

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 4, стр. 226 – 228 20 февраля 1972 г.

**О ВРЕМЕНИ УСТАНОВЛЕНИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА
ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА**

Б. Я. Зельдович

В работах [1 – 3] был рассмотрен вопрос о времени установления стационарного режима вынужденного рассеяния света в случае лорен-

цевой зависимости коэффициента усиления $g(\omega)$ (по интенсивности, в см^{-1}) от частоты ω :

$$g(\omega) = g_{\max} \operatorname{Im} \frac{-\Gamma}{\omega - \omega_m + i\Gamma} . \quad (1)$$

В этих работах на основании явного аналитического выражения функции Грина соответствующей системы уравнений (содержащего функцию Бесселя мнимого аргумента) был получен следующий результат для времени установления:

$$\tau_{\text{уст}} = \frac{1}{2} g_{\max} z \frac{1}{\Gamma} . \quad (2)$$

В настоящей статье дано обобщение формулы (2) на случай произвольной формы линии усиления $g(\omega)$ и предложена наглядная интерпретация формулы (2), не связанная с конкретным аналитическим выражением функции Грина.

Для определения времени установления мы будем следовать обычной постановке задачи (см. [1]), в которой поле накачки предполагается монохроматическим и постоянным во времени, и рассмотрим распространение по среде δ -образного входного импульса. Момент, когда усиленный отклик на выходе достигает максимального значения, мы и будем считать моментом установления.

Так как, рассматриваемая задача линейна по усиливаемому полю, то наличие коэффициента усиления, зависящего от частоты, по дисперсионным соотношениям приводит и к вещественной части добавки к волновому вектору. Полная добавка $\delta k(\omega)$ может быть представлена в виде

$$\delta k(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\omega') d\omega'}{\omega - \omega' + i\epsilon} ; \quad \epsilon \rightarrow +0 . \quad (3)$$

Кроме того, волновой вектор в среде в отсутствие поля накачки имеет вид $k_0(\omega) = k_0(\omega_m) + (\omega - \omega_m) / v_{\text{гр}}^{(0)}$, где $v_{\text{гр}}^{(0)}$ — групповая скорость света в среде. Задержка времени прихода импульса света в точку z среды дается формулой

$$t_{\text{задер}} = \frac{z}{v} = z \frac{d \operatorname{Re} k(\omega)}{d\omega} . \quad (4)$$

В нашем случае следует учесть оба слагаемых в величине $k(\omega)$: как за счет исходной среды, так и за счет взаимодействия с полем накачки. В результате получаем:

$$t_{\text{задер}} = \frac{z}{v_{\text{гр}}^{(0)}} - z \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\omega') d\omega'}{(\omega - \omega' + i\epsilon)^2} . \quad (5)$$

Первое слагаемое в (5) имеет тривиальный смысл. Второе слагаемое зависит от частоты ω как от параметра. Очевидно, что время установления вынужденного рассеяния получится, если взять значение вто-

рого слагаемого в точке $\omega = \omega_m$, где коэффициент усиления $g(\omega)$ имеет максимум. В результате для времени установления получается выражение

$$\tau_{уст} = \frac{1}{2} g_{max} z \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left[1 - \frac{g(\omega)}{g(\omega_m)} \right] (\omega - \omega_m)^{-2}. \quad (6)$$

Постановка лоренцевой формы линии (1) в (6) дает известный результат (2).

Приведенные выше наглядные соображения могут быть подтверждены вычислением функции Грина

$$G(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \exp\{-i\omega t + i[k_0(\omega) + \delta k(\omega)]z\} \quad (7)$$

с помощью метода перевала, примененного в асимптотическом пределе $g_{max} z \gg 1$.

В качестве конкретного примера приведем выражение для $\tau_{уст}$ в случае, когда контур линии усиления имеет вид

$$g(\omega) = \text{const} (\omega_1 - \omega) \exp\{-(\omega - \omega_1)^2/\Delta^2\} \quad (8)$$

(такая форма линии усиления отвечает доплеровскому или гауссовскому контуру линии спонтанного рассеяния, см. например, [4]). В этом случае $\omega_m = \omega_1 - (\Delta/\sqrt{2})$, и формула (6) дает

$$\tau_{уст} = g_{max} z \frac{1}{\Delta} \sqrt{\frac{e}{\pi}}. \quad (7)$$

Таким образом, показано, что время установления вынужденного рассеяния можно трактовать как время групповой задержки сигнала при распространении импульса по среде, в которой изменена групповая скорость за счет реактивной составляющей ($\text{Re} \delta k(\omega)$) эффективной диэлектрической проницаемости, обусловленной действием поля накачки.

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

Поступила в редакцию
12 января 1972 г.

Литература

- [1] N. Kroll. J. Appl. Phys., 36, 34, 1965.
- [2] C. S. Wang. Phys. Rev., 182, 481, 1969.
- [3] Ю.Е.Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 9, 487, 1969.
- [4] Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. УФН, 101, 3, 1970.