 (2003).
20. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **20**, 1307 (1965).



а



б

Рис.1. Картина конической эмиссии, наблюдаемая в эксперименте при филаментации в стекле К 108 импульсов на длине волны 800 нм с длительностью 50 фс и частотой следования 1 кГц в случае фокусировки линзой с фокусным расстоянием 60 см импульсов с энергией 50 мкДж (а) и фокусировки аксиконом с углом при вершине 179° импульсов с энергией 30 мкДж (б). Цена деления сетки, нанесенной на изображения, равна 0.5 см. Цветное изображение рис.1, приведенного на 822-й стр. журнала.