Литература

[1] А. И. Имре, А. И. Дащенко, И. П. Запесочный, В. А. Кельман. Письма в ЖЭТФ, *15*, 712, 1972.
[2] И. П. Запесочный, А. И. Имре, А. И. Дащенко, В. С. Вукстич, Ф. Ф. Данч, В. А. Кельман. ЖЭТФ, *63*, 2000, 1972.
[3] А. И. Дащенко, Э. П. Стахно, А. И. Имре. ПТЭ, № 4, 196, 1972.
[4] В. В. Скубенич. Канд. дисс., Ужгород, 1969.
[5] J. W. McConkey, J. D. Latimer. Proc. Phys. Soc., *86*, 463, 1965.
[6] A. C. Lee, N. P. Carleton. Phys. Lett., *27A*, 195, 1968.
[7] R. W. Nicholls. J. Ras. Nat. Bur. Stand., *65A*, 451, 1961.

Поступило в Редакцию 9 ноября 1972 г.

УДК 535.2

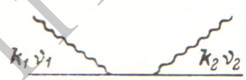
НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ГАЗЕ

Р. И. Соколовский

В последние годы в парах атомов металлов было обнаружено много нелинейных явлений [1–3], в том числе и рассеяние света на свете [2]. Процесс, который идет эффективно лишь при выполнении условия синхронизма, и впервые появляется в матрице рассеяния в четвертом порядке теории возмущений.

В области пересечения световых пучков может происходить обмен квантами, описываемый членами матрицы рассеяния более низкого порядка. В газе такой процесс приводит к изменению статистических свойств слабого пучка. Статистика слабого пучка становится зависимой от мощности сильного пучка, а само явление следует рассматривать как нелинейное.

Предположим, что система газ—электромагнитное поле помещена в некоторый объем V и $\{\mathbf{k}, \nu\}$ — квантовые числа состояний поля, соответствующих этому объему. Рассмотрим два фотонных пучка, содержащие N_1 и N_2 фотонов с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ и поляризациями ν_1, ν_2 соответственно. Аддитивный вклад в амплитуду перехода системы из состояния $|N_1, N_2, l\rangle$ в состояние $|N_1-1, N_2+1, l$, где l — индекс, характеризующий состояние атома, во втором порядке теории возмущений дают две диаграммы



Вероятность перехода в единицу времени находится стандартным образом [4] и оказывается равной

$$\frac{dW}{dt}=\frac{8\pi^3\omega_{k_1}^2 N_a}{\hbar^2 V}\left|\sum_m\left\{\frac{(D^{lm}\mathbf{e}_2)(D^{ml}\mathbf{e}_1)}{\omega_{ml}-\omega_{k_1}-i(\gamma_m/2)}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{(D^{lm}\mathbf{e}_1)(D^{ml}\mathbf{e}_2)}{\omega_{ml}+\omega_{k_1}-i(\gamma_m/2)}\right\}\right|^2 N_{k_1\nu_1}(N_{k_2\nu_2}+1)\,\delta(\omega_{k_1}-\omega_{k_2}), \tag{1}$$

где N_a — число атомов в единице объема, $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ — векторы поляризации взаимодействующих волн, D^{lm} — матричный элемент дипольного момента, ω_{ml} — частоты переходов, γ_m — ширины уровней. При выводе формулы (1) предполагалось, что в газе имеются флуктуации плотности, так что возможно взаимодействие пучков при $\mathbf{k}_1 \neq \mathbf{k}_2$ [5, 6]. Считая, что частоты взаимодействующих волн совпадают и равны ω, проинтегрируем (1) по ω_{k_1}. Так получится формула для вероятности перехода в единицу времени кванта из пучка 1 в пучок 2

$$\bar{W}=RN_1(N_2+1). \tag{2}$$

Здесь $R=8\pi^3c^4N_a\sigma_0/\omega^2V$, σ_0 — сечение спонтанного рассеяния [7]. При $N_1 \gg N_2 \gg 1$ единицей в круглых скобках можно пренебречь, и формула (2) становится симметричной относительно замены индексов 1 на 2 и обратно. Физически это означает, что вынужденные переходы не приводят к изменению среднего числа квантов, хотя пучки весьма интенсивно взаимодействуют. Существование взаимодействия можно установить, анализируя более высокие моменты функции распределения фотонов f_N слабого пучка. В частности, дисперсию σ^2 чисел фотонов.

Нетрудно написать кинетическое уравнение для f_N, отвечающее процессу (2),

$$\frac{df_N}{dt} = -R(N+1)\langle N_1\rangle f_N + RN\langle N_1\rangle f_{N-1} - \\ - RN\langle N_1+1\rangle f_N + R(N+1)\langle N_1+1\rangle f_{N+1}, \tag{3}$$

где $\langle N_1\rangle$, $\langle N_1+1\rangle$ — средние величины, характеризующие первый пучок. Пренебрегая спонтанными переходами по сравнению с вынужденными и считая, что f_N медленно меняется с изменением N, перейдем от разностного уравнения (3) к дифференциальному уравнению Фоккера—Планка

$$\frac{\partial}{\partial t} f_N = -R\langle N_1\rangle \frac{\partial}{\partial N} f_N + R\langle N_1\rangle \frac{\partial^2}{\partial N^2}(N f_N). \tag{4}$$

Из (4) видно, что взаимодействие пучков ведет к уширению распределения чисел фотонов, причем коэффициент диффузии зависит от мощности второго пучка. Первое слагаемое справа в (4) описывает изменение среднего числа фотонов за счет спонтанного рассеяния.

Решение (4) в предположении, что в начальный момент времени

$$f_N = \delta(N - N_0)$$

находится довольно просто

$$f_N(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{1 + i\omega\Delta\bar{N}} \exp\left\{-\frac{\omega^2 N_0 \Delta\bar{N}}{1 + (\omega\Delta\bar{N})^2} + i\omega\left[N - \frac{N_0}{1 + (\omega\Delta\bar{N})^2}\right]\right\}, \tag{5}$$

где $\Delta\bar{N} = R\langle N_1\rangle t$. На промежутках времени $0 \ll t \ll N_0/R\langle N_1\rangle$ и $t \gg N_0/R\langle N_1\rangle$ формула (5) упрощается, принимая соответственно вид

$$f_N(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(N-N_0)^2/2\sigma^2}, \tag{6}$$

где $\sigma^2 = 2N_0\Delta\bar{N}$, и

$$f_N(t) \simeq \frac{1}{\Delta\bar{N}} e^{-N/\Delta\bar{N}}. \tag{7}$$

Таким образом, первоначальное распределение расплывается, стремясь в пределе при неограниченном возрастании времени взаимодействия к тепловому распределению.

Излучение идеального когерентного источника имеет дисперсию, равную N_0. Чтобы экспериментально наблюдать уширение слабого пучка, необходимо добиться $\Delta\bar{N} \gg 1$ [см. (6)]. Пусть пучок распространяется в телесном угле 10^{-3} в газе с плотностью атомов 10^{19} см$^{-3}$. Если сечение рассеяния равно 10^{-25} см^2, размер области взаимодействия порядка 1 см, то уширение заметно для плотности потоков фотонов сильного поля 10^{10} см$^{-3}$, что соответствует 10 вт/см^2. При приближении к резонансу сечение рассеяния резко возрастает и явление можно наблюдать для более слабых пучков.

Формула (7) приложима к релеевскому рассеянию. Интересно отметить, что при спонтанном рассеянии когерентного света, статистика рассеянного света оказывается тепловой.

Автор выражает глубокую благодарность В. А. Ходовому за ценные критические замечания.

Литература

[1] А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. ЖЭТФ, *56*, 144, 1969.

[2] А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. Письма ЖЭТФ, *11*, 431, 1970.

[3] В. М. Арутюнян, Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, М. Е. Мовсесян. ЖЭТФ, *58*, 37, 1970.

[4] Р. Фейнман. Квантовая электродинамика. Изд. «Мир», М., 1964.

[5] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. Изд. «Мир», М., 1966.

[6] И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. Изд. «Наука», М., 1965.

[7] В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Релятивистская квантовая теория, ч. 1. Изд. «Наука», М., 1968.

Поступило в Редакцию 9 ноября 1972 г.