

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 8, стр. 533 – 537 20 октября 1974 г.

КОГЕРЕНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА ЧЕРЕЗ СРЕДУ В УСЛОВИЯХ ДВУХКВАНТОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

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

Рассмотрена эволюция мощных импульсов лазерного излучения в условиях когерентного двухквантового взаимодействия с резонансными средами. Показано, что при эволюции подобных импульсов с частотами ω_L и ω_s , удовлетворяющими равенству $\omega_L \pm \omega_s = \omega_{21}$ (ω_{21} – резонансная частота среды), возникают когерентные эффекты, приводящие к разбиению на отдельные субимпульсы с последующим сокращением их длительности и увеличением мощности. Эффективность подобного процесса зависит от начального соотношения амплитуд ξ_L и ξ_s .

Особенности когерентного взаимодействия поглощающей среды с ультракоротким лазерным импульсом, когда удвоенная несущая частота импульса 2ω совпадает с частотой перехода ω_{21} была рассмот-

рена в нашей работе [1]. Было показано, что достаточно мощные импульсы в этих условиях, распадаются на субимпульсы, энергия которых остается в процессе распространения практически постоянной, однако их длительность уменьшается, а мощность возрастает. При этом предельные длительность и мощность субимпульсов определяется оптической прочностью среды (лавинной и многофотонной ионизацией).

В данной работе исследуется возможность подобных эффектов в более общем случае двухквантового взаимодействия: $\omega_L + \omega_S = \omega_{21}$ — двухфотонное "поглощение" пары импульсов с частотами ω_L, ω_S ; $\omega_L - \omega_S = \omega_{21}$ — комбинационное взаимодействие подобных импульсов со средой. Предполагается как и в [1], что неоднородное уширение невелико и длительность импульсов $\tau_L, \tau_S < T_2$, где T_2 — время релаксации поляризации. В указанных условиях система материальных уравнений и уравнений Максвелла может быть сведена к уравнениям для амплитуд полей обоих импульсов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_L}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_L}{\partial t} &= -k_L \mathcal{E}_S \sin \Psi \\ \frac{\partial \mathcal{E}_S}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_S}{\partial t} &= \pm k_S \mathcal{E}_L \sin \Psi. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n — коэффициент преломления среды $k_{L,S} = \frac{2\pi\omega_{L,S}}{nc} N r_{12}$, r_{12} — двухфотонный составной матричный элемент, N — плотность частиц среды.

Величина $\Psi(z, t) = \frac{r_{12}}{2\hbar} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}_L(z, t') \mathcal{E}_S(z, t') dt'$ — важная характеристика когерентности и нелинейности взаимодействия, которая аналогична величине $\frac{r_{12}}{2\hbar} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}^2(z, t') dt'$ для случая $2\omega = \omega_{21}$ (см. [1])

и учитывает "перекрывание" \mathcal{E}_L и \mathcal{E}_S .

Знаки (-) и (+) во втором уравнении (1) соответствуют процессам двухфотонного "поглощения" и комбинационного взаимодействия, которые мы рассмотрим отдельно.

1. Двухфотонное поглощение

В этом случае из (1) следует закон сохранения разности числа квантов:

$$\frac{\mathcal{E}_L^2(z, t)}{\omega_L} - \frac{\mathcal{E}_S^2(z, t)}{\omega_S} = \frac{\mathcal{E}_L^2(0, \tau)}{\omega_L} - \frac{\mathcal{E}_S^2(0, \tau)}{\omega_S} \quad \tau = t - \frac{nz}{c}. \quad (2)$$

Распространение импульсов в соответствии с (1) — (2) исследовалось численно на ЭВМ для гауссовой начальной формы импульсов с разной начальной величиной $\theta_0 = \Psi(z=0, t=\infty)$ и $\omega_S = 0,8\omega_L$. Оказалось, что для начальных импульсов с близкими амплитудами результаты мало отличаются от полученных в [1] для случая совпадающих частот $\omega_L = \omega_S$, приводя к разбиению на отдельные мощные ультра-

короткие субимпульсы. В случае сильно отличающихся амплитуд (рис. 1) этот процесс идет гораздо эффективнее для импульса с меньшей начальной энергией (см. также [2]). Таким образом, условие $\omega_L = \omega_S$ не является необходимым для возникновения подобных когерентных эффектов, более того комбинируя мипульсы различных амплитуд и частот (при выполнении условия $\omega_L + \omega_S = \omega_{21}$) можно упростить условие их наблюдения.

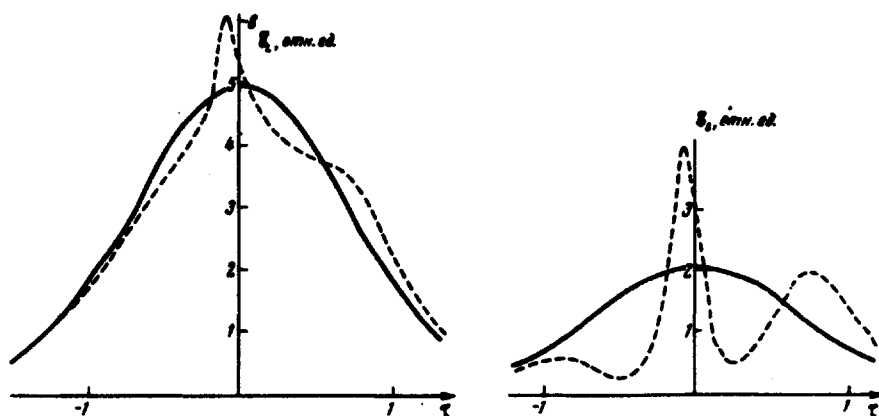


Рис. 1. Двухфотонное поглощение ($\theta_0 = 4\pi$, начальное отношение энергий $r = 0,2$): — $k_2z = 0$, --- $k_2z = 0,5$

2. Комбинационное рассеяние.

В этом случае из (1) следует закон сохранения суммы числа квантов (закон Мэнли — Роу):

$$\frac{\mathcal{E}_L^2(z, t)}{\omega_L} + \frac{\mathcal{E}_S^2(z, t)}{\omega_S} = \frac{\mathcal{E}_L^2(0, \tau)}{\omega_L} + \frac{\mathcal{E}_S^2(0, \tau)}{\omega_S}, \quad (3)$$

Отсюда следует, в частности, что рост отдельных "всплесков" внутри импульсов "сигнала" и "стокса" ограничен начальным значением (3), однако численный расчет показывает, что перераспределение энергии может быть значительным с образованием резких осцилляций (рис. 2 и 3). Существенно, что и здесь этот процесс идет гораздо эффективнее для импульса меньшей начальной энергии, приводя к значительному росту мощности отдельных субимпульсов.

При этом в процессе распространения идет непрерывная когерентная перекачка энергии из "сигнала" в "стокс" и обратно. Для примера рассмотрим комбинационное взаимодействие в молекулярном азоте с использованием импульсов лазера и его стоксовой компоненты с длительностью $\sim 10^{-8}$ сек и мощностью $\sim 10^8 - 10^9$ вт/см². ($\theta_0 = 10 - 100$), сечение комбинационного рассеяния $\sigma \sim 10^{-31}$ см² ($r_{12} = 10^{-25}$ см³). При плотности частиц N порядка $\sim 10^{17}$ см⁻³ характерное расстояние ,

на котором происходит разбиение импульсов $z_0 \approx k_{L,S}^{-1} \approx 10^2$ см. Таким образом, использование двух импульсов с различными амплитудами и частотами открывает более широкие возможности для наблюдения указанных когерентных эффектов и их практического применения.

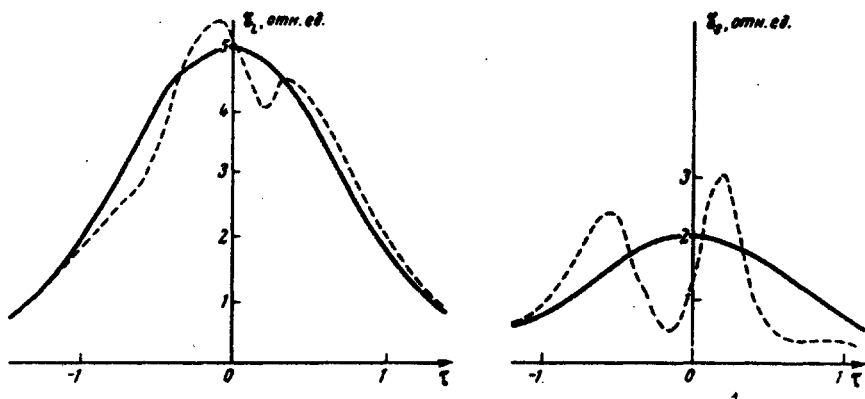


Рис. 2. Комбинационное взаимодействие ($\theta_0 = 4\pi$, $r = 0,2$): — $k_2 z = 0$,
 --- $k_2 z = 0,35$

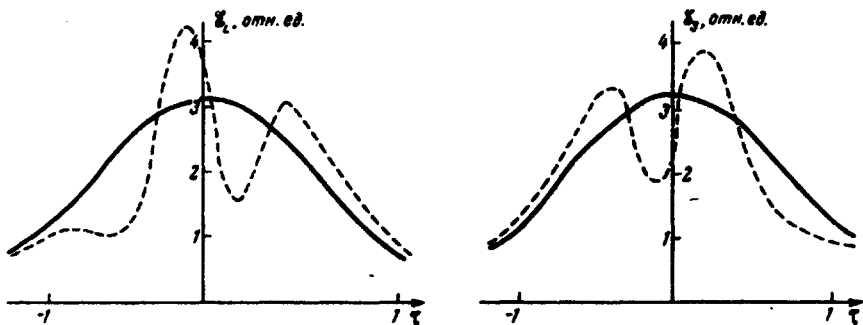


Рис. 3. Комбинационное взаимодействие ($\theta_0 = 4\pi$, $r = 1$): — $k_2 z = 0$,
 --- $k_2 z = 0,5$

Отметим также, что подобные эффекты должны иметь место и при значительной неоднородной ширине, поскольку физические причины явления не зависят от природы линии излучения. Кроме того эти эффекты могут проявляться в случае, когда длительность импульса $\tau \approx T_2$ хотя их характер и будет менее ярко выражен. Подтверждением этих предположений может служить численный расчет, выполненный нами для случая двухфотонного взаимодействия света с полупроводником [3].

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

Поступила в редакцию
 12 июля 1974 г.

Литература

- [1] И.А.Полуэктов, Ю.М.Попов, В.С.Ройтберг. Письма в ЖЭТФ, 18, 638, 1973.
 - [2] N. Tan-no. K. Yokoto. H. Jnaba. Phys. Rev. Lett., 29, 1211, 1972.
 - [3] Т.Л.Гварджаладзе, И.А.Полуэктов, В.С.Ройтберг. Краткие сообщения по физике, ФИ АН СССР, №3, 7, 1973.
-