Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 10, стр. 638 – 641 20 ноября 1973 г.

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА В СРЕДЕ С РЕЗОНАНСНЫМ ДВУХФОТОННЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг

Получено точное решение задачи о распространении импульса света с длительностью $\tau_p \ll T_2$, в условиях двухфотонного резонанса ($2\omega = \omega_{21}$). Показано, что разбиение первоначального импульса на ряд компонент с последующим их сужением во времени, может быть использовано для получения последовательности ультракоротких импульсов с длительностью $\tau_p \geqslant 10^{-14}$ *сек*.

В последнее время теоретически [1, 2] и экспериментально [3] исследовалось когерентное просветление вещества при распространении мощного ультракороткого импульса света, удвоенная несущая частота которого (2ω) близка к частоте ω_{21} резонансного перехода в среде.

Это просветление качественно отличается от обычного насыщения поглощения и может возникать лишь при выполнении условий

$$\tau_p < T_2, \qquad \theta_0 \equiv \frac{|r_{21}|}{2\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}^2(0, t)\,dt \geqslant 2\pi,$$

где τ_p – длительность импульса, T_2 – время релаксации поляризации, $\mathcal{E}(0, t)$ – амплитуда поля на входе в среду, r_{21} – составной матричный элемент двухфотонного перехода [1]. Физически это означает, что энергия поглощаемая веществом из импульса может затем когерентно вернуться в поле за счет индуцированного излучения. В работах [1,2] указывалось лишь на возможность подобного эффекта в условиях (1) и не рассматривалось пространственно-временная эволюция импульса, движущегося в среде. В настоящей работе мы исследуем полную эволюцию импульса в случае, когда линия поглощения вещества однородно-уширена и имеет место точный двухфотонный резонанс ($2\omega = \omega_{21}$). В этом случае строгая самосогласованная система материальных уравнений и уравнений Максвелла [1, 4] с помощью несложных преобразований может быть приведена к следующему виду:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial z\partial t} + \frac{n}{c}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} = -2k_2\frac{\partial\Psi}{\partial t}\sin\Psi, \tag{3}$$

где $\Psi(z,t) = |r_{21}|/2\hbar\int_{-\infty}^{t}\mathcal{E}^2(z, t')\,dt'$, n – коэффициент преломления, $k_2 = (2\pi\omega/nc)N|r_{21}|$, N – плотность частиц в среде. Отметим, что $\Psi(0,\infty) = \theta_0$. Уравнение (3) с учетом граничных условий допускает точное рашение, которое в терминах амплитуды поля имеет вид

$$\mathcal{E}^2(r,t) = \frac{\mathcal{E}^2(0,\tau)}{1+2k_2z\{\sin\Psi(0,\tau)+k_2z[1-\cos\Psi(0,\tau)]\}}, \qquad (1)$$

где $\tau = t-(nz/c)$. Простой анализ этого решения показывает, что при $\theta_0 > 2\pi$ существуют полюса в комплексной плоскости, которые с увеличением пройденного расстояния z приближаются к действительной оси. Это приводит к появлению резких осцилляций внутри импульса. Расчет по формуле (4) проиллюстрирован на рис. (1 – 3). В то время как импульс с $\theta_0 = \pi$ затухает по обычному закону двухфотонного поглощения, "2π"-импульс (рис. 2) распространяется без искажений со скоростью $v < (c/n)$, как это было предсказано в работе [1]. Наиболее интересные эффекты возникают при движении мощного ($\theta_0 > 2\pi$) импульса (рис. 3). Видно, что хотя полная энергия подобного импульса меняется мало, внутри импульса возникают резкие пики, длительность которых уменьшается по мере распространения вглубь среды. Существенно, что "площадь" занимаемая каждым пиком остается примерно постоянной и соответствует $\theta = 2\pi$, так что мгновенная мощность в пике резко возрастает. Физически это объясняется "выеданием" тех частей импульса, которые взаимодействуют с частицами в поглощающем состоянии, и возвращением энергии в поле за счет двухфотонного индуцированного излучения, что приводит к росту максимумов. Легко понять, что в отличии от однофотонного резонанса, двухфотонное взаимодействие пропорционально квадрату амплитуды поля $\mathcal{E}^2$, так что раз возникшие резонансы мощности не стабилизируются, а продолжают расти. В использованной выше модели расчета подобный рост ничем не ограничен. Однако, в реальной ситуации возникает ряд ограничений, из которых наиболее важной, по-видимому, является многофотонная ионизация и лавинный пробой. Согласно [5, 6] указанные эффекты не возникают при выполнении следующих условий:

$$\theta_0 \leqslant \frac{10^2|r_{21}|\,m\omega^2 I}{e^2 h\nu}, \qquad (5)$$

$$\tau_p \gtrsim 10^{15/a}\left(\frac{e^2\hbar\theta_0}{2|r_{21}|\,m\omega^2 I}\right)^{\frac{a+1}{a}}, \qquad (4)$$

где I – потенциал ионизации атомов среды, ν – частота упругих столкновений электронов с атомами, a – целая часть отношения $I/\hbar\omega$. Первое условие из (5) накладывает ограничение на энергию импульса из-за возникновения лавинного пробоя, второе на длительность импульса вследствие многофотонной ионизации. Для $\omega^2 \approx 2\cdot10^{30}$ *сек*$^{-1}$ (неодимовый лазер), $I = 6$ *эв*, $|r_{21}| \sim 4\cdot10^{-24}$ *см*^{3}, $a = 6$, $\nu = 10^8$ *сек*$^{-1}$ ($N = 10^{16}$ *см*$^{-3}$) (что характерно для паров щелочных металлов), граничная величина $\theta_0 \leqslant 10^4$. Если на вход газовой ячейки с указанными

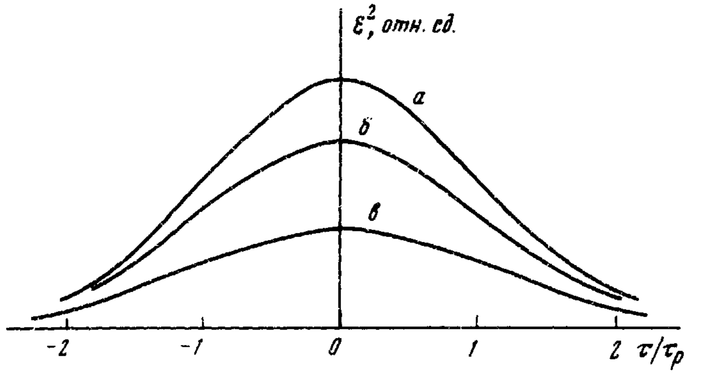

Рис. 1. Затухание импульса $\theta_0 = \pi$: $а - k_2 z = 0{,}02$; $б - k_2 z = 0{,}1$; $в - k_2 z = 0{,}5$

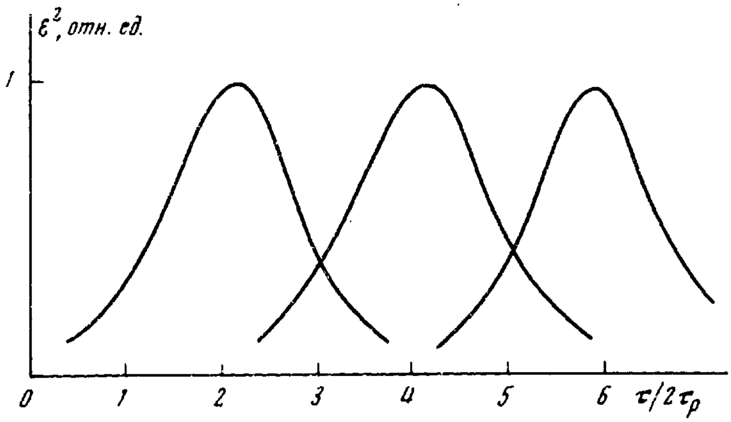

Рис. 2. Движение стационарного 2π-импульса: $а - k_2 z = 2$; $б - k_2 z = 4$; $в - k_2 z = 6$

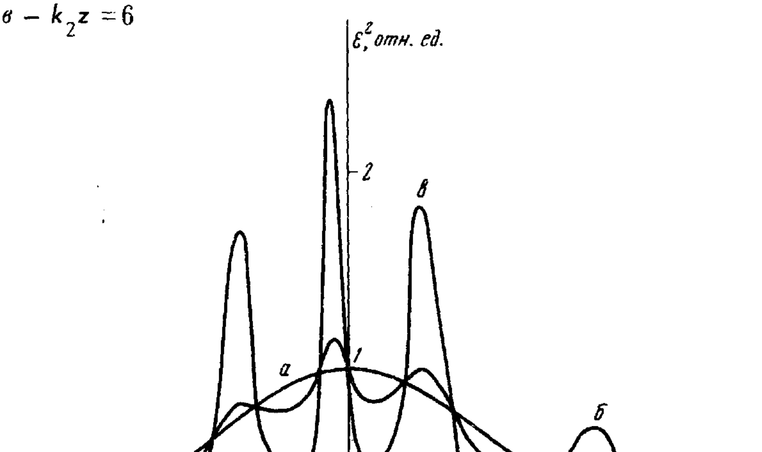

Рис. 3. Разбиение мощного импульса ($\theta_0 = 12\pi$): $а - k_2 z = 0{,}02$; $б - k_2 z = 0{,}1$; $в - k_2 z = 0{,}5$

характеристиками подается импульс, плотность светового потока в котором $q \sim 10^9$ *вт/см*^{2} и длительностью $\tau_p \sim 10^{-9}$ *сек* (при этом $\theta_0 \sim 10^2$ и $T_2 = 10^{-8}$*сек*), то сужение его компонент согласно второму условию (5) может происходить до длительности $\sim 10^{-13} - 10^{-14}$ *сек*$^{-1}$ до наступления многофотонной ионизации. При этом длина соответствующей ячейки должна быть $\sim 10^2$ *см*.

Таким образом описанный нелинейный когерентный эффект может быть использован для формирования мощных ультракоротких импульсов света с длительностями $\tau_p \lesssim 10^{-14}$ *сек*$^{-1}$.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 октября 1973 г.

Литература

[1] Э.М.Беленов, И.А.Полуэктов. ЖЭТФ, **56**, 1407, 1969.

[2] И.А.Полуэктов, В.С.Ройтберг. КСФ, №6, 35, 1971.

[3] N. Tan-no, K. Yokoto, H. Inaba. Phys. Rev. Lett., **29**, 1211, 1972.

[4] M. Takatsuji. Physica, **51**, 1265, 1971.

[5] Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин, И.А.Полуэктов. ЖЭТФ, **57**, 580, 1969.

[6] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, **47**, 1945, 1964.