Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 8, стр. 400 - 402 25 апреля 1991 г.

НАСЫЩЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО УСИЛЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ИНВЕРТИРОВАННОЙ СРЕДЕ

С.В.Сазонов

Тихоокеанский океанологический институт ДВО АН СССР
690032, Владивосток

Поступила в редакцию 22 марта 1991 г.

Исследовано распространение ультракороткого лазерного импульса в инвертированной среде с учетом эффектов локального кристаллического поля и примешивания удаленных атомных уровней. Показано, что эти эффекты приводят к насыщению усиления с преобразованием импульса в однополярный диссипативный солитон.

В последнее время вышло несколько теоретических работ по взаимодействию ультракоротких импульсов, включающих в себя до одного периода световых колебаний, с веществом [1-3]. Интерес к подобным исследованиям обусловлен в первую очередь возможностью получения таких импульсов в экспериментальных условиях [4,5]. Кроме того имеется чисто теоретический интерес в связи с тем, что приходится рассматривать систему материальных уравнений и уравнений Максвелла без приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз. В [1,3] получены соответствующие решения для электрического поля в виде однополярных солитонов, а также изучено когерентное усиление ультракоротких импульсов инвертированной нерезонансной двухуровневой средой. Показано, что в последнем случае помимо сжатия импульса происходит переход фотонов в "голубую" область спектра. Однако, увеличение частоты поля приводит к эффективному примешиванию удаленных атомных уровней, рассеяние и поглощение на которых должны препятствовать когерентному усилению. Кроме того, в достаточно плотных средах локальное электрическое поле, действующее на каждый атом, отличается от внешнего поля, задаваемого уравнениями Максвелла [6]. В случае кубических кристаллов локальное электрическое поле определяется поправкой Лоренца [6]. Это отличие вызвано наведением в месте каждого атома электрического поля, индуцированного дипольными моментами окружающих атомов (диполь-дипольным взаимодействием). Появляющийся в суперпозиционном состоянии дипольный момент создает в поле каждого атома дополнительное электрическое поле, вызывающее штарковское смещение частоты перехода, пропорциональное инверсии [7-9].

Суммируя сказанное, запишем систему уравнений Максвелла - Блоха для двухуровневой среды в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -(\omega_0 - Jw)v, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = (\omega_0 - Jw)u + \Omega w,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\Omega v,$$

$$\left(c^2\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega = \frac{8\pi d^2 n}{\hbar}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \tag{1}$$

Здесь $u = <\sigma_x>/2$, $v = <\sigma_y>/2$, $w = <\sigma_z>/2$, σ_x, σ_y, σ_z - операторы Паули, $<...>$ - квантовое среднее, ω_0, d - частота и дипольный момент атомного перехода соответственно, n - концентрация оптически активных атомов, $\hbar$ - постоянная Планка, c - скорость света, J - эффективная константа диполь-дипольного взаимодействия (в случае кубических кристаллов $J = 4\pi d^2 n/3\hbar$), $\Omega = dE/\hbar$, E - проекция электрического поля на направление дипольного момента, γ - феноменологическая постоянная, учитывающая потери, связанные с поглощением и рассеянием на примешивающихся атомных переходах [6].

Из материальных уравнений системы (1) следует:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -(\omega_0 - Jw)[(\omega_0 - Jw)u + \Omega w] - \frac{J}{\Omega}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2, \tag{2}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\Omega}{\omega_0 - Jw}\frac{\partial u}{\partial t}. \tag{3}$$

Следуя [1-3], положим $\Omega \gg \omega_0 \gg J$. Тогда (2) приближенно запишем в виде

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -(\omega_0 - Jw)\Omega w - \frac{J}{\Omega}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2. \tag{4}$$

Система (3), (4) интегрируется при произвольной функции $\Omega(\vec{r}, t)$:

$$w = w_\infty \cos\theta, \quad \theta = \int\limits_{-\infty}^{t} \Omega(\vec{r}, t')dt',$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\omega_0 w_\infty \sin\theta + \frac{1}{2}Jw_\infty^2 \sin 2\theta. \tag{5}$$

Здесь w_∞ - инверсия атома до воздействия электромагнитного импульса. Используя (5) и последнее уравнение системы (1), найдем

$$\left(c^2\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma\frac{\partial}{\partial t}\right)\theta = -\frac{8\pi d^2 n}{\hbar}\left(\omega_0 w_\infty \sin\theta - \frac{1}{2}Jw_\infty^2 \sin 2\theta\right). \tag{6}$$

Аналогичное уравнение встречается в теории движения доменной стенки ферромагнетика во внешнем магнитном поле [10]. В предположении о стационарном распространении импульса вдоль оси z со скоростью v_p получаем соответствующие решения для поля и инверсии:

$$E = \frac{\hbar}{d\tau}\operatorname{sech}\frac{t - z/v_p}{\tau}, \tag{7}$$

$$w = -w_\infty \operatorname{th}\frac{t - z/v_p}{\tau}, \tag{8}$$

где $\tau^{-1} = 8\pi d^2 n\omega_0 w_\infty/\hbar\gamma$, $v_p = c/\sqrt{1+q}$, $q = \hbar J\gamma^2/(8\pi d^2\omega_0^2 n)$ (для кубического кристалла $q = \gamma^2/6\omega_0^2$).

Решение (7), (8) описывает стационарный локализованный электромагнитный импульс, снимающий в процессе своего распространения энергию в первоначально инвертированной среде и рассеивающий ее за счет потерь на примешивающихся атомных переходах. Как и следовало ожидать, площадь данного импульса равна π. Скорость, амплитуда и длительность импульса (7) не связаны друг с другом, как в солитонных интегрируемых моделях, а определяются только параметрами среды. Такие образования называют иногда диссипативными солитонами (диссипативными структурами). Таким образом, процесс роста частоты фотонов ультракоротких импульсов [1] должен достичь своего насыщения и смениться стационарным режимом (7), (8). Из (7),

(8) видно, что при $\gamma \to 0$ рост сжатия и усиления был бы неограниченным. Условие применимости принятого приближения $\Omega \gg \omega_0$ показывает, что $\tau^{-1} \gg \omega_0$ или $\gamma \ll 4\pi d^2 n/\hbar$ ($w_\infty = 1/2$). После подстановки сюда $n \sim 10^{17}$ см$^{-3}$, $d \sim 5 \cdot 10^{-18}$ абс.ед. [1], последнее условие принимает вид: $\gamma \ll 3 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$. Полагая $\omega_0 \sim 10^{14}$ с$^{-1}$, находим, что для кубических кристаллов $q \ll 10^{-8}$, и с большой точностью $v_p = c$. Кроме того, при $\gamma \cong 10^9$ с$^{-1}$ $\tau \sim 1$ фмс, $E \sim 10^8$ В/см, интенсивность $I \sim 10^{13}$ Вт/см^2. В [1] показано, что при принятых параметрах частота фотонов ультракоротких импульсов $\omega(z) \gg \omega_0$ на расстояниях $z \gg 1$ см. Спектральная ширина импульса (7) равна по порядку величины τ^{-1}. Если $\omega_0 \sim 10^{14}$ с$^{-1}$, $\tau^{-1} \sim 10^{15}$ с$^{-1}$, то насыщение усиления может произойти на расстояниях $z \cong 10$ см, что соответствует времени распространения $t \cong 3 \cdot 10^{-10}$ с. Это значение много меньше характерных времен спонтанного излучения. Следовательно, насыщение усиления ультракоротких импульсов вполне может быть обнаружено экспериментально. Измерив ширину и амплитуду диссипативного солитона на выходе из образца, можно почерпнуть информацию о параметрах среды; например, определить γ и J.

Литература

1. Беленов Э.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 442.
2. Belenov E.M. et al. Soviet Laser Research, 1989, No2, 145
3. Беленов Э.М., Назаркин А.В. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 252.
4. Auston D.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1555.
5. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
6. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972.
7. Stroud C.R., Bowden C.M., Allen L. Opt. Comm., 1988, 67, 387.
8. Бенедикт М.Г. и др. Оптика и спектроскопия, 1989, 66, 726.
9. Сазонов С.В. ФТТ, 1988, 30, 3226.
10. Уайт Р., Джебелл Т. Дальний порядок в твердых телах. М.: Мир, 1982.