

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ОБЛАСТИ ПРОЗРАЧНОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЫ

Н.Н. Ахмедиев, И.В. Мельников, А.В. Назаркин

Показана возможность распространения импульсов электромагнитного поля в солитонном режиме на низкочастотном крыле дисперсионной линии. Полученные решения не ограничены предположением о медленности изменения амплитуды поля.

Развитие эффективных методов формирования сверхкоротких оптических импульсов (СКИ), таких как волоконно-оптическая и внутрирезонаторная компрессии, позволило получить СКИ длительностью порядка десятка фемтосекунд /1/. Применимость традиционного метода медленно меняющихся амплитуд и фаз (ММАФ) для описания распространения СКИ в нелинейных средах в указанных временных масштабах становится ограниченной. Поэтому несомненный интерес представляет разработка теории распространения СКИ в условиях, когда их огибающая содержит лишь несколько периодов колебаний поля.

Теоретическая модель, используемая обычно для описания распространения СКИ фемтосекундной длительности, основана на учете в нелинейном уравнении Шредингера (НУШ) линейной дисперсии высших порядков, дисперсии нелинейности и инерционности отклика среды /1/. Указанные уравнения не исходят из самосогласованной системы уравнений для среды, взаимодействующей с излучением, и, по существу, являются феноменологическими. В общем случае самосогласованный расчет отклика нелинейной среды на воздействие фемтосекундного импульса является достаточно сложным.

Можно рассмотреть два предельных случая. Если величина $|E^{-1} \partial E / \partial t|$ ($E(z, t)$ — электрическое поле импульса), характеризующая спектр СКИ, сравнима или больше характерной частоты квантовой системы ω_0 , то, очевидно, будет происходить эффективный обмен энергией между полем и средой. Простейшая ситуация — взаимодействие СКИ со средой двухуровневых частиц — рассматривалась теоретически в /2, 3/ при отказе от приближения ММАФ. Была показана возможность солитонного распространения импульсов в случае поглощающей среды /2/, а также формирования π -импульса, снимающего всю запасенную в веществе энергию, в случае усиливающей среды /3/.

В настоящем сообщении исследуется обратная ситуация, когда $|E^{-1} \partial E / \partial t| \ll \omega_0$. Такой импульс взаимодействует с квантовой системой относительно слабо и в этом смысле распространяется в полосе прозрачности среды.

Ограничиваясь двухуровневым приближением, выпишем систему уравнений, описывающих распространение СКИ:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = i\omega_0 P + i \frac{2\mu}{\hbar} E n, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{2\mu}{\hbar} E \operatorname{Im} P, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1b)$$

В уравнениях (1) μ — матричный элемент оператора дипольного момента, $P = 2\rho_{12}$, $n = \rho_{22} - \rho_{11}$, ρ_{ij} — элементы матрицы плотности системы ($\rho_{11}(t = -\infty) = 1$), $P = N\mu \operatorname{Re} P$ — поляризация среды, N — плотность частиц.

Решение уравнений (1а) будем искать, используя то обстоятельство, что поле E и элементы матрицы плотности ρ_{ij} меняются незначительно за время порядка ω_0^{-1} . Тогда формальное решение (1а), записанное в интегральной форме,

$$P(t) = -i \frac{2\mu}{\hbar} \int_0^\infty E(t-s) n(t-s) \exp(i\omega_0 s) ds$$

можно переписать в виде ряда

$$P(t) = - \frac{1}{\omega_0} \sum_0^\infty \frac{i^n}{\omega_0^n} \frac{d^n}{dt^n} \left[\frac{2\mu}{\hbar} E(t) n(t) \right]. \quad (2)$$

Удерживая в разложении (2) члены не выше второго порядка малости по параметру $\omega_0^{-1} d/dt$ и считая поле слабым по сравнению с внутриатомным ($|\mu E/\hbar\omega_0| \ll 1$), получим для поляризации среды выражение

$$P(E) = \chi_l(0)E - (1/2) \chi_l''(0) \partial^2 E / \partial t^2 + \chi_{nl}(0)E^3, \quad (3)$$

где $\chi_l(\omega) = 2N \mu^2 \omega_0 / \hbar(\omega_0^2 - \omega^2)$ — линейная восприимчивость среды двухуровневых частиц; дисперсионные свойства характеризует величина $\chi_l''(0) = [\partial^2 \chi_l / \partial \omega^2]_{\omega=0}$; $\chi_{nl}(0) = -4N\mu^4 (\hbar\omega_0)^{-3}$ — нелинейная восприимчивость. Таким образом, поляризация среды определяется откликом в низкочастотном пределе.

Учитывая малость нелинейной и дисперсионной добавок к поляризации, систему уравнений (1б), (3) для поля импульса, распространяющегося в положительном направлении оси z , можно привести к виду

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial E}{\partial t} = -2 \frac{\pi}{ck} \frac{\partial}{\partial t} (P - \chi_l(0)E),$$

где $v_0 = c/k$, $k = (1 + 4\pi\chi_l(0))^{1/2}$. Переходя к переменным $z, \tau = t - z/v_0$, получим уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{6\pi}{ck} \chi_{nl}(0)E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} - \frac{\pi}{ck} \chi_l''(0) \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} = 0, \quad (4)$$

которое соответствующей заменой переменных сводится к модифицированному уравнению Кортевега — де Фриза, имеющему при условии $\chi_{nl}(0)/\chi_l''(0) < 0$ солитонные решения [4]. Простейшее односолитонное решение имеет форму

$$E(z, t) = \pm \frac{1}{\tau_p} \left| \frac{\chi_l''(0)}{\chi_{nl}(0)} \right|^{1/2} \operatorname{sech} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right). \quad (5)$$

Скорость СКИ v определяется из соотношения

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{v_0} - \frac{\pi \chi_l''(0)}{ck\tau_p^2},$$

а максимальное значение поля связано с его длительностью: $E_{\max} = \hbar/(\mu\tau_p)$. Например, при $\tau_p \cong 10^{-14}$ с, $\mu \cong 10^{-18}$ ед. СГСЭ $E_{\max} \cong 10^7$ В/см.

Отметим, что уравнение (4) имеет также бризерное решение, огибающая которого в пределе малых амплитуд переходит в солитонное решение НУШ.

При рассмотрении поперечной структуры СКИ (в предположении $L_{\parallel} \gg L_{\perp}$, где L_{\perp} и L_{\parallel} — соответственно характерные поперечный и продольный масштабы пространственного изменения поля) в левую часть (4)

следует ввести слагаемое $-(1/2)v_a(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2) \int_{-\infty}^{\tau} E dt$, описывающее дифракцию излучения. Сравнение знаков нелинейного, дисперсионного и дифракционного членов показывает, что односолитонное решение (5) устойчиво относительно поперечных возмущений.

Обобщение полученных результатов на случай многоуровневой среды не вызывает затруднений. В выражении (3) линейную восприимчивость двухуровневых частиц следует заменить величиной $\chi_{lk}^{(n)}(\omega) = (2N/\hbar) \sum_k |\mu_{lk}|^2 \omega_{kl} / (\omega_{kl}^2 - \omega^2)$ (ω_{kl} — частота перехода из основного в k -ое возбужденное состояние). Эта величина, также как и нелинейная восприимчивость многоуровневых атомов, в низкочастотном пределе известна [5].

Таким образом, в настоящем сообщении показана возможность солитонного режима распространения импульсов электромагнитного поля на низкочастотном крыле дисперсионной линии. Полученные решения не ограничены предположением о медленности изменения амплитуды поля. Поскольку в частном случае огибающие соответствующих решений переходят в солитоны НУШ, то полученное здесь уравнение позволяет исследовать структуру СКИ с длительностью вплоть до единиц фемтосекунд, когда применимость НУШ и его модификаций становится ограниченной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С. УФН, 149, 450 (1986).
2. Eilbeck J. C. et al. Journ. of Phys. A, 6, 1337 (1973).
3. Беленов Э. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 47, 442 (1988).
4. Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов. М., Мир, 1983, с. 293.
5. Teachon R. R., Pask R. T. Atomic Data, 3, 195 (1971).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 27 октября 1988 г.