

Влияние расстройки групповых скоростей на акустооптическое взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов

К.Б.Юшков, В.Я.Молчанов

Получены уравнения акустооптической дифракции ультракоротких лазерных импульсов в анизотропной среде, учитывающие расстройку групповых скоростей собственных оптических мод. Показано, что решение модифицированных уравнений связанных мод с учетом групповой задержки характеризуется увеличением длительности импульсов, снижением эффективности дифракции, изменением формы огибающей волновых пакетов, а также увеличением ширины аппаратной функции.

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные системы, дисперсионная линия задержки, акустооптическая дифракция.

Лазерные системы ультракоротких импульсов (УКИ) являются одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной фотоники [1]. Акустооптические (АО) линии задержки позволяют увеличивать мощность лазерного излучения путем воздействия на спектральные амплитуды и фазы лазерных импульсов [2–4].

До сих пор для описания АО дифракции УКИ применялась теория квазистационарных электромагнитных полей [5, 6]. Однако данное приближение принципиально неприменимо для УКИ вследствие групповой задержки собственных оптических мод относительно друг друга. Влияние групповой задержки на связь мод проявляется, в частности, при генерации второй гармоники в нелинейных кристаллах [7, 8]. В настоящей работе для описания дифракции УКИ предложено использовать модифицированные уравнения связанных мод, учитывающие относительную групповую задержку собственных мод в АО кристалле.

Рассмотрим оптическую волну в виде волнового пакета, распространяющегося вдоль оси z . Будем считать, что происходит анизотропная АО дифракция. Вектор напряженности электромагнитного поля представляет собой сумму полей двух собственных мод с ортами поляризации e_p и медленно меняющимися амплитудами $A_p(t, z)$ [1]:

$$E(t, z) = \sum_{p=0,1} e_p A_p(t, z) \exp[i(\omega t - k_p z)], \quad (1)$$

где индекс p обозначает номер дифракционного порядка; волновые числа k_p определяются дисперсионным уравнением $k_p = n_p \omega / c$ (c – скорость света в вакууме, n_p – показатели преломления кристалла). Групповые скорости волн определяются выражением $u_p = (\partial k_p / \partial \omega)^{-1}$, а относительная задержка между модами $v = u_0 u_1 / (u_0 - u_1)$. Для опреде-

ленности примем $u_0 > u_1$, что соответствует падающей быстрой моде и дифрагировавшей медленной моде.

Электромагнитное поле подчиняется волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \hat{\epsilon}(t, z) E}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

в котором тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}(t, z) = \hat{\epsilon}_m(\omega) + \Delta \hat{\epsilon}_{ac}(t, z)$ соответствует прозрачной среде с дисперсией. Подстановка выражения (1) в уравнение (2) позволяет вывести обобщенную систему уравнений для огибающих волновых пакетов $A_p(t, z)$ при наличии дисперсии первого порядка в кристалле с периодической модуляцией показателей преломления:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_0 = \frac{q}{2} \exp(-i\Delta k z) A_1, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 = -\frac{q}{2} \exp(i\Delta k z) A_0,$$

где q – коэффициент АО связи, пропорциональный амплитуде возмущения $\Delta \hat{\epsilon}_{ac}$; Δk – фазовая расстройка [5]. Начальные условия задаются при $z = 0$, граница области взаимодействия соответствует $z = L$.

Систему уравнений (3) удобно решать независимо для каждой из неизвестных функций A_0 и A_1 ; каждое из уравнений в частных производных второго порядка рассматривается в сопутствующей системе отсчета: $\zeta_p = (-1)^p z / L$, $\eta_p = (t - z/u_p) v / L$. Уравнения для огибающей нулевого и первого дифракционных порядков имеют вид

$$\frac{\partial^2 A_p}{\partial \zeta_p^2} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial \eta_p \partial \zeta_p} + i\pi H \frac{\partial A_p}{\partial \zeta_p} + \frac{\pi^2}{4} Q^2 A_p = 0, \quad (4)$$

где введены безразмерные коэффициенты $Q = qL/\pi$ и $H = \Delta k L / \pi$. При этом начальные условия при $\zeta = 0$ различны для падающей волны ($A_0(\eta_0, \zeta_0 = 0) = A_{in}(\eta_0)$, $\partial A_0 / \partial \zeta_0 = 0$) и для дифрагировавшей волны ($A_1(\eta_1, \zeta_1 = 0) = 0$, $\partial A_1 / \partial \zeta_1 = -\frac{1}{2} \pi Q A_{in}(\eta_1)$).

В качестве начальной формы волнового пакета в уравнении (4) выбрана функция $A_{in}(\eta) = \text{sech}(\eta/\eta_{in})$, где η_{in} характеризует длительность исходного УКИ при $\zeta_0 = 0$.

К.Б.Юшков, В.Я.Молчанов. Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Научно-технологический центр акустооптики, Россия, 119049 Москва, Ленинский просп., 4; e-mail: konstantin.yushkov@misis.ru

Поступила в редакцию 14 сентября 2011 г., после доработки – 28 октября 2011 г.

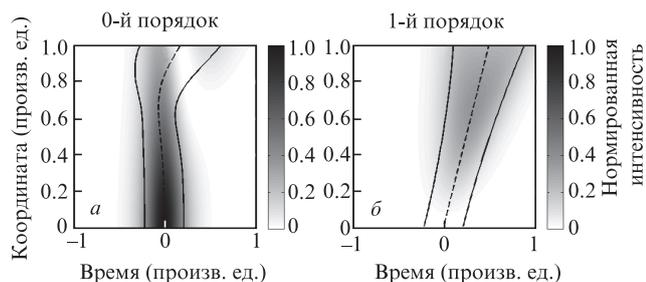


Рис.1. Временное распределение интенсивности падающего (а) и дифрагировавшего импульсов (б) в процессе акустооптической дифракции.

Область взаимодействия ограничена интервалом $0 \leq \zeta_p \leq 1$ по оси координат; интервал по переменной времени $|\eta_p| \leq 1.5$ обеспечивает нулевые граничные условия для функций $A_p(\eta_p, \zeta_p)$ и их производных $\partial A_p(\eta_p, \zeta_p)/\partial \eta_p$.

Для решения уравнения (4) был использован метод конечных разностей. Длительность исходного импульса η_{in} составляла 0.2, что обеспечивало выполнение граничных условий и выраженную групповую задержку. На рис.1 представлено решение для нулевого (а) и первого (б) порядков дифракции. Также здесь указаны положение центра импульса по оси η_p (штриховая линия) и границы импульса (сплошные линии), определяемые статистически [1].

Как видно из приведенных данных, наблюдается существенное увеличение длительности УКИ как в первом, так и в нулевом дифракционном порядке. Увеличение длительности обусловлено групповой задержкой между взаимодействующими импульсами. В нашем случае групповая задержка приводит к нарушению пространственно-временной инвариантности прямого и обратного процессов рассеяния, что свидетельствует о различной эффективности дифракции переднего и заднего фронтов падающего импульса. В результате изменяется групповая скорость распространения дифрагировавшего импульса, а также происходит изменение формы огибающей. Похожая невязанность пространственно-временной связи между прямым и обратным рассеяниями света в сильном акустическом поле наблюдалась в работе [9].

Полученные результаты демонстрируют существенное снижение эффективности дифракции при условии фазового синхронизма ($H = 0$). Анализ приведенных данных показывает, что пиковая интенсивность дифрагировавшего пучка достигается при $|\zeta_p| = 0.67$ и ее относительное значение равно 0.37. Максимальная энергия импульса в первом дифракционном порядке достигается при $|\zeta_p| = 0.86$ и составляет 0.65 от энергии падающего импульса.

Применимость теории в реальных условиях ограничена, с одной стороны, использованием приближения первого порядка теории дисперсии, ограничивающим ширину спектра излучения, а с другой – условием малой длительности оптического импульса по сравнению с временем задержки между собственными модами. Приведем количественные оценки влияния данных факторов. Дисперсией второго порядка можно пренебречь, если спектральная ширина излучения $\Delta\omega$ удовлетворяет неравенству $L\Delta\omega^2|\gamma| \ll 1$, где γ – коэффициент дисперсии второго порядка. При этом квазистатическое приближение не применимо, если длительность импульсов значительно меньше величины групповой задержки, равной $L/|v|$. Численные оценки по-

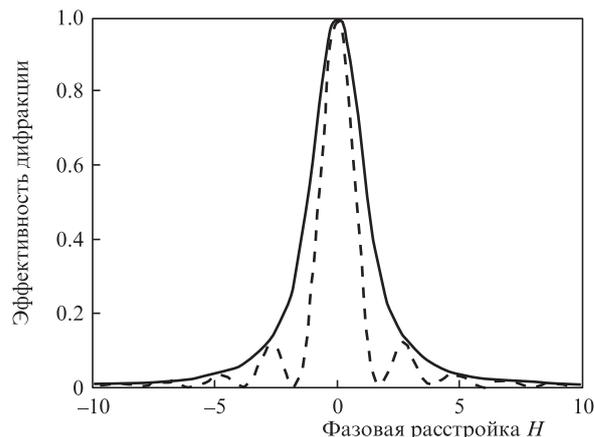


Рис.2. Нормированная функция пропускания акустооптической ячейки для УКИ (сплошная линия); штриховой линией показана функция пропускания ячейки для квазистационарных электромагнитных волн.

казывают, что при дифракции в кристалле парателлуриата длиной 60 мм УКИ с центральной длиной волны 800 нм, типичной для титан-сапфировых лазеров, теория применима в случае, когда ширина спектра оптического излучения лежит в диапазоне от 0.1 до 1 нм, что соответствует спектрально-ограниченной длительности импульсов порядка 1–10 пс.

При наличии фазовой расстройки зависимость эффективности дифракции от величины H определяет функцию пропускания АО ячейки. Результаты расчетов нормированной функции пропускания представлены на рис.2 в сравнении с обычной функцией пропускания при брэгговской дифракции с эффективностью 100%. Групповая задержка приводит к уширению функции пропускания и исчезновению боковых лепестков. Эффективность дифракции здесь определена как отношение энергии импульса в первом дифракционном порядке к энергии исходного УКИ.

Настоящие результаты показывают, что разность групповых скоростей падающей и дифрагировавшей волн при АО взаимодействии УКИ в кристаллах приводит к качественному изменению вида решения уравнений связанных мод. В результате возрастает длительность импульсов, снижается эффективность дифракции и происходит существенное искажение формы импульсов. Данные явления имеют важное значение при разработке АО устройств управления параметрами УКИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы создания и развития НИТУ «МИСиС», а также РФФИ (грант № 09-07-00365-а).

1. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин С.А. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
2. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. *Квантовая электроника*, **14**, 811 (1987).
3. Tournois P. *Opt. Commun.*, **140**, 245 (1997).
4. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Makarov O.Yu., et al. *Appl. Opt.*, **48**, C118 (2009).
5. Парьгин В.Н., Чирков Л.Е. *Квантовая электроника*, **2**, 318 (1975).
6. Verluise F., Laude V., Huiquard J.-P., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 138 (2000).
7. Sidick E., Knoesen A., Dienes A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1704 (1995).
8. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. *ЖЭТФ*, **55**, 1440 (1968).
9. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *ЖТФ*, **47**, 1068 (1977).