

Исследование спектральным методом резонансного поглощения при трехчастотном взаимодействии фемтосекундных импульсов в нелинейных кристаллах

С.С.Гречин

Получены укороченные уравнения для спектральных компонент параметрически взаимодействующих импульсов в нелинейно-оптических кристаллах, учитывающие дисперсию всех параметров среды. Приведены ограничения, в рамках которых используемая модель верна. Рассмотрено влияние резонансного поглощения на характеристики импульсов генерируемого излучения фемтосекундной длительности.

Ключевые слова: параметрическое взаимодействие, фемтосекундные импульсы, резонансное поглощение.

1. Введение

Одной из актуальных задач нелинейной оптики является преобразование частоты фемтосекундных лазерных импульсов при условии сохранения временных параметров генерируемого излучения [1–4]. Особенностью таких процессов является то, что взаимодействующие импульсы имеют ширину спектра в десятки–сотни нанометров. Для решения задачи преобразования необходимо использовать модель, адекватно учитывающую действие всех механизмов, влияющих на процесс преобразования частоты. Это влияние определяется спектральными зависимостями следующих параметров среды: дисперсии показателей преломления $n(\omega)$, дисперсии коэффициента нелинейной связи $\gamma(\omega)$, обусловленной как собственной линейной зависимостью от частоты, так и дисперсией коэффициента эффективной нелинейности $d_{\text{eff}}(\omega)$ ($\gamma(\omega) \sim \omega d_{\text{eff}}(\omega)$), и дисперсии коэффициента линейного поглощения $\alpha(\omega)$.

Обычно решение задачи преобразования частоты базируется на численном решении связанной системы нелинейных волновых уравнений, описывающей изменение полей взаимодействующих импульсов [5–23]. Как правило, учитывается только первый порядок дисперсии показателей преломления, ответственный за групповое разбегание импульсов. В работах [5–15] исследование процессов преобразования частоты было ограничено действием только этого механизма. При рассмотрении преобразования частоты предельно коротких импульсов учитывается также второй порядок дисперсии [16–22], ответственный за дисперсионное расплывание импульсов.

Влияние дисперсии коэффициента нелинейной связи $\gamma(\omega)$ исследовалось в работе [23] в рамках временной модели в отсутствие дисперсии показателей преломления и поглощения. При этом рассматривалось влияние собственной дисперсии коэффициента нелинейной связи $\gamma(\omega)$, а нелинейный характер зависимости $d_{\text{eff}}(\omega)$, проявляющийся

на границах диапазона прозрачности [24], не учитывался.

При очевидном влиянии механизмов линейного поглощения последнее не учитывалось при нелинейно-оптическом преобразовании частоты широкополосного излучения. Отметим, что наличие нелинейной зависимости коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ на границе диапазона прозрачности и пиков резонансного поглощения делает необходимым их учет при анализе процессов преобразования частоты. Например, пиками резонансного поглощения в диапазоне 2.5–5 мкм обладают кристаллы КТР, КТА, РТР и РТА [25, 26], которые являются эффективными преобразователями излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера в средний ИК диапазон [27]. Анализ влияния такого рода поглощения на характеристики генерируемого излучения до сих пор не проводился.

Нелинейность протекающих процессов определяет необходимость одновременного учета всех ограничивающих механизмов. Использование временной модели для решения задачи преобразования частоты с учетом дисперсии различных порядков всех параметров среды приводит к появлению большого числа слагаемых в решаемых уравнениях. При этом дисперсионные зависимости параметров среды аппроксимируются с помощью полиномиальных функций. Появление новых слагаемых в уравнениях, описывающих процесс преобразования, соответствует учету новых членов в полиномиальном разложении дисперсионных зависимостей. Исходя из того, что все основные свойства кристаллов определяются дисперсионными зависимостями, целесообразно решать задачу преобразования частоты в спектральной области, т. е. использовать спектральную модель. При таком подходе автоматически учитываются все порядки дисперсии параметров среды, а также появляется возможность использовать экспериментально измеренные дисперсионные зависимости этих параметров без их аппроксимации.

Спектральные модели применялись для анализа формирования пространственных параметров излучения при преобразовании частоты [28–38] и исследовании процессов, основанных на нелинейности керровского типа (см., напр., [6, 39]). Для анализа формирования временных параметров спектральный метод использовался в работах

С.С.Гречин, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: grechin@psi.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 7 июня 2004 г., после доработки – 23 декабря 2004 г.

[40–43]. При этом, как правило, в качестве исходных принимались укороченные волновые уравнения, в которых сделаны определенные ограничения. В работе [40] пренебрегалось волновой расстройкой между всеми спектральными компонентами, которая в действительности имеет место даже в случае точного выполнения условия фазового синхронизма и существенно влияет на процесс преобразования частоты. Также необходимо отметить, что ни в одной из этих работ не учитывалось поглощение и тем более – дисперсия поглощения.

Особняком стоят задачи преобразования частоты для получения спектрального распределения гармоник, используемого для измерения длительности импульса (например, методом измерения корреляции интенсивности в сочетании со спектральным разложением (FROG) [44]). Для этих задач, решаемых и спектральным методом, не требуется высокой эффективности преобразования и решение ищется в приближении заданного поля и пренебрежении действием большинства ограничивающих механизмов (см., напр., [45]).

Целью настоящей работы являются разработка спектральной модели для решения задач преобразования частоты импульсов фемтосекундной длительности в условиях сильного энергообмена с учетом дисперсии всех основных параметров среды (показателей преломления и поглощения, коэффициентов эффективной нелинейности и нелинейной связи) и анализ влияния резонансного поглощения на характеристики генерируемого излучения.

2. Описание спектральной модели

Проведем вывод уравнений спектральной модели аналогично тому, как это было сделано в [5] для временной модели, с тем отличием, что волновое уравнение будем решать не для полей взаимодействующих волн, а для их спектров. В качестве исходного берется полное волновое уравнение в приближении плоских волн

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 D_i}{\partial t^2}, \quad i = x, y, z, \quad (1)$$

где E_i – напряженность поля;

$$D_i = \varepsilon_0 E_i + \varepsilon_0 P_i = \varepsilon_0 E_i + \varepsilon_0 (P_i^L + P_i^{NL}) \quad (2)$$

– электрическая индукция; μ_0 и ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемости; P_i – компонента поляризуемости среды.

При высокоэффективном преобразовании частоты фемтосекундных импульсов важным является условие сохранения временного профиля генерируемого излучения. В связи с этим выбирается такой режим взаимодействия, при котором интенсивность излучения была бы меньше интенсивности самовоздействия. В противном случае эффекты самовоздействия, обусловленные нелинейностью среды третьего порядка, приведут к деформации временного профиля и спектра генерируемого излучения [7]. В настоящей работе эффекты самовоздействия не учитывались, т. к. полагалось, что рассматриваемые интенсивности излучения меньше интенсивности самовоздействия.

Выражение для спектра линейной поляризуемости $\mathcal{P}_i^L(\omega)$ имеет вид [46]

$$\mathcal{P}_i^L(\omega) = \frac{1}{2} \sum_k \chi_{ik}(\omega) E_k(\omega), \quad i, k = x, y, z, \quad (3)$$

где $\chi_{ik}(\omega)$ – тензор диэлектрической восприимчивости.

Учитывая тот факт, что спектр суммарного электрического поля есть сумма спектров участвующих во взаимодействии импульсов, спектр поля можно представить в виде

$$E(\omega) = \sum_m \frac{1}{2} [\mathcal{E}^{(m)}(\omega) + \mathcal{E}^{(m)*}(\omega)], \quad m = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где $\mathcal{E}^{(m)}$ – компоненты комплексного спектра m -го импульса, который имеет центральную частоту ω_m . Выражение для спектра нелинейной поляризуемости будет содержать несколько членов, соответствующих всем видам трехчастотного взаимодействия – генерации суммарной, разностной и комбинационных частот для всех комбинаций взаимодействующих полей. Например, для компоненты спектра нелинейной поляризуемости при генерации волны с центральной частотой ω_3 , которая соответствует генерации суммарной частоты импульсов с центральными частотами ω_1 и ω_2 , получим выражение

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_i^{(3)NL}(\omega) = & \frac{1}{2} \sum_k \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{ikj}^{(2)}(\omega; \omega', \omega - \omega') \\ & \times [\mathcal{E}_k^{(1)}(\omega') \mathcal{E}_j^{(2)}(\omega - \omega') + \mathcal{E}_k^{(2)}(\omega') \mathcal{E}_j^{(1)}(\omega - \omega')] d\omega', \\ & i, k, j = x, y, z, \end{aligned} \quad (5)$$

а для модуля вектора поляризуемости – выражением

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{(3)NL}(\omega) = & \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}}(\omega; \omega', \omega - \omega') \mathcal{E}^{(1)}(\omega') \\ & \times \mathcal{E}^{(2)}(\omega - \omega') d\omega', \end{aligned} \quad (6)$$

где d_{eff} – коэффициент эффективной нелинейности для выбранного типа взаимодействия (см., напр., [47]). В (6) учтено также частотно-перестановочное свойство тензора $\chi_{ikj}^{(2)}(\omega''; \omega', \omega'' - \omega') = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega''; \omega'' - \omega', \omega')$. Для спектра нелинейной поляризуемости, отвечающей за генерацию излучения с центральными частотами ω_1 и ω_2 , соотношения аналогичны.

Введем обозначения $\tilde{E}^{(m)}(\omega) = \mathcal{E}^{(m)}(\omega - \omega_m)$, $\tilde{D}^{(m)}(\omega) = \mathcal{D}^{(m)}(\omega - \omega_m)$ (где $\mathcal{D}^{(m)}$ – компоненты комплексного спектра индукции m -го импульса). Во временном представлении это эквивалентно выражению $\tilde{E}^{(m)}(t, z) = \mathcal{E}^{(m)}(t, z) \times \exp(i\omega_m t)$. Используя (2), (3), (6), теорему о смещении ($\tilde{E}(\omega, z) \equiv \mathcal{E}(\omega - \omega_0, z)$), а также условие $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$, получаем

$$\begin{aligned} \tilde{D}^{(3)}(\omega) = & \varepsilon_0 \tilde{E}^{(3)}(\omega) + \varepsilon_0 \chi(\omega + \omega_3) \tilde{E}^{(3)}(\omega) \\ & + \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}}(\omega + \omega_3; \omega' + \omega_1, \omega - \omega' + \omega_2) \\ & \times \tilde{E}^{(1)}(\omega') \tilde{E}^{(2)}(\omega - \omega') d\omega'. \end{aligned} \quad (7)$$

Такое представление для спектров удобно при проведении численного моделирования, т. к. в этом случае все спектры задаются относительно нуля. Для краткости введем обозначение

$$d_{\text{eff}}(\omega + \omega_3; \omega' + \omega_1, \omega - \omega' + \omega_2) = d_{\text{eff}}(\omega, \omega').$$

Будем искать решение для $\tilde{E}^{(m)}(\omega, z)$ в виде $\tilde{E}^{(m)}(\omega, z) = A^{(m)}(\omega, z) \exp[-ik_m(\omega + \omega_m)z]$. Учитывая, что $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$, и подставляя (7) в (1), получаем

$$\left\{ \frac{\partial^2 A^{(3)}(\omega, z)}{\partial z^2} + \left[-2ik_3(\omega + \omega_3) \right] \frac{\partial A^{(3)}(\omega, z)}{\partial z} \right\} \times \exp[-ik_3(\omega + \omega_3)z] = -\frac{(\omega + \omega_3)^2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}}(\omega, \omega') \times A^{(1)}(\omega') \exp[-ik_1(\omega' + \omega_1)z] \times A^{(2)}(\omega - \omega') \exp[-ik_2(\omega - \omega' + \omega_2)z] d\omega'. \quad (8)$$

При распространении в квадратично-нелинейной среде изменение амплитуды поля плоской волны обусловлено дисперсией параметров среды, поглощением и нелинейным взаимодействием полей в среде. Изменение амплитуды спектра поля связано только с поглощением и нелинейными эффектами, т. к. дисперсионные эффекты влияют лишь на фазу спектра. Степень влияния на амплитуду спектра поля эффектов поглощения и нелинейного взаимодействия будет такой же, как и для амплитуды поля. Поэтому, если принять, что метод медленно меняющихся амплитуд применим для поля, то он тем более применим и для спектра поля. Предположим, что

$$\left| \frac{\partial^2 A(\omega, z)}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial A(\omega, z)}{\partial z} \right|, \quad (9)$$

тогда выражение (8) примет вид

$$\frac{\partial A^{(3)}(\omega, z)}{\partial z} = -i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d_{\text{eff}}(\omega, \omega')(\omega + \omega_3)^2}{2c^2 k_3(\omega + \omega_3)} A^{(1)}(\omega') \times A^{(2)}(\omega - \omega') \exp\{i[k_3(\omega' + \omega_3) - k_1(\omega - \omega' + \omega_1) - k_2(\omega + \omega_2)]z\} d\omega'.$$

В общем случае учет коэффициента ослабления может быть сделан при введении комплексной постоянной распространения. Альтернативным вариантом является факторизация исходного волнового уравнения с выделением отдельного слагаемого, описывающего ослабление (см., напр., [5]). При переходе к спектрам взаимодействующих импульсов вклад линейного поглощения описывается слагаемым $[-\alpha(\omega + \omega_m)/2]A^{(m)}(\omega)$. Коэффициент

$$\gamma_m(\omega) = \frac{d_{\text{eff}}(\omega, \omega')(\omega + \omega_m)^2}{2k_m(\omega + \omega_m)c^2} \quad (10)$$

называется коэффициентом нелинейной связи и характеризует степень нелинейного взаимодействия между спектральными компонентами взаимодействующих импульсов. Укороченные уравнения для этих компонент имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A^{(3)}(\omega, z)}{\partial z} &= -i \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \gamma_3(\omega) A^{(1)}(\omega') A^{(2)}(\omega - \omega') \\ &\times \exp\{i[k_3(\omega + \omega_3) - k_1(\omega' + \omega_1) - k_2(\omega - \omega' + \omega_2)]z\} \\ &- \frac{1}{2} \alpha(\omega + \omega_3) A^{(3)}(\omega), \\ \frac{\partial A^{(2)}(\omega, z)}{\partial z} &= -i \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \gamma_2(\omega) A^{(3)}(\omega') A^{(1)*}(\omega - \omega') \\ &\times \exp\{-i[k_3(\omega' + \omega_3) - k_1(\omega - \omega' + \omega_1) - k_2(\omega + \omega_2)]z\} \\ &- \frac{1}{2} \alpha(\omega + \omega_2) A^{(2)}(\omega), \\ \frac{\partial A^{(1)}(\omega, z)}{\partial z} &= -i \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \gamma_1(\omega) A^{(3)}(\omega') A^{(2)*}(\omega - \omega') \\ &\times \exp\{-i[k_3(\omega' + \omega_3) - k_2(\omega - \omega' + \omega_2) - k_1(\omega + \omega_1)]z\} \\ &- \frac{1}{2} \alpha(\omega + \omega_1) A^{(1)}(\omega). \end{aligned} \quad (11)$$

Нетрудно показать, что равенство Парсевалля не выполняется для отдельных спектральных компонент (11), но имеет место для интегральных спектров взаимодействующих импульсов. Это отражает тот факт, что вклад в каждую спектральную компоненту суммарной частоты дают все спектральные компоненты падающих на кристалл импульсов излучения. Таким образом, формирование спектральных компонент определяется полными амплитудными и фазовыми распределениями взаимодействующих импульсов. Наличие в общем случае волновой расстройки для взаимодействующих спектральных компонент приводит к перераспределению плотности мощности в спектре суммарной частоты и уменьшению эффективности преобразования.

Система уравнений (11) описывает процесс преобразования с полным учетом действия всех перечисленных ранее дисперсионных механизмов. При выводе уравнений использовались допущения и приближения, определяющие условия применимости полученной спектральной модели:

1. Эффекты нелинейного самовоздействия малы, т. е. В-интеграл (нелинейный фазовый набег) не превышает π . Следовательно, интенсивность накачки ограничивается значением, при котором развивается самовоздействие излучения в кристалле:

$$I_{\text{max}} \leq I_{\text{sa}} = \frac{\lambda}{2\tilde{n}_2 n_0 L_{\text{cr}}}.$$

Например, для кристалла LBO длиной 5 мм имеем $I_{\text{sa}} = 400$ ГВт/см² ($\lambda = 1.25$ мкм, $n_0 = 1.6$, $\tilde{n}_2 = 2 \times 10^{-16}$ см²/Вт [4]).

2. Влияние пространственных эффектов мало (геометрооптическое приближение), т. е. снос необыкновенных волн пренебрежимо мал, что имеет место при условии $\tan \beta < r_0/L_{\text{cr}}$ (где β – угол сноса, r_0 – радиус пучка), а

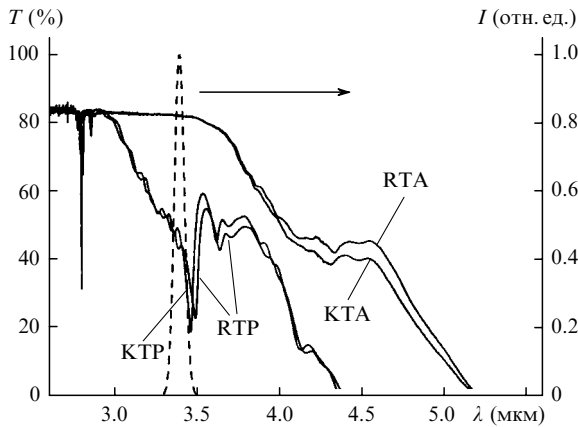


Рис.1. Спектры пропускания T кристаллов КТР ($L_{cr} = 10$ мм), КТА (10 мм), RTP (11 мм) и RTA (11 мм) [26], а также спектр $I(\lambda)$ импульса длительностью 200 фс на $\lambda = 3.4$ мкм.

дифракционная длина удовлетворяет соотношению $L_{dif} = r_0^2/\lambda \ll L_{cr}$.

При типичном угле сноса $\beta < 2^\circ$, длине кристалла $L_{cr} \sim 1$ мм и длине волны $\lambda \sim 1$ мкм радиус r_0 должен быть не менее 30 мкм. При $r_0 = 30$ мкм, энергии импульса $E = 100$ мкДж и длительности $\tau = 100$ фс интенсивность излучения $I = 25$ ТВт/см². В условиях этого приближения пространственная структура пучка может быть учтена геометрическим методом [46].

3. Анализ влияния дисперсии поглощения на характеристики генерируемого излучения

Как уже отмечалось выше, анализ дисперсионных и нелинейных свойств нелинейно-оптических кристаллов показал, что кристаллы КТР, КТА, RTP и RTA могут эффективно использоваться для параметрической генерации фемтосекундного излучения в диапазоне 2.5–5 мкм при накачке излучением фемтосекундного хром-форстеритового лазера ($\lambda = 1.25$ мкм) [27]. Однако эти кристаллы имеют ряд пиков поглощения в диапазоне 2.5–4.5 мкм [25, 26]. Типичные зависимости поглощения от длины волны для различных кристаллов представлены на рис.1. Для сравнения там же показан спектр импульса длительностью 200 фс.

Рассмотрим влияние такого поглощения на характеристики генерируемого ИК излучения при параметрической генерации в кристалле КТР в диапазоне 2.6–4 мкм с помощью спектральной модели (11). Проведем расчет с учетом и без учета дисперсии поглощения. Для численного моделирования были использованы следующие параметры излучения накачки и инжекции, а также кристалла: $\lambda = 1.25$ мкм, $\tau = 200$ фс, $I = 100$ ГВт/см² – излучение накачки; $\lambda = 1.818$ –2.407 мкм, $\tau = 1$ пс, $I = 10$ МВт/см² – инжектируемое излучение (время задержки излучения накачки относительно излучения инжекции 300 фс); $L_{cr} = 4$ мм, $\varphi = 90^\circ$, $\theta = 50.7^\circ$ – кристалл КТР.

Перестраиваемое по длине волны инжектируемое излучение вместе с соответствующим поворотом кристалла позволяют осуществить перестройку по длине волны генерируемого излучения. Наличие инжектируемого излучения при ПГС дает возможность увеличить энергетическую эффективность преобразования [48].

На рис.2 приведены спектр и временная огибающая генерируемого ИК излучения на $\lambda = 2.8$ мкм. Провал в

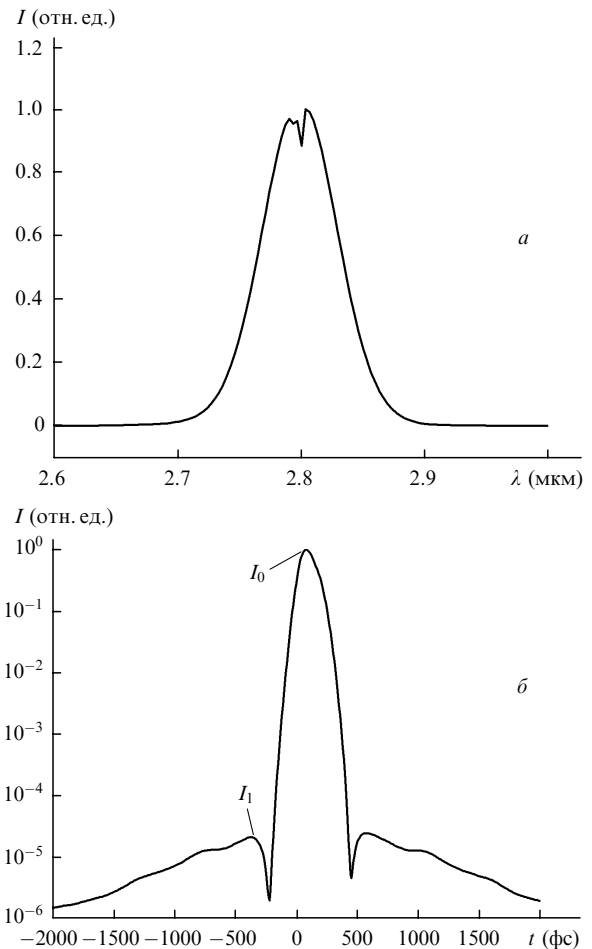


Рис.2. Спектр $I(\lambda)$ (а) и временная огибающая $I(t)$ (б) импульса, генерируемого в кристалле КТР ИК излучения ($\lambda = 2.8$ мкм) (I_0 и I_1 – интенсивности импульса и предимпульса соответственно).

спектре обусловлен резонансным поглощением на этой длине волны и приводит к появлению на временной огибающей импульса двух дополнительных максимумов – слева и справа от пика импульса. Определим контраст излучения как отношение пиковой интенсивности I_0 к интенсивности предимпульса I_1 . На рис.3 изображены зависимости энергии, длительности и контраста генерируемого ИК излучения от его длины волны. Расчеты проведены без учета дисперсии поглощения, а также с учетом распределенного по длине кристалла и сосредоточенного поглощения. При расчете без учета дисперсии задавалось равномерное по спектру поглощение, численно равное коэффициенту поглощения на центральной длине волны. При расчете с сосредоточенным поглощением ослабление, имеющее дисперсию, учитывалось только на выходной грани кристалла.

Из рис.3,а видно, что в случае, когда спектральная ширина пика поглощения много меньше ширины спектра ИК импульса, необходимо учитывать дисперсию поглощения. Различие в результатах расчетов, выполненных с учетом и без учета дисперсии поглощения, достигает 13%. Отметим, что, несмотря на большую амплитуду (40%), пик поглощения на $\lambda = 2.8$ мкм практически не влияет ни на энергию, ни на длительность ИК излучения из-за своей малой ширины. Пик поглощения в области $\lambda = 3.45$ мкм (см. рис.1) также не приводит к заметному изменению энергии ИК излучения, а вызывает лишь небольшое (не более 5 фс) изменение длительности.

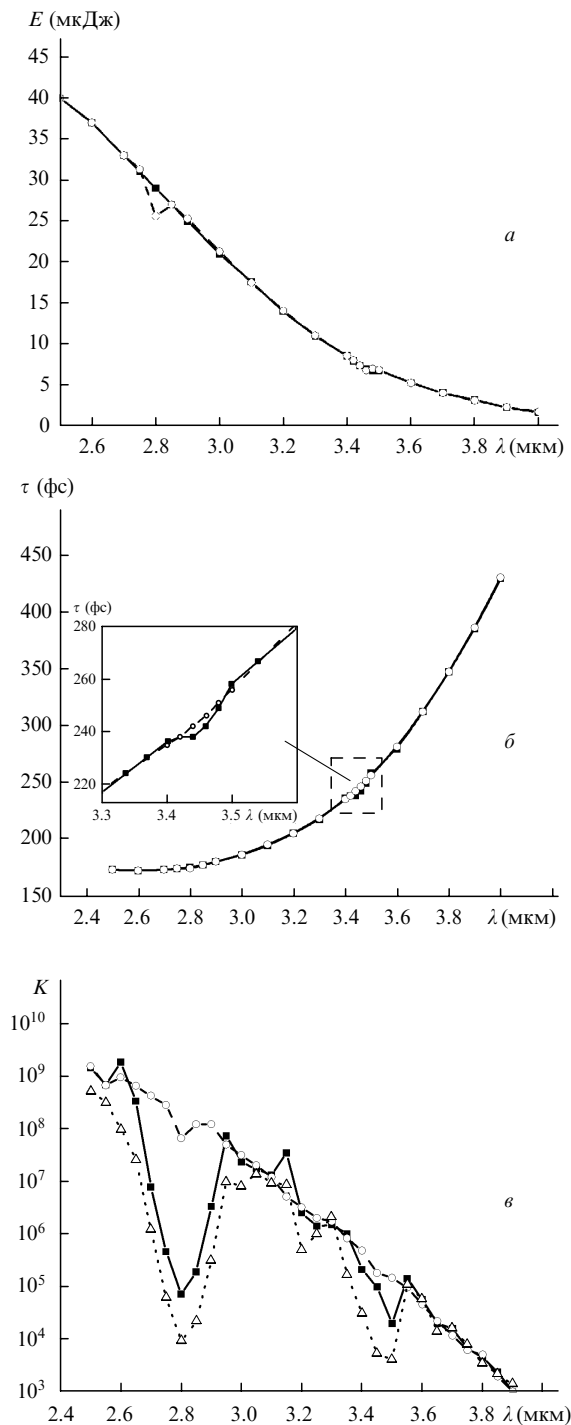


Рис.3. Зависимости энергии E (а), длительности τ (б) и контраста K (в) генерируемого в кристалле КТР ИК излучения ($\lambda = 2.8$ мкм) от его длины волны, полученные без учета дисперсии поглощения (○) и с ее учетом в среде с распределенным (■) и сосредоточенным (△) поглощением.

Имеющиеся в спектре кристалла пики поглощения не приводят к значительному изменению длительности и энергии ИК излучения, однако, как видно из рис.3,в, они вызывают существенное ухудшение контраста генерируемого ИК излучения по сравнению с контрастом излучения, проходящего через среду без дисперсии поглощения. Результаты расчета для случая распределенного поглощения, когда контраст излучения определяется совместным действием резонансного поглощения и процесса нелинейного преобразования, отличаются от результатов

для случая сосредоточенного поглощения, когда контраст определяется действием только резонансного поглощения, в 10 раз. Следовательно, можно сделать вывод о том, что нелинейное преобразование частоты уменьшает снижение контраста, обусловленное резонансным поглощением, по сравнению со снижением контраста излучения в отсутствие поглощения.

Расчеты показывают, что резонансное изменение показателя поглощения не приводит к существенному изменению энергии и длительности генерируемого излучения. Однако в общем случае резонансное поглощение характеризуется изменением не только показателя поглощения, но и показателя преломления. Очевидно, что резонансное изменение показателя преломления будет вызывать изменения, аналогичные групповому разбеганию и дисперсионному расплыванию импульсов, присущих дисперсии показателей преломления. Более точный учет влияния пиков резонансного поглощения возможен при использовании экспериментально измеренных зависимостей не только показателя поглощения, но и показателя преломления.

4. Заключение

В настоящей работе представлена спектральная модель процесса трехчастотного взаимодействия импульсов с учетом дисперсии основных параметров среды: показателя преломления, коэффициента эффективной нелинейности, показателя поглощения и коэффициента нелинейной связи. Приведены ограничения, в рамках которых используемая модель верна. Анализ влияния резонансного поглощения на примере ПГС в кристалле КТР показал, что, во-первых, наличие резонансного поглощения приводит к существенному ухудшению контраста излучения по сравнению с контрастом излучения, проходящего через среду без дисперсии поглощения, а во-вторых, нелинейное преобразование частоты уменьшает снижение контраста, обусловленное поглощением, по сравнению со снижением контраста при сосредоточенном поглощении. Для более точного описания процесса преобразования частоты вблизи пиков резонансного поглощения необходимо решать задачу преобразования спектральным методом с использованием экспериментально измеренных спектральных зависимостей показателей преломления и поглощения.

Автор считает своим долгом отметить вклад покойного В.И.Прялкина в проведение исследований, а также выражает глубокую благодарность В.М.Гордиенко, В.А.Трофимову и С.Г.Гречину за полезные обсуждения работы. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 03-02-16973.

1. Cerullo G., De Silvestri S. *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 1 (2003).
2. Petrov V., Rotermund F., Noack F. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **3**, R1 (2001).
3. Dubietis A., Tamosauskas G., Varanavicius A. *Opt. Commun.*, **186**, 211 (2000).
4. Bayanov I.M., Gordienko V.M., Djidjoev M.S., Dyakov V.A., Krayushkin S.V., Magnitskii S.A., Platonenko V.T., Pryalkin V.I., Tarasevitch A.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1800**, 2 (1991).
5. Ярив А. *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980).
6. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. *Математическое моделирование в нелинейной оптике* (М.: Изд-во МГУ, 1989).
7. Ахманов С.А., Высолюх В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
8. Гордиенко В.М., Михеев П.М., Прялкин В.И. *Квантовая элек-*

- троника*, **28**, 37 (1999).
9. Manassah J.T., Cockings O.R. *Opt. Lett.*, **12**, 1005 (1987).
 10. Bakker H.J., Planken P.C.M., Muller H.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1665 (1989).
 11. Krylov V., Rebane A., Kalintsev A.G., Schwoerer H., Wild U.P. *Opt. Lett.*, **20**, 198 (1995).
 12. Kim D.-W., Xiao G.-Y., Ma G.-B. *Appl. Opt.*, **36**, 6788 (1997).
 13. Steudel H., De Morisson Faria C.F., Paris M.G.A., Kamchatnov A.M., Steuernagel O. *Opt. Commun.*, **150**, 363 (1998).
 14. Kim D., Xiao G.-Y. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 570 (1998).
 15. Scroggie A.J., Alessandro G.D., Langford N., Oppo G.-L. *Opt. Commun.*, **160**, 119 (1999).
 16. Cheung E.C., Liu J.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 1385 (1990).
 17. Cheung E.C., Liu J.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1491 (1991).
 18. Sidick E., Knoesen A., Dienes A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1704 (1995).
 19. Sidick E., Dienes A., Knoesen A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1713 (1995).
 20. Fournier S., Lopez-Martens R., Le Blanc C., Baubeau E., Salin F. *Opt. Lett.*, **23**, 627 (1998).
 21. Goeger G., Laenen R. *Opt. Commun.*, **152**, 429 (1998).
 22. Zhang T., Yamakawa K., Aoyama M., Yonemura M. *Appl. Opt.*, **40**, 1417 (2001).
 23. Сухоруков А.П., Пирогова И.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **59**, 694 (1985).
 24. Seres J. *Appl. Phys. B*, **73**, 705 (2001).
 25. Jacco J.C., Loiacono G.M. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 560 (1991).
 26. Hansson G., Karlsson H., Wang S., Laurell F. *Appl. Opt.*, **39**, 5058 (2000).
 27. Gordienko V.M., Grechin S.S., Pryalkin V.I. *Techn. Digest of IQEC/LAT* (Moscow, 2002, p. 51).
 28. Sheng S.-C., Siegman A.E. *Phys. Rev.*, **21**, 599 (1980).
 29. Nieto-Vesperinas M., Lera G. *Opt. Commun.*, **69**, 329 (1989).
 30. Dreger M.A., McIver J.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 776 (1990).
 31. Eimerl D., Auerbach J.M., Milonni P.W. *J. Mod. Opt.*, **42**, 1037 (1995).
 32. Moore G.T., Koch K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 781 (1999).
 33. Auerbach J.M., Wegner P.J., Couture S.A., Eimerl D., Hibbard R.L., Milam D., Norton M.A., Whitman P.K., Hackel L.A. *Appl. Opt.*, **40**, 1404 (2001).
 34. Дмитриев В.Г., Копылов С.М. *Квантовая электроника*, **10**, 2008 (1983).
 35. Гречин С.Г., Созинов Б.Л. *Тезисы конф. «Оптика лазеров'1987»* (Л., 1987, с. 128).
 36. Arisholm G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3685**, 86 (1999).
 37. Arisholm G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 2543 (1997).
 38. Smith A.V., Bowers M.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 49 (1995).
 39. Изьюров С.А., Козлов С.А. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 666 (2000).
 40. Gale G.M., Cavallari M., Nache F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 702 (1998).
 41. Arisholm G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 117 (1999).
 42. Arisholm G., Stenerson K. *Opt. Express*, **4**, 183 (1999).
 43. Lin Q., Wintner E. *Opt. Commun.*, **150**, 185 (1998).
 44. DeLong K.W., Trebino R., Hunter J., White W.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 2206 (1994).
 45. Масалов А.В., Чудновский А.В. *Квантовая электроника*, **34**, 812 (2004).
 46. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
 47. Диесперов К.В., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **24**, 445 (1997).
 48. Magnitskii S.A., Malachova V.I., Tarasevich A.P., Tunkin V.G. *Opt. Lett.*, **11**, 18 (1986).