

УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО
РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

А. В. Крайский

УДК 621.375.82

Получена система связанных уравнений переноса для плотности квантов возбуждающего и стоксова излучения (скалярная модель), распространяющихся в дисперсной среде. Кратко обсуждается диффузионное приближение. Для случая плоского рассеивающего слоя результаты расчета пороговых характеристик в двойном P_0 приближении сравниваются с результатами эксперимента.

Для объяснения явления вынужденного комбинационного рассеяния в дисперсных средах, какими являются кристаллические порошки, для плоскопараллельного слоя в работе /1/ была предложена четырехпотоковая модель. Недостатком ее является то, что она пригодна только для плоского равномерно освещенного слоя.

В работе /2/ для объяснения этого явления предлагается нестационарное уравнение диффузии. Однако, в той форме, как оно написано, уравнение не всегда пригодно. Кроме того, если длина свободного пробега фотона сравнима с характерным размером изменения фазовой плотности, диффузионное приближение вообще не применимо.

В этих случаях больше подходит система двух уравнений переноса, частными случаями которой являются и уравнение диффузии, и четырехпотоковая модель. Уравнения переноса нетрудно получить, рассматривая баланс квантов возбуждающего и стоксова излучения в малом объеме (см., например, /3/). В нашем случае мы должны учесть еще dN стоксовых квантов, появившихся в объеме dV в окрестности точки \vec{r} . Поскольку вероятность появления стоксова кванта пропорциональна $n_L(n_{St} + 1)$, где n_L и n_{St} — плотности квантов возбуждающего и стоксова излучения соответствующего сорта, то нетрудно видеть, что

$$dN = dV d\omega d^2\Omega dt v_{St} \int_V (\sigma_{vSt}(\vec{r}, \vec{\Omega}, \omega_{St}, t) + \sigma_{оп}) \times \\ \times \iint d^2\Omega' d\omega_L \psi_L(\vec{r}, \vec{\Omega}', \omega_L) a(\vec{\Omega}' - \vec{\Omega}, \omega_L, \omega_L - \omega_{St}),$$

где $\psi_{L,St}$ - фазовые плотности, индексы L и St относятся к величинам, характеризующим возбуждающее и стоксово излучение, \vec{Q} - направление распространения кванта, $\sigma_{СП}$ - сечение спонтанного рассеяния, σ_b - коэффициент вынужденного излучения, a - характеризует угловые и частотные зависимости комбинационного рассеяния.

Добавляя соответствующий член в уравнение для возбуждающих квантов, получаем систему двух связанных уравнений переноса:

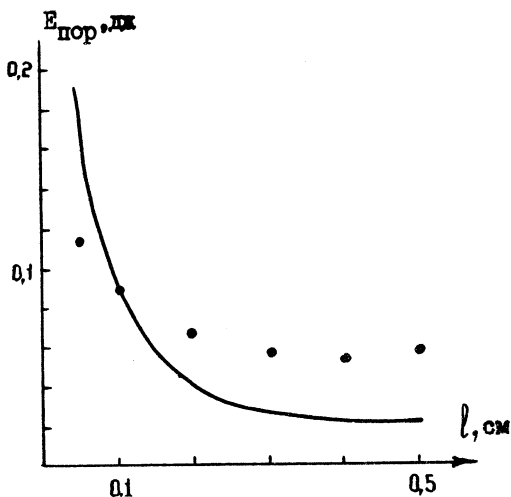
$$\begin{aligned} & \frac{1}{v_{St}} \frac{\partial \psi_{St}(\vec{r}, \vec{Q}, \omega_{St}, t)}{\partial t} + \vec{Q} \nabla \psi_{St}(\vec{r}, \vec{Q}, \omega_{St}, t) + \\ & + \psi_{St}(\vec{r}, \vec{Q}, \omega_{St}, t) \left(\sigma^{St} - \sigma_b \right) \int d^2 \Omega' d\omega_L \times \\ & \times \psi_L(\vec{r}, \vec{Q}', \omega_L, t) a(\vec{Q}' - \vec{Q}, \omega_L, \omega_L - \omega_{St}) = \quad (1a) \\ & = \sigma_s^{St} \int d^2 \Omega' \psi_{St}(\vec{r}, \vec{Q}', \omega_{St}, t) g(\vec{Q}' - \vec{Q}, \omega_{St}) + \\ & + \sigma_{СП} \int d^2 \Omega' d\omega_L \psi_L(\vec{r}, \vec{Q}', \omega_L, t) a(\vec{Q}' - \vec{Q}, \omega_L, \omega_L - \omega_{St}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v_L} \frac{\partial \psi_L(\vec{r}, \vec{Q}, \omega_L, t)}{\partial t} + \vec{Q} \nabla \psi_L(\vec{r}, \vec{Q}, \omega_L, t) + \\ & + \psi_L(\vec{r}, \vec{Q}, \omega_L, t) \left(\sigma^L + \sigma_{СП} \int d^2 \Omega' a(\vec{Q}' - \vec{Q}, \omega_L, \omega_L - \omega_{St}) + \right. \\ & \left. + \sigma_b \int d^2 \Omega' d\omega_{St} \psi_{St}(\vec{r}, \vec{Q}', \omega_{St}, t) a(\vec{Q}' - \vec{Q}, \omega_L, \omega_L - \omega_{St}) \right) = \quad (2a) \\ & = \sigma_s \int d^2 \Omega' \psi_L(\vec{r}, \vec{Q}', \omega_L, t) g(\vec{Q}' - \vec{Q}, \omega_L), \end{aligned}$$

где $v_{L,St}$ - скорость распространения квантов, σ - сечение столкновений, σ_s - сечение рассеяния, g описывает индикатрису рассеяния из-за неоднородности коэффициента преломления. Граничные условия определяются конкретным экспериментом. При малых коэффициентах преобразования возбуждающее излучение можно определять независимо от стоксова и результат подставлять в уравнение (1a). В P_1 -приближении [3] для стоксовой компоненты получается уравнение диффузии

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \nabla(D\nabla\Phi) - (\sigma_a - \sigma_b N_L(\vec{r}))\Phi + \sigma_{сп} N_L(\vec{r}), \quad (2)$$

где $D(\vec{r}) = [3(\sigma - \sigma_b N_L(\vec{r}))]^{-1}$ - коэффициент диффузии стокового излучения (для простоты мы рассматриваем случай монохроматического излучения и изотропных рассеяний), Φ - плотность стоковых квантов, $\sigma_a = \sigma - \sigma_b$, $N_L(\vec{r})$ - плотность квантов накачки.



Р и с. I.

Уравнение (2) отличается от уравнения, предложенного в /2/, тем, что коэффициент диффузии зависит от плотности фотонов возбуждающего излучения.

В стационарном случае в двойном P_0 -приближении (см., например, /3/), т.е. представляя плотность ψ в виде $\psi^+(\vec{r}) (\mu > 0)$ и $\psi^-(\vec{r}) (\mu < 0)$, мы получим уравнения четырехпотоковой модели /1/, с константами: рассеяния - $s = 4\pi\sigma_s$, поглощения - $k = 2(\sigma - 4\pi\sigma_s)$, спонтанного рассеяния - $B = 4\pi\sigma_{сп}$, вынужденного рассеяния - $A = 4\pi\sigma_b$.

По этой модели был проведен расчет энергетических зависимостей выходной энергии первой стоковой компоненты от энергии возбуждающего излучения. Все параметры были взяты такими же, как в работе /5/: $k = 1,24$; $s = 7,9$; $B = 1,7 \cdot 10^{-5}$ (из результатов

работы /4/). Параметр A ($160 \text{ дж}^{-1} \text{ см}^{-1}$) подбирался таким образом, чтобы рассчитанный порог совпадал с экспериментальным для толщины l мм. Энергетические зависимости похожи на экспериментальные из работ /4,2/: также наблюдаются четыре участка - спонтанного рассеяния, линейного усиления, генерации и насыщения. Линией на рисунке показана расчетная зависимость пороговой энергии накачки от толщины слоя. Точками нанесены экспериментальные данные /5/. Видно, что экспериментальная зависимость изменяется в меньших пределах и быстро выходит на насыщение. Расхождение становится понятным, если учесть, что накачка фокусировалась в малое пятно размером несколько мм, которое на выходе расплывалось до l см. Учет расходимости, по-видимому, должен приблизить расчетную кривую к экспериментальной.

Поступила в редакцию
10 июля 1974 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Зубов, А. В. Крайский, М. М. Сушинский. Препринт ФИАН № 145, Москва, 1970 г.
2. Г. В. Перегудов, Е. Н. Рагозин, В. А. Чирков. ЖЭТФ, 63, 421 (1972).
3. К. Кейт, П. Цвейфель. Линейная теория переноса. Москва, "Мир", 1972 г.
4. Е. К. Казакова, А. В. Крайский, В. А. Зубов, М. М. Сушинский, И. К. Шувалов. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 42, (1970).
5. В. А. Зубов, А. В. Крайский, М. М. Сушинский. Препринт ФИАН № 189, Москва, 1968 г.