

# Дискретные кольца конической эмиссии при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в кварце

А.Е.Дормидонов, В.П.Кандидов, В.О.Компанец, С.В.Чекалин

*Экспериментально и численно исследовано излучение суперконтинуума при филаментации спектрально ограниченных коллимированных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачной конденсированной среде (плавленом кварце KV-1). Обнаружен эффект расщепления расходящегося излучения конической эмиссии суперконтинуума на дискретные кольца при увеличении энергии импульсов.*

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

## 1. Введение

Сверхуширение спектра мощных фемтосекундных лазерных импульсов при самовоздействии давно привлекает внимание исследователей [1]. В процессе филаментации лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках сверхуширение частотного спектра импульса происходит одновременно с уширением его углового спектра и формированием так называемой конической эмиссии суперконтинуума [2–4]. В средах с нормальной дисперсией групповой скорости угловая расходимость конической эмиссии суперконтинуума возрастает с уменьшением длины волны  $\lambda$  широкополосного излучения. В результате при образовании протяженного филамента в плоскости поперечного сечения наблюдается непрерывная радужная картина цветных колец, радиус которых монотонно увеличивается с уменьшением длины волны излучения суперконтинуума.

При филаментации излучения в среде с нормальной дисперсией распределение спектральной интенсивности в переменных  $\theta, \lambda$  ( $\theta$  – угол расходимости конической эмиссии в среде) имеет характерную X-образную форму, что особенно наглядно проявляется в конденсированных средах (например, в воде) для импульса, центральная длина волны которого лежит в видимом диапазоне [5]. При фокусировке импульса с помощью аксикона непрерывный угловой спектр образующейся при филаментации импульса в стекле K108 конической эмиссии распадается на узкие кольца, разделенные интерференционными минимумами [6]. Появление дискретных по углу колец конической эмиссии при филаментации в воздухе импульса с фазовой модуляцией обсуждается в [7]. О расщеплении непрерывного по углу спектра конической эмиссии на дискретные кольца при филаментации импульса на длине

волны 800 нм в плавленом кварце сообщено в [8]. Дискретные кольца конической эмиссии наблюдались в [9] при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в кристалле  $BaF_2$ .

В настоящей работе исследуется коническая эмиссия суперконтинуума при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного импульса в плавленом кварце. Экспериментально и численно анализируется формирование конической эмиссии суперконтинуума в процессе филаментации импульсов различной энергии. Предложена простая интерференционная модель для физической интерпретации полученных результатов.

## 2. Экспериментальная установка

Исследования конической эмиссии суперконтинуума выполнены на фемтосекундном спектроскопическом стенде, созданном в Центре коллективного пользования Института спектроскопии РАН (Троицк). На данном стенде можно измерять частотно-угловое распределение интенсивности суперконтинуума при филаментации в конденсированных средах фемтосекундных импульсов с энергией до 1 мДж на длине волны 800 нм и до 100 мкДж при использовании параметрического усилителя, позволяющего перестраивать длину волны в широком диапазоне (рис.1). Установка состоит из перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire HP (Ti:сапфир). На регенеративный усилитель подаются импульсы фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:сапфир) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs. Для накачки регенеративного усилителя используется твердотельный импульсный лазер Evolution X. (Все приборы – производство Spectra Physics.) На выходе параметрического усилителя TOPAS излучение имеет следующие параметры: длина волны 250–10000 нм (в зависимости от используемого преобразования), длительность импульсов 35–150 фс.

Эксперименты проводились с импульсами с длиной волны 800 нм, длительностью 35 фс и частотой повторения 1 кГц. Спектральная полуширина импульсов по половине высоты (FWHM) составляла  $\sim 20$  нм. Для конт-

А.Е.Дормидонов, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: kandidov@phys.msu.ru  
В.О.Компанец, С.В.Чекалин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.;  
e-mail: kompanetsvo@isan.troitsk.ru, chekalin@isan.troitsk.ru

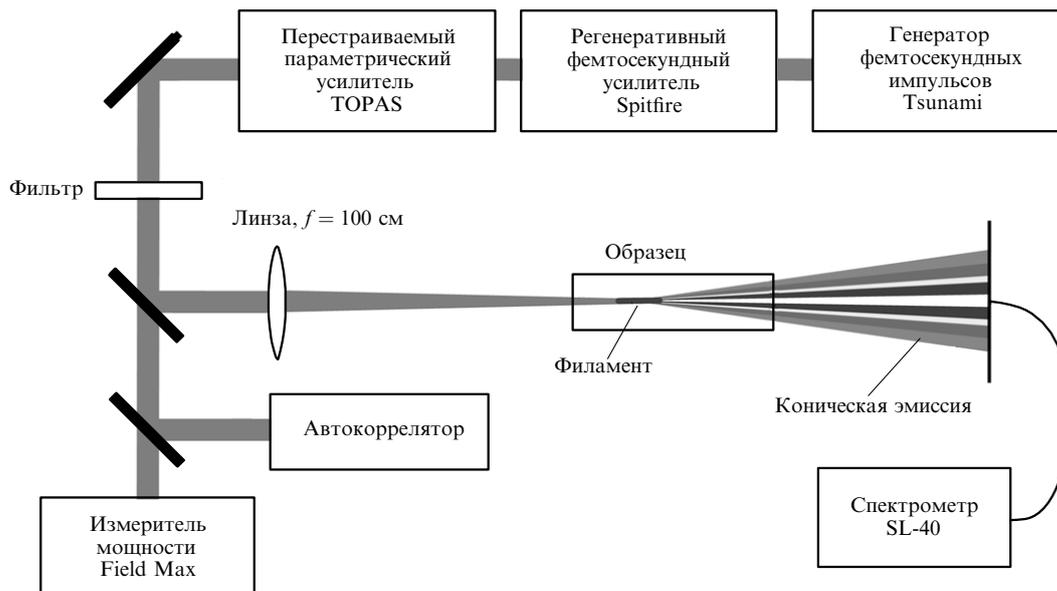


Рис.1. Схема спектроскопического стенда для измерения частотно-углового распределения излучения суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в конденсированных средах.

роля параметров импульсов использовались измеритель мощности и автокоррелятор, позволяющий измерять автокорреляционную функцию в диапазоне 460–1100 нм. На выходе лазерной установки диаметр пучка (FWHM) составлял 3 мм.

Для получения конической эмиссии фемтосекундное излучение фокусировалось кварцевой линзой с фокусным расстоянием 100 см на поверхность образца. С помощью профилометра LBP-2 определялись положение и диаметр перетяжки пучка, в которой устанавливался входной торец образца из плавленого кварца КУ-1. Таким образом, на образец размером  $3 \times 3 \times 13.5$  см подавались спектрально ограниченные коллимированные лазерные импульсы; диаметр пучка на входном торце составлял 100 мкм. В процессе измерений постоянный уровень мощности излучения поддерживался с помощью нейтрального фильтра переменной плотности (0–2 опт. ед.), выполненного в виде диска диаметром 10 см. Через боковую грань образца зеркальной цифровой фотокамерой Canon EOS 400D (время экспозиции 15 с) регистрировалось образование светящихся нитей (филаментов с высокой плотностью энергии) и, следовательно, областей ионизации вещества (плазменных каналов). Регистрация излучения, возникающего при рекомбинации лазерной плазмы филамента, позволяла определять протяженность и расположение плазменных каналов и оценивать концентрацию электронов в них по яркости свечения нити.

На расстоянии 20 см от выходной грани образца располагался белый экран, на котором наблюдалась коническая эмиссия суперконтинуума. Для регистрации картины, формируемой конической эмиссией на экране, использовалась зеркальная цифровая камера Canon EOS 400D, которая обеспечивала необходимое пространственное разрешение и цветопередачу изображения. Измерение частотно-углового распределения интенсивности осуществлялось волоконным спектрометром, измерительная головка которого перемещалась в поперечном сечении по излучению конической эмиссии.

### 3. Экспериментальные результаты

Излучение конической эмиссии суперконтинуума и нитей филаментов в образце регистрировалось при изменении энергии импульсов в диапазоне 0.5–10 мкДж. При энергии импульсов более 0.8 мкДж в центре экрана появлялось красное пятно, с дальнейшим ростом энергии оно становилось желто-зеленым (1.1 мкДж), а затем белым (1.3 мкДж), что свидетельствует о плавном уширении спектра суперконтинуума. В диапазоне энергии 1.3–1.8 мкДж вокруг пятна белого света широкополосного излучения суперконтинуума появлялись цветные кольца конической эмиссии, радиус которых монотонно увеличивался с ростом частотного смещения в антистоксову область. Угол расходимости для коротковолновой области спектра конической эмиссии составлял  $\sim 0.1$  рад. Внутри образца на расстоянии 12 мм от входной грани формировался один плазменный канал протяженностью 2–3 мм (рис.2,а). С ростом энергии импульса до 1.9 мкДж и выше сплошной по углу спектр концентрических колец конической эмиссии расщеплялся на ряд дискретных узких цветных колец, разделенных темными кольцами малой интенсивности (рис. 2,б, в). При этом характерная для конической эмиссии зависимость радиуса цветных колец от их длины волны сохранялась. Угловая ширина цветных колец была сравнима с шириной темных колец и составляла около 0.01 рад.

Одновременно с увеличением энергии качественно менялся характер филамента внутри образца. Так, при энергии 2 мкДж после формирования первого плазменного канала на расстоянии 9 мм от входного торца образца возникал второй плазменный канал, расположенный на оси филамента на некотором расстоянии за первым (рис.2,б). Общая протяженность плазменного канала, а следовательно, и источника широкополосного излучения суперконтинуума возрастала, достигая 5–6 мм. Импульсы с энергией 2.4 мкДж образовывали последовательную цепочку из четырех плазменных каналов суммарной длиной более 8 мм. При этом с ростом энергии

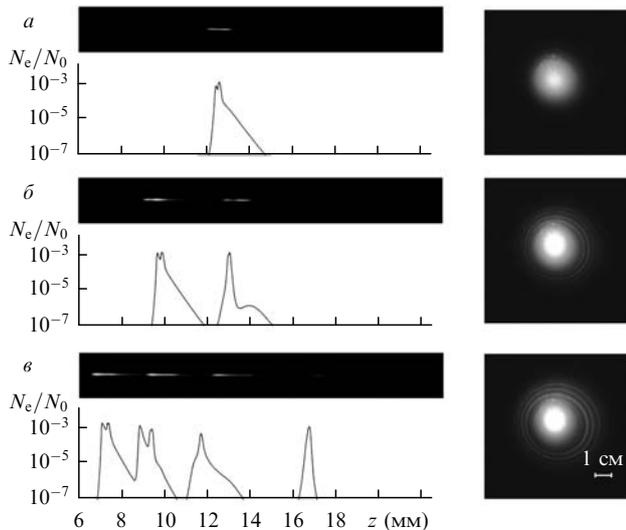


Рис.2. Расщепление колец конической эмиссии в образце плавного кварца при филаментации импульсов с длиной волны 800 нм и длительностью 35 фс. Слева: фотографии – изображения плазменных каналов, зарегистрированные фотокамерой через боковую грань образца, кривые – концентрации электронов  $N_e(z)$  на оси плазменных каналов, полученные численно; справа: изображения конической эмиссии, зарегистрированные фотокамерой (цветные изображения колец конической эмиссии см. на сайте [www.quantum-electron.ru](http://www.quantum-electron.ru)). Энергии импульсов 1.3 (а), 1.9 (б) и 2.4 мкДж (в).

кольца становились ярче, их угловая ширина увеличивалась.

Импульсы с энергией более 5 мкДж порождают множество филаментов и связанных с ними плазменных каналов, случайно расположенных в поперечном сечении пучка. Суперпозиция излучения конической эмиссии такого множества когерентных источников приводит к «замыванию» дискретных колец эмиссии и к образованию спекл-картины, которая в общем случае нерегулярна от импульса к импульсу [6].

#### 4. Численное моделирование

Для теоретического исследования конической эмиссии разработаны модель филаментации фемтосекундного лазерного импульса в конденсированных средах и программное обеспечение, которые позволяют численно моделировать генерацию суперконтинуума при филаментации излучения в широком диапазоне длин волн. Созданная модель наряду с дифракцией и нелинейно-оптическим взаимодействием фемтосекундного излучения со средой в полной мере учитывает материальную дисперсию в конденсированной среде в соответствии с формулой Селлмейера. Уравнение относительно медленно меняющейся амплитуды импульса получено при удержании членов второго порядка малости в производных по времени [10]. Это позволяет воспроизвести волновую нестационарность при самомодуляции импульса, которая проявляется в увеличении крутизны заднего фронта импульса и в формировании ударной волны огибающей [1]. Благодаря этому существенно расширяется частотный диапазон, воспроизводимый в методе медленно меняющихся амплитуд, что необходимо для адекватного описания сверхуширения импульса при самовоздействии.

В результате численного моделирования филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в условиях

поставленного эксперимента получены распределения свободных электронов  $N_e(r, z)$  в плазменных каналах и комплексной огибающей светового поля  $E(r, t)$  выходного излучения для импульсов на несущей частоте  $\omega_0$ . На рис.2 приведены рассчитанные концентрации свободных электронов на оси плазменных каналов  $N_e(z)$ , образованных импульсами с энергиями 1.3, 1.9 и 2.4 мкДж. С ростом энергии импульса в объеме кварца возникает цепочка плазменных каналов, расположенных последовательно друг за другом. Образование цепочки из нескольких плазменных каналов является следствием многократной рефокусировки лазерного импульса в нелинейной среде. Следует отметить, что материальная дисперсия среды существенно влияет на рефокусировку при филаментации импульса. Как показано в [11], в среде с сильной материальной дисперсией многократная рефокусировка возникает в импульсе, пиковая мощность которого в сотни раз превышает критическую мощность самофокусировки. Геометрические параметры плазменных каналов, их протяженность и расположение в объеме среды совпадают с результатами эксперимента. Пиковая концентрация электронов  $N_e(r, z)$ , полученная численно, немонотонно меняется вдоль отдельных плазменных каналов. Так, на профиле концентрации  $N_e(z)$  (рис.2,а) присутствуют два ярко выраженных максимума, что полностью соответствует «гантелеобразному» изображению плазменных образований, зарегистрированному в эксперименте. Как показал анализ результатов численного моделирования, такая неоднородность плазменного канала связана с образованием вторичного максимума на профиле импульса в результате рефокусировки его хвостовой части в условиях сильной материальной дисперсии.

Частотно-угловой спектр лазерного импульса определяется выражением

$$S(k_{\perp}, \Omega) = \text{const} \left| \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(r, t) J_0(k_{\perp} r) e^{-i\Omega t} r dr dt \right|^2, \quad (1)$$

где  $J_0(k_{\perp} r)$  – функция Бесселя нулевого порядка;  $\Omega = \omega - \omega_0$  – частотный сдвиг излучения суперконтинуума на частоте  $\omega$  от несущей частоты  $\omega_0$ ;  $k_{\perp} = \sqrt{k^2 - k_z^2}$  – поперечная компонента волнового вектора  $k(\omega) = \omega n(\omega) \times c^{-1}$ ;  $n(\omega)$  – показатель преломления среды. При сравнении спектральной интенсивности с экспериментальными результатами осуществлен переход от переменных  $k_{\perp}, \Omega$  к переменным  $\theta, \lambda$  (где  $\theta = k_{\perp}/k$ ,  $\lambda = 2\pi c/\omega$ ). Из энергетического соотношения

$$E = \iint S(k_{\perp}, \omega = \omega_0 + \Omega) dk_{\perp} d\omega = \iint S(\theta, \lambda) d\theta d\lambda \quad (2)$$

следует [12], что

$$S(\theta, \lambda) = S(k_{\perp}, \omega) \frac{n(\omega)\omega^3}{2\pi c^2}. \quad (3)$$

Учет спектральной чувствительности  $h(\lambda)$  цифровой фотокамеры, используемой для регистрации распределения конической эмиссии на экране, позволяет получить угловое распределение спектральных компонент излучения в формате лабораторного эксперимента:

$$S_h(\theta, \lambda) = S(\theta, \lambda)h(\lambda). \quad (4)$$

Спектральная чувствительность  $h(\lambda)$  близка к чувстви-

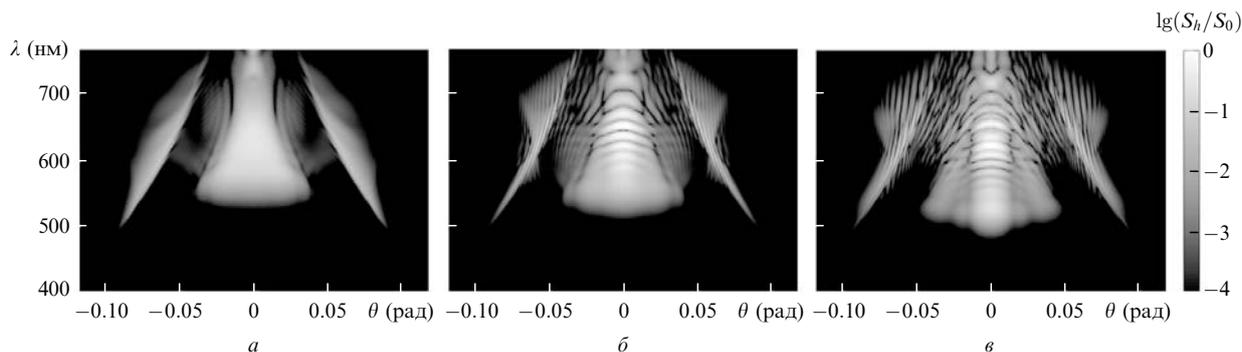


Рис.3. Тоновые изображения «видимых» частотно-угловых спектров  $S_h(\theta, \lambda)$  лазерных импульсов при филаментации в плавленном кварце, полученных численно для условий эксперимента, при энергиях импульсов 1.3 (а), 1.9 (б) и 2.4 мкДж (в);  $S_0$  – нормировочный множитель.

тельности человеческого глаза и имеет максимум в области зеленой длины волны, значительно спадая с приближением к границам видимого диапазона. Спектр  $S_h(\theta, \lambda)$  можно назвать «видимым», т.к. он соответствует воспринимаемому глазом спектру широкополосного излучения.

На рис.3 в логарифмическом масштабе представлены тоновые изображения рассчитанных для условий эксперимента «видимых» частотно-угловых спектров  $S_h(\theta, \lambda)$  лазерных импульсов с энергиями 1.3, 1.9 и 2.4 мкДж. Видно, что области наибольшей интенсивности спектральных компонент  $S_h(\theta, \lambda)$  на плоскости  $(\theta, \lambda)$  смещаются к большему по модулю углам  $\theta$  с уменьшением длины волны суперконтинуума, образуя тем самым расходящееся излучение конической эмиссии. При малой энергии импульса (рис.3,а) угол  $\theta$  монотонно растет с уменьшением  $\lambda$ , что соответствует образованию в дальней зоне непрерывных колец конической эмиссии, наблюдаемых в эксперименте (рис.2,а). При увеличении энергии до 1.9 и 2.4 мкДж (рис.3,б, в) в частотно-угловом распределении

$S_h(\theta, \lambda)$  появляется модуляция спектральной интенсивности как по углу расходимости, так и по длине волны. Угловая модуляция, особенно ярко выраженная в окрестности длины волны 650 нм, воспроизводит расщепление излучения конической эмиссии на дискретные красные кольца, зарегистрированные в эксперименте (рис.2,б, в). При этом угловая ширина дискретных колец в спектре  $S_h(\theta, \lambda)$  увеличивается с ростом энергии.

Для более наглядного сравнения численных и экспериментальных результатов на рис.4 представлены угловые зависимости спектральных компонент  $S_h^{\Delta\lambda}(\theta) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_h(\theta, \lambda) d\lambda$ , рассчитанные для ряда интервалов длин волн  $\lambda_1 - \lambda_2$  в видимой области спектра. При малой энергии импульса (1.3 мкДж) для каждого выделенного интервала длин волн существует по одному боковому максимуму (рис.4,а), что соответствует непрерывным радужным кольцам излучения конической эмиссии (рис.2,а). Так, при  $\theta = 0.08$  рад имеет место максимум зеленой линии (480–560 нм), что соответствует внешнему зеленому кольцу, зарегистрированному в эксперименте. При энергии импульса 2.4 мкДж (рис.4,б) в угловом распределении красной спектральной компоненты (600–730 нм) присутствует несколько ярко выраженных боковых максимумов, соответствующих красным дискретным кольцам конической эмиссии.

### 5. Интерпретация результатов

Появление модуляции спектральной интенсивности с ростом энергии лазерного импульса можно объяснить на основе простой интерференционной модели. Согласно [1, 4] частотно-угловое сверхуширение спектра импульса при филаментации возникает вследствие фазовой само-модуляции излучения, вызванной нелинейностью среды и наведенной лазерной плазмой, причем источники суперконтинуума в филаменте являются когерентными. Этот вывод подтвержден экспериментально в [13], где показано, что когерентность суперконтинуума не хуже когерентности начального импульса. Рассмотрим, например, случай формирования конической эмиссии, когда в объеме плавленного кварца образуются два плазменных канала, что соответствует энергии 1.9 мкДж (рис. 2,б). Будем считать, что коническая эмиссия является результатом интерференции расходящегося широкополосного излучения от двух когерентных источников, находящихся на расстоянии  $l$  друг от друга. Положим, что частотно-угловой спектр излучения каждого источника совпадает со спектром  $S(\theta, \lambda)$  импульса с энергией 1.3 мкДж, при которой образуется один плазменный канал

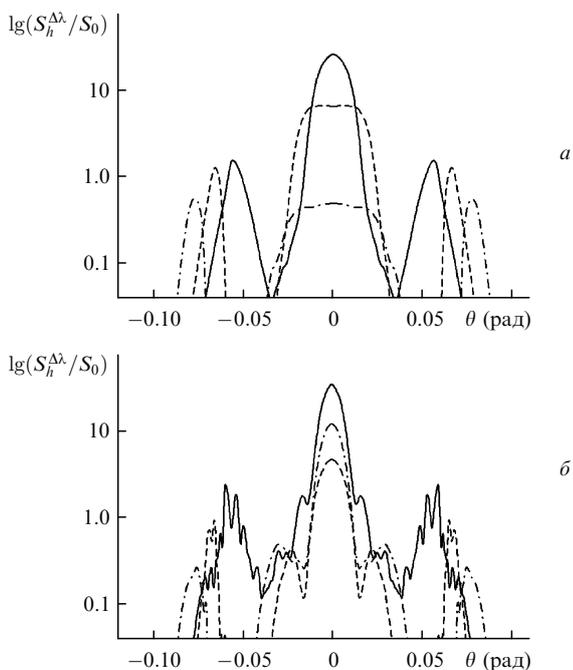


Рис.4. Угловые зависимости спектральных компонент  $S_h^{\Delta\lambda}(\theta)/S_0$ , рассчитанные для красного 600–730 нм (сплошная кривая), желтого 580–600 нм (штриховая кривая) и зеленого интервала длин волн 480–560 нм (штрих-пунктирная кривая) при энергиях импульсов 1.3 (а) и 2.4 мкДж (б).

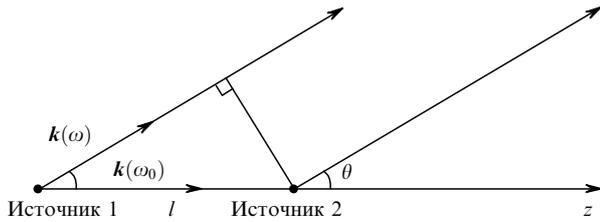


Рис.5. К расчету разности фаз между плоскими волнами, излучаемыми находящимися на расстоянии  $l$  друг от друга когерентными источниками.

(рис.3,а). Разность фаз между волнами на длине волны  $\lambda$ , излучаемыми данными источниками под углом  $\theta$ , есть (рис.5)

$$\Delta\varphi(\theta, \lambda) = l \left\{ \frac{\omega_0 - \omega}{v_g} - [k_0 - k(\omega) \cos \theta] \right\} = \frac{2\pi l}{\lambda_0} \left\{ \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \frac{c}{v_g} - \left[ 1 - \frac{\lambda_0 n(\lambda)}{\lambda n(\lambda_0)} \cos \theta \right] n(\lambda_0) \right\}. \quad (5)$$

Здесь учтено, что второй источник формируется излучением на основной длине волны  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$  на расстоянии  $l$  от первого. Нетрудно получить, что в дальней зоне спектральная интенсивность суммарного широкополосного излучения от двух источников определяется выражением

$$S^\Sigma(\theta, \lambda) = 4S(\theta, \lambda) \cos^2(\Delta\varphi(\theta, \lambda)/2). \quad (6)$$

На рис.6 приведено тоновое изображение частотно-углового спектра  $S_h^\Sigma(\theta, \lambda)$ , рассчитанного для источника с «видимым» спектром излучения  $S_h(\theta, \lambda)$  (рис.3,а) по формуле (6) при  $l = 2.5$  мм. Видно, что в спектре присутствует модуляция спектральной интенсивности по углу  $\theta$  и длине волны  $\lambda$ , совпадающая с полученной при численном моделировании (рис.3,б). Это позволяет заключить, что эффект углового расщепления колец конической эмиссии является результатом интерференции излучения от последовательности протяженных когерентных источников, образующихся при многократной рефокусировке импульса в среде с сильной материальной дисперсией.

### 6. Заключение

Впервые обнаружено экспериментально и исследовано теоретически образование множества дискретных колец из непрерывного по углу спектра конической эмиссии при филаментации в плавленом кварце спектрально ограниченного коллимированного излучения фемтосекундной длительности. Из детального анализа результатов численного моделирования филаментации импуль-

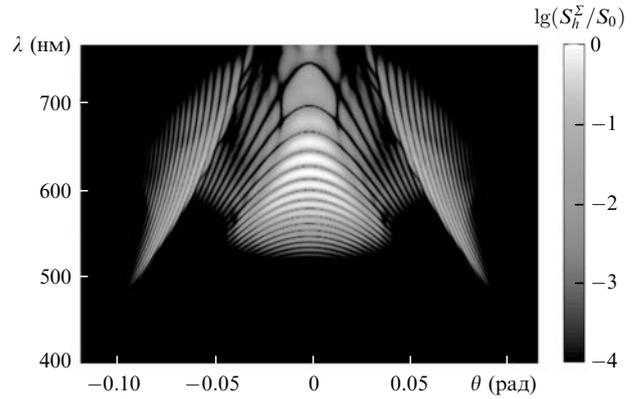


Рис.6. Тоновое изображение частотно-углового спектра  $S_h^\Sigma(\theta, \lambda)$  излучения, который является интерференцией двух когерентных источников конической эмиссии, находящихся на расстоянии  $l = 2.5$  мм друг от друга, с немодулированными спектрами  $S_h(\theta, \lambda)$  (рис.3,а).

сов с различной энергией следует, что угловое расщепление колец конической эмиссии происходит в результате интерференции излучения от нескольких протяженных когерентных источников, которые образуются при многократной рефокусировке импульса в среде с сильной материальной дисперсией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00517-а).

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
2. Nibbering E.T.J., Gurley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salif A., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
3. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
4. 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).
5. Couairon A., Gaizauskas E., Faccio D., Dubietis A., Di Trapani P. *Phys. Rev. E*, **73**, 016608 (2006).
6. Компанец В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **36**, 821 (2006).
7. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H. *Canad. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
8. Dormidonov A.E., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Kompanets V.O., Chekalin S.V. *Proc. 2nd Int. Symp. Filamentation* (Paris, 2008, p. 87).
9. Dharmadhikari A.K., Dharmadhikari J.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **94**, 259 (2009).
10. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
11. Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Kandidov V.P. *Opt. Commun.*, **225**, 193 (2003).
12. Faccio D., Couairon A., Di Trapani P. *Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics* (Roma: Aracne, 2007).
13. Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *J. Nonlinear Opt. Physics Mat.*, **8**, 121, (1999).