Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 9, стр. 442 – 444 *10 мая 1988 г.*

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ НЕРЕЗОНАНСНОЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ СРЕДОЙ

Э.М.Беленов, П.Г.Крюков, А.В.Назаркин, А.Н.Ораевский, А.В.Усков

Представлено решение уравнений Максвелла – Блоха, описывающее когерентное распространение импульса света, усиливаемого двухуровневой средой. Импульс снимает всю энергию, запасенную в среде, и его частота при его усилении растет.

1. Динамика когерентного распространения мощного импульса света напряженности $\mathcal{E}(z,t) = E_0(z,t)\cos(\omega_0 t - k_0 z + \varphi_0(z,t))$, резонансного к частоте ω_0 перехода двухуровневых частиц, описывается системой уравнений

$$\mathcal{E}_{zz} - \mathcal{E}_{tt}/c^2 = (4\pi N/c)\mathcal{P}_{tt}, \tag{1}$$

$$\mathcal{P}_{tt} + \omega_0^2\mathcal{P} = -(2\mu^2\omega_0/\hbar)\mathcal{E}n, \qquad n_t = (2/\hbar\omega_0)\mathcal{E}\mathcal{P}_t. \tag{2}$$

Здесь N – плотность частиц, μ – дипольный момент перехода, n – разность населенностей уровней (n меняется между ± 1). В материальных уравнениях (2) опущены релаксационные члены (а именно положено $\mathcal{P}_t/T_2 = n/T_1 = 0$, где T_2 и T_1 – времена релаксации поляризации и числа части). Отсутствие релаксационных членов позволяет в рамках (1 – 2) описать такие эффекты, как индуцируемая самопрозрачность (для поглощающей среды) [1 – 3] или (в усиливающей среде) полный съем энергии частиц полем при распространении импульса [2, 4, 5]. Здесь увеличение энергии импульса с ростом z связано с увеличением ($\sim z$) числа фотонов поля, а увеличение мощности связано, кроме того, со сжатием импульса. При этом огибающая $E_0(z,t)$ поля является знакопеременной функцией с частотой осцилляций, возрастающей $\sim z$. Для больших z частота осцилляций превысит частоту перехода, и приближение огибающих (для $E_0(z,t)$ и $\mathcal{P}(z,t)$) в описании динамики распространения импульса, предполагающее выполнение условия $|(\varphi_0)_t| \ll \omega_0$, становится непригодным.

Ниже описывается эволюция мощного импульса в усиливающей среде для поля, когда невозможно выделить в нем медленно меняющиеся амплитуду и фазу, и для индуцируемой полем поляризации выполнено условие

$$|\mathcal{P}_{tt}| \gg \omega_0 |\mathcal{P}|. \tag{3}$$

При этом оказывается, что фотоны, составляющие поле импульса, меняют свою частоту $\omega(z)$ с ростом z и в пределе ($z \to \infty$) частота фотонов $\omega(z)$ неограниченно возрастает. Импульс снимает всю энергию, запасенную в среде, и увеличение энергии поля происходит без увеличения числа фотонов импульса.

2. Опустим в (2) слагаемое $\omega_0^2\mathcal{P}$, в этом случае материальные уравнения интегрируются при любой форме поля $\mathcal{E}(z,t)$. В частности $n = \cos\psi$, где функция

$$\psi = \frac{2\mu}{\hbar}\int_{-\infty}^{t}\mathcal{E}(z,t)\,dt \tag{4}$$

удовлетворяет уравнению Синус – Гордона

$$\psi_{\xi\eta} = \Omega^2\sin\psi, \qquad \Omega^2 = \frac{2\pi N}{\hbar c^2}\omega_0, \tag{5}$$

$$\xi = t + z/c, \qquad \eta = t - z/c. \tag{6}$$

Для уравнения (5) известно решение с автомодельной переменной $u = \Omega^2 \xi\eta$ (см. [2,4]), ψ изменяется согласно уравнению

$$u\,\psi_{uu} + \psi_u - \sin\psi = 0, \tag{7}$$

и напряженность поля $\mathcal{E}(z, t)$ связана с функцией ψ отношением

$$\mathcal{E}(z, t) = \frac{\hbar\Omega^2}{\mu}\, t\,\psi_u\,. \tag{8}$$

Уравнение (7) имеет регулярные при $u = 0$ решения [2]. Эти решения таковы, что ψ_u – знакопеременная осциллирующая функция типа волнового пакета не равная нулю в окрестности точки $u = 0$. Напряженность поля $\mathcal{E}(z, t)$ отлична от нуля лишь при $\eta \approx 0$, выражение (12) поэтому можно представить в виде

$$\mathcal{E}(z, t) = \frac{\hbar\Omega^2}{c\mu}\, z\,\psi_u \left[2\frac{\Omega^2}{c} z\left(t - \frac{z}{c}\right)\right] \tag{9}$$

Математически эволюция напряженности $\mathcal{E}(z, t)$ поля импульса (9) повторяет то, что сказано в [2,4,5] о эволюции огибающей импульса $E_0(z, t)$, распространяющегося в резонансной усиливающей среде с релаксационными константами $T_1 = T_2 = \infty$.

Поле (9) составлено из субимпульсов с площадями $\sim \pm\, 2\pi$, суммарная площадь субимпульсов $\psi(z, \infty)$ сохраняется и равна π, поле снимает всю энергию запасенную в веществе. Однако переход к условиям распространения, когда описание эффекта возможно лишь в терминах полной напряженности и поляризации, существенно меняет физику эволюции поля. В первом случае (модель огибающих) при распространении импульс сжимается, но не меняется его частота. Во втором случае, когда импульс достаточно мощный и описание его движения в модели огибающих невозможно, импульс не только сжимается, но меняется его частота. Частота согласно (9) равна $\omega(z) = (2\Omega^2/c)z$.

Далее, в первом случае энергия поля нарастает за счет прибавления к импульсу фотонов его же частоты, во втором случае число фотонов импульса вообще не меняется. Энергия импульса увеличивается за счет прибавления энергии $\hbar\omega_0$, излучаемой частицей при индуцированном переходе между уровнями к текущей энергии $\hbar\omega(z)$ фотонов поля. Можно сказать, таким образом, что эволюция короткого мощного импульса света, распространяющегося в двухуровневой среде подобна эволюции импульса света, распространяющегося в гравитационном поле. При квантовом описании эффект сводится к увеличению "веса" фотонов поля, при классическом – к сжатию ($\sim z$) импульса и увеличению ($\sim z$) амплитуды его осцилляций.

3. Условие (3) применимости рассмотренной выше модели сводится к выполнению неравенства $(\mu\mathcal{E}/\hbar)^2 \gg \omega_0^2$. Вводя величину $q = (c/4\pi)\,\mathcal{E}^2$ плотности потока света находим, что

$$q \gg \frac{\hbar\omega_0^2}{4\pi\mu^2}\, c\,. \tag{10}$$

Полагая $\omega_0 = 10^{14}$ рад/с, $\mu = 5\cdot10^{-18}$ абс. ед. имеем $q \gg 10^{11}$ Вт/см^2.

Оценим характерное расстояние, при котором частота $\omega(z)$ фотонов импульса значительно превзойдет частоту ω_0 перехода. Согласно (5) и (9) получаем

$$z \gg c\hbar/4\pi N\mu^2. \tag{11}$$

При $N = 10^{17}$ см^3, $\mu = 5\cdot10^{-18}$ абс. ед. условие (11) эквивалентно требованию $z \gg 1$ см, иными словами при проходе пути $\sim$ 1см. смещение частоты составит величину $\sim \omega_0$.

Литература

1. *Mc Call S.L., Hahn E.L.* Phys. Rev., 1968, **21**, 1151.
2. *Lamb G.L.* Rev. of Mod. Phys., 1971, **43**, 99.
3. *Полуэктов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С.* УФН, 1974, **114**, 97.
4. *Захаров В.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 603.
5. *Манаков С.В.* ЖЭТФ, 1983, **50**, 495.

Поступила в редакцию
23 февраля 1988 г.
После переработки
25 марта 1988г.

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