Краткие сообщения по физике № 6 июнь 1971

ОБ ЭФФЕКТАХ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ КОГЕРЕНТНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

И. А. Полуэктов, В. С. Ройтберг

Эффект индуцированной прозрачности был рассмотрен в ряде работ для однофотонного /1,2/ и двухфотонного /3/ резонансного поглощения. Полученные результаты были, однако, ограничены случаем отсутствия фазовой модуляции: $\frac{\partial}{\partial t}\varphi(z,t) = 0$, где $\varphi(z,t)$ – фаза электрического поля импульса. С другой стороны известно, что распространяющийся в нелинейной среде импульс остается фазово-немодулированным лишь при выполнении двух условий:

1. Линия перехода симметрична, и ее центр ω_{12} совпадает с несущей частотой импульса ω (2ω – для двухфотонного резонанса).

2. Фазовая модуляция отсутствует на входе в среду:

$$\frac{\partial}{\partial t}\varphi(0,t) = 0.$$

Если условие (1) не выполняется, то фазовая модуляция заведомо возникает в переходном режиме. Что касается стационарного импульса, то некоторые физические соображения говорили за то, что в этом случае $\partial\varphi/\partial t = \mathrm{const}$. С другой стороны в недавней работе /4/ были построены стационарные решения, где $\partial^2\varphi/\partial t^2 \neq 0$, хотя вопрос об их устойчивости (а потому и физическом смысле) остается открытым.

Мы будем предполагать, что $\tau \ll T_2$, $\tau \ll 1/\delta\omega_H$, $\Delta_c \gg$

$\gg \delta\omega_н$, где $\Delta_o = \omega - \omega_{12}$ $(2\omega - \omega_{12})$, τ – длительность импульса, $\delta\omega_н$ – ширина контура неоднородного уширения перехода, T_2 – время релаксации поляризации. Тогда в случае двухфотонного резонанса ур-ния для поляризации и поля имеют вид /3/

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega}{c}\varepsilon P_2,$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega}{c}\left(P_1 - \frac{k_{22} - k_{11}}{2}n\right),$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} = -\left(\Delta_o + 2\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{k_{22} - k_{11}}{4\hbar}\varepsilon^2\right)P_2, \tag{1}$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial t} = \left(\Delta_o + 2\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{k_{22} - k_{11}}{4\hbar}\varepsilon^2\right)P_1 + \frac{|k_{12}|^2}{2\hbar}\varepsilon^2 n,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\varepsilon^2}{2\hbar}P_2.$$

Введем "фазу"

$$\tilde{\varphi}(z,t) = \varphi(z,t) + \frac{\Delta_o}{2}t. \tag{2}$$

Вычислим далее величину $\frac{\partial}{\partial z}\left(\varepsilon^2\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial t}\right)$, используя систему (1). Подставляя значения $\partial\varepsilon/\partial z$ и $\partial\varphi/\partial z$ из первых двух уравнений (1), после несложных выкладок получим

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\varepsilon^2\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial t}\right) = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon^2\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial t}\right). \tag{3}$$

Общее решение уравнения (3) имеет вид:

$$\partial\tilde{\varphi}/\partial t = f(t - \tfrac{z}{c})/\varepsilon^2(z,t), \tag{4}$$

где f – произвольная функция.

Используя граничное условие:

$$\partial\varphi(0,t)/\partial t = \dot{\varphi}_0(t), \tag{5}$$

получим закон фазовой модуляции

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t}(z,t) = -\frac{\Delta_0}{2} + \frac{\Delta_0 + 2\dot{\varphi}_0(t-\frac{z}{c})}{2\varepsilon^2(z,t)}\,\varepsilon^2(0,t-\frac{z}{c}). \tag{6}$$

При $\Delta_0 = 0$, $\dot{\varphi}_0(t) = 0$ отсюда получаем $\partial\varphi(z,t)/\partial t \equiv 0$, что согласуется с результатом работы /3/.

Если импульс не взаимодействует со средой, то $\varepsilon(z,t) = \varepsilon(0,t-z/c)$ и $\frac{\partial\varphi}{\partial t}(z,t) = \dot{\varphi}_0(t-z/c)$. Пусть теперь образуется стационарный импульс $\varepsilon(z,t) = \varepsilon(t-z/v)$. Тогда в области $z \sim vt$, где амплитуда поля ε максимальна, $\partial\varphi/\partial t \to -\Delta_0/2$ с ростом z. Следовательно, происходит эффективное "затягивание" частоты.

Заметим, что из уравнения (3) следует также:

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon^2\frac{\partial\varphi}{\partial t}\,dt}{\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon^2 dt} = \frac{\Delta_0}{2}\left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon^2(0,t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon^2(z,t)dt} - 1\right] \geqslant 0. \tag{7}$$

Величина $\Delta(z) = \int\varepsilon^2\frac{\partial\varphi}{\partial t}dt\Big/\int\varepsilon^2 dt$ имеет смысл смещения "средней частоты" импульса, и из (7) следует, что "средняя частота" при распространении импульса либо не смещается, либо "отталкивается" от линии перехода.*)

Сравнивая (7) и (6) можно заключить, что фазовая модуляция приводит к перераспределению энергии импульса по спектру, делая его асимметричным.

Рассмотрим теперь случай однофотонного резонанса

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\varepsilon}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega}{c}P_2, \\ &\varepsilon\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) = -\frac{2\pi\omega}{c}P_1, \end{aligned} \tag{8}$$

---

*) На это наше внимание обратил Б. Я. Зельдович.

$$\frac{\partial P_2}{\partial t} = +\left(\Delta_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)P_1 + \frac{\mu^2}{\hbar}\,\varepsilon n,$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} = -\left(\Delta_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)P_2, \qquad (8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\varepsilon}{\hbar}\,P_2.$$

Используя первые три уравнения системы (8), получим уравнение, связывающее только ε и φ

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\varepsilon\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)\right] = -\left(\Delta_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}\right). \qquad (9)$$

Оно приводится к более симметричному виду переходом к новым координатам $z' = z$, $t' = t - \frac{z}{c}$:

$$\frac{\partial}{\partial t'}\left(\varepsilon^2\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial z'}\right) + \frac{\partial}{\partial z'}\left(\varepsilon^2\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial t'}\right) = 0, \qquad (10)$$

здесь "фаза" $\tilde{\varphi} = \varphi(z',t') + \Delta_0 t'$. Видно, что из уравнения (10) выпали все параметры, характеризующие среду. Однако надо помнить, что поле $\varepsilon(z,t)$ само неявно зависит от $\varphi(z,t)$, причем эта зависимость уже определяется средой.

В начале переходного периода можно, по-видимому, использовать приближение заданного поля ε. После этого уравнение (10) с граничным условием

$$\partial\tilde{\varphi}(0,t')\partial t = \Delta_0 + \dot{\varphi}_0(t') \qquad (11)$$

может быть исследовано численно для конкретно заданной функции $\varepsilon(z',t')$.

В стационарном случае уравнения (8) допускают решения как с "затянутой" ($\partial\varphi/\partial t = -\Delta_0$), так и с несмещенной частотой $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0\right)$.

Для того, чтобы узнать, какой режим физически реализуется, нужно исследовать переходный процесс. Ввиду сложности системы уравнений (8), эта задача до сих пор не решена. Однако на последний вопрос можно было бы ответить экспериментально.

Пусть после переходного процесса образовался стационарный импульс, тогда скорость его распространения v имеет вид:

$$v = \frac{c}{1 + \frac{4\pi\mu^2\tau_1^2\omega n}{\hbar}\frac{1}{1+\Delta_0^2\tau_1^2}}, \quad \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0\right),$$

$$v = \frac{c}{1 + \frac{4\pi\mu^2\tau_2^2\omega n}{\hbar}}, \quad \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\Delta_0\right). \qquad (12)$$

Здесь учтена возможность $\tau_1 \neq \tau_2$. Тогда меняя расстройку Δ_0 и измеряя в каждом случае длительность импульса τ и задержку его прихода, можно определить, какой режим реализуется. Возможно существование порогового Δ_0, когда "затягивание частоты" сменяется распространением на смещенной частоте. Изменение расстройки можно производить с помощью включения постоянного электрического поля. Соответствующие оценки приведены в работе /5/.

В заключение выражаем благодарность Б. Я. Зельдовичу за интерес к работе и обсуждение.

Поступила в редакцию
1 апреля 1971 г.

Литература

1. S. L. McCall, E. L. Hahn. Phys. Rev., 183, 457 (1969).
2. C. K. N. Patel, R. E. Slusher. Phys. Rev. Lett., 18, 1016 (1968).
3. Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов. ЖЭТФ, 56, 1407 (1969).

4. P. Dialetis. Phys. Rev. A2, 1064 (1970).
5. В. С. Ройтберг. Труды ХУ1 научной конференции МФТИ (в печати).