Письма в ЖТФ, том 22, вып. 5 12 марта 1996 г.

01;07

ЭФФЕКТ УКРУЧЕНИЯ ФРОНТА СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В СРЕДЕ В РЕЖИМЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПЕРЕНОСА НАСЕЛЕННОСТЕЙ

© *Б.Г.Матисов, И.Е.Мазец, А.Ю.Снегирев*

Проблема распространения световых импульсов в многоуровневых резонансных средах является объектом исследования в течение ряда лет [1]. Недавно в работе [2] было теоретически предсказано существование нового типа электромагнитных солитоноподобных волн — адиабатонов, которые могут наблюдаться в режиме адиабатического переноса населенностей [3] в когерентной среде, состоящей из атомов с Λ-схемой уровней. Следует отметить, что адиабатоны наблюдались в эксперименте по определению временно́й динамики явления электромагнитной индуцированной прозрачности.

В работе [2] предполагалось, что атомы обладают симметричной Λ-схемой уровней, т. е. два нижних уровня имеют одинаковую энергию, и дипольные моменты для обоих переходов на возбужденный уровень равны. Однако в эксперименте по наблюдению электромагнитной индуцированной прозрачности, как правило, используются атомы с асимметричной схемой уровней. В данном письме мы сообщаем об эффекте укручения фронта адиабатона вследствие различия дипольных моментов и резонансных частот двух взаимодействующих с полем атомных переходов.

Адиабатически исключая, как и в [2], атомные переменные в самосогласованной системе уравнений Максвелла–Шредингера, получаем уравнения распространения (вдоль оси z) пары световых импульсов в форме

$$\frac{\partial}{\partial z}V_j + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}V_j = -G_j\frac{1}{\sqrt{W}}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{V_j}{\sqrt{W}}\right), \tag{1}$$

$$j = 1, 2,$$

где V_j — деленный на $\hbar$ матричный элемент оператора взаимодействия атома с резонансным полем, взятый для перехода из j-го нижнего состояния в возбужденное, и $W = |V_1|^2 + |V_2|^2$. Главное отличие от [2] состоит в том, что константы G_1 и G_2, описывающие влияние нелинейной когерентной среды на распространение электромагнитных импульсов, возбуждающих соответствующий переход, не равны. Отметим, что в силу адиабатического характера переноса населенности верхний уровень заселяется слабо [2,3] и поглощением излучения можно пренебречь, т. е. $\mathrm{Im}G_j = 0$, $j = 1, 2$.

Вводя новые переменные $\tau = t - \frac{z}{c}$ и $\zeta = z$ и обозначая $G_1 = \alpha(1-\beta)$ и $G_2 = \alpha(1+\beta)$, нетрудно привести систему (1) к виду

$$\frac{\partial}{\partial\zeta}f = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial\zeta}W = \alpha\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{f}{W}\right), \tag{3}$$

где $f = |V_1|^2(1+\beta) + |V_2|^2(1-\beta)$ — величина, пропорциональная потоку световых квантов. Решение уравнения (2) записывается в виде, выражающем факт сохранения потока фотонов:

$$f(\zeta, \tau) = f(0, \tau). \tag{4}$$

Правая часть (4) представляет собой граничное условие на входе в среду.

Введем новую неизвестную функцию $u = (W/f)^2$ и "нелинейное время" $\eta = \frac{1}{\alpha}\int\limits_{-\infty}^{\tau} f(0,\tau')d\tau'$. Тогда (3) сведется к простейшему уравнению механики

$$\frac{\partial}{\partial\eta}u + u\frac{\partial}{\partial\zeta}u = 0. \tag{5}$$

Его решение записывается в неявном виде с использованием граничного условия $u(0,\eta) = u_0(\eta)$ следующим образом:

$$u_0(\eta) = u\Big(\zeta, \eta + \zeta/u_0(\eta)\Big). \tag{6}$$

Как известно [5,6], такое решение описывает укручение фронта импульса. Оно, однако, имеет ограниченную область применимости. Если

$$\eta_\infty \frac{\max}{0 < \eta < \eta_\infty} \left(\frac{\partial \ln u_0}{\partial \eta}\right) > 0,$$

где

$$\eta_\infty = \frac{\lim}{\tau \to \infty} \eta(\tau),$$

то на больших временах (6) формально дает опрокидывание фронта. Разумеется, реально в этих услвиях происходит нарушение адиабатического приближения, в рамках которого выведена система (1), и фронт световой волны стабилизируется за счет неадиабатических эффектов. Оценка длительности τ_f крутого фронта дает $\tau_f \sim \frac{1}{\sqrt{W_{\max}}}$.

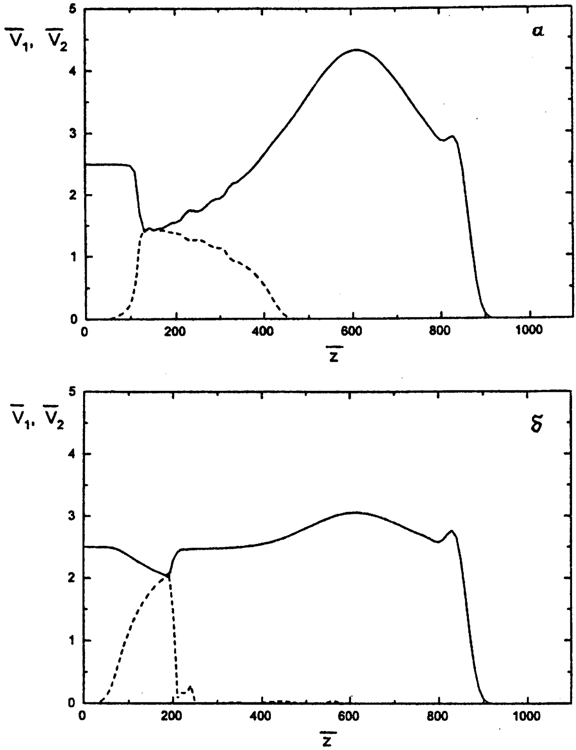
Нами также проводилось численное интегрирование самосогласованной системы уравнений Максвелла–Шредингера, результаты которого приведены на рисунке. Следует отметить интересный факт, следующий из аналитического результата (6) и воспроизводимый численным расчетом: в зависимости от знака β происходит укручение либо переднего, либо заднего фронта нелинейной волны. Граничные условия на входе в среду брались в виде

$$V_1|_{z=0} = V_1^{\max} \exp\left[-\left(\frac{t - t_1}{T_1}\right)^2\right],$$

$$V_2\Big|_{z=0} = \begin{cases} V_2^{\max} \exp\left[-\left(\frac{t-t_2}{T_2}\right)^2\right], & t \leqslant t_2, \\ V_2^{\max}, & t > t_2. \end{cases} \tag{7}$$

Время, частота и координата выражены в безразмерном виде: $t = \frac{t}{\Delta t}$, $\bar{V}_j = V_j \Delta t$, $\bar{z} = \frac{z}{\Delta z}$, где $\Delta t = \sqrt{\frac{m}{c\alpha}}$ и $\Delta z = \sqrt{\frac{c}{m\alpha}}$. Для удобства численных расчетов произвольный параметр m принимался равным 20. Оценка временно́й и пространственной шкал дает

$$\Delta t = 10^{-11}\,\text{с} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_{15}}} \quad \text{и} \quad \Delta z = 0.01\,\text{см} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_{15}}},$$



Зависимость от координаты $\bar{z}$ амплитуд 1-й (*пунктир*) $\bar{V}_1$ и 2-й (*сплошная линия*) $\bar{V}_2$ компонент светового импульса при $t = 45$. $V_1^{\max} = V_2^{\max} = 2.5$; $\bar{T}_1 = 10$; $\bar{t}_1 = 14$; $\bar{T}_2 = 1$; $\bar{t}_2 = 2$; *a* — $\beta = 0.33$, *б* — $\beta = -0.33$.

где N_{15} — концентрация атомов в единицах 10^{15} см$^{-3}$. Можно сделать вывод, что оптическая толщина образца в эксперименте [4] недостаточна для наблюдения укручения фронта адиабатона при данном временно́м разрешении детектора. Важно отметить, что образцы с большой оптической толщиной могут служить хорошими преобразователями плавно меняющихся сигналов в почти дискретные скачки.

Авторы благодарят Госкомитет Российской Федерации по высшему образованию за поддержку (грант № 5–5.5–139).

Список литературы

[1] *Большов Л.А., Лиханский В.В.* // Квант. электрон. 1985. Т. 12. В. 7. С. 1339–1364.

[2] *Grobe R., Hioe F.T., Eberly J.H.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. N 24. P. 3183–3186.

[3] *Kuklinski J.P., Gaubatz U., Hioe F.T., Bergmann K.* // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 11. P. 6741–6744.

[4] *Kasapi A., Jain M., Yin G.Y., Harris S.E.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. N 13. P. 2447–2450.
[5] *Березин Ю.А., Федорук М.П.* Моделирование нестационарных плазменных процессов. Новосибирск: Наука, 1993.
[6] *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988.

С.-Петербургский государственный технический университет
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
11 января 1996 г.