

УДК 535.37+535.3

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЫ НАПРАВЛЕННЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ

Н. Н. Безуглов и А. Н. Ключарев

Рассмотрен случай оптически плотной среды конечных размеров цилиндрической конфигурации. Найдено выражение для общего числа возбужденных атомов, образующихся при падении на боковую поверхность поглощающей среды под произвольным углом направленного монохроматического светового пучка.

В наших работах [1, 2] был рассмотрен случай возбуждения оптически плотной поглощающей среды излучением широкого спектрального состава. При использовании в качестве возбуждающего излучения лазерных пучков света в частотном интервале, сравнимом с полушириной контура линии поглощения, возникает ряд дополнительных вопросов, связанных с пространственной неоднородностью возбуждения и расчетом общего числа оптически возбужденных атомов.

Две эти характеристики возбужденной среды оказываются весьма существенными при исследованиях элементарных процессов при лазерном возбуждении атомов. В общем случае решение задач переноса излучения в объемах произвольной формы сталкивается с серьезными математическими трудностями, которые до конца преодолеть пока не удается. Здесь мы рассмотрим практически важный случай объема цилиндрической конфигурации. Из результатов работы одного из нас [3] следует, что реальный цилиндр конечной длины H и радиуса R может рассматриваться в задачах переноса излучения как цилиндр бесконечной длины при выполнении условия $H > 3R$. В случае падения светового пучка на боковую поверхность цилиндра под произвольным углом последнее условие может быть сформулировано следующим образом: расстояние точек входа и выхода светового пучка от оторцов объема цилиндрической конфигурации должно быть больше чем $1.5R$. Рассмотрим фундаментальную характеристику возбужденной среды — общее число N^* возбужденных атомов, образующихся при падении на боковую поверхность направленного светового пучка. Проведенный нами анализ выполнен в рамках теории Бибермана—Холстейна, что предполагает выполнимость принципа полного перераспределения излучения по частоте. В случае оптически плотной среды выполнение этого принципа не вызывает сомнений [4, 5].

В [6] было получено соотношение

$$N^* = \tau \int_V d^3x \alpha^*(x) \bar{N}(x), \quad (1)$$

где τ — радиационное время жизни возбужденного атома, $\alpha^*(x)$ — плотность первичных источников возбуждения в точке x . Функция $\bar{N}(x)$ имеет смысл среднего числа рассеяний кванта света, испущенного в точке x , до его выхода за пределы объема V с поглощающей средой. В той же работе [6] для случая плоского слоя было показано, что

$$\bar{N}(x) = n^*(x)/n_0, \quad (2)$$

где $n^*(x)$ — решение уравнения Бибермана—Холстейна для случая пространственного однородного распределения первичных источников $\alpha^*(x) = n_0 \tau^{-1}$

(n_0 — концентрация нормальных атомов). В то же время можно строго показать, что соотношение (2) выполняется в общем случае объема с поглощающей средой произвольной конфигурации и существенной пространственной неоднородности спектрального коэффициента поглощения $k_\nu(x)$ [7]. Для оптически плотного ($k_0 R > 7$) случая бесконечного цилиндра и консервативного характера рассеяния света в [8] было получено аналитическое выражение для функции $\bar{N}(r)$

$$\bar{N}(r) = \frac{1}{M(k_0 R)} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(1.5 + \mu)}{\Gamma(1 + \mu)} \frac{\sin(\pi\mu)}{\pi\mu} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^\mu. \quad (3)$$

Здесь μ — спектральный параметр, характеризующий профиль крыльев спектральной линии [6]: $\mu_D = 0.5$ для случая доплеровского контура и $\mu_L = 0.25$ для лорентцовского контура, Γ — гамма-функция, функция $M(\rho)$ определя-

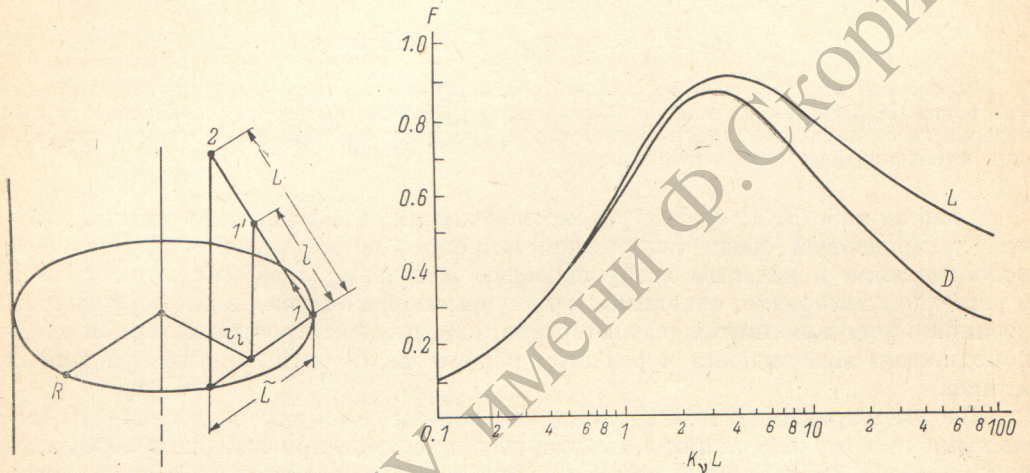


Рис. 1. Иллюстрация схемы прохождения направленного светового луча через оптически плотную среду цилиндрической конфигурации радиуса R .

1 — точка входа луча, 2 — точка выхода луча.

Рис. 2. Зависимость функции F от величины оптического пути, проходимого лучом света частоты ν в поглощающей среде.

L — случай лорентцовского контура, D — случай доплеровского контура.

ется соотношением $\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu \varphi_\nu \exp[-k_\nu k_0^{-1} \rho]$, где спектральный коэффициент испу-

скания $\varphi_\nu = k_\nu \left[\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu k_\nu \right]$.

Пусть луч света частоты ν падает на боковую поверхность цилиндра под произвольным углом (рис. 1). В этом случае интегрирование по объему в (1) сведется к интегрированию по лучу (1—2) (рис. 1)

$$N^* = \tau I_\nu \int_0^L [k_\nu e^{-k_\nu l}] \bar{N}(r_l) dl, \quad (4)$$

где I_ν — полное число квантов света, попадающих в объем в единицу времени [квант \cdot с $^{-1}$]. В формуле (4) выражение в квадратных скобках описывает функцию первичных источников в направлении по лучу света на расстоянии l от точки его входа в поглощающую среду, r_l — расстояние точки l' до оси цилиндра (рис. 1). С учетом (3) соотношение (4) можно привести к виду

$$N^* = \tau I_\nu \frac{2^{-2\mu}}{M(k_0 \bar{L})} \frac{\sin(\pi\mu)}{\pi\mu} \{k_\nu L \Phi(1 + \mu, 2 + 2\mu; -k_\nu L)\}. \quad (5)$$

В выражении (5) \tilde{L} — проекция отрезка 1—2 на плоскость, ортогональную оси цилиндра (рис. 1), Φ — вырожденная гипергеометрическая функция [9]. При выводе соотношения (5) использовалось асимптотическое равенство $M(k_0 L) = M(k_0 \tilde{L}) (L/\tilde{L})^{2\mu}$ [6]. При фиксированной мощности облучения выражение в фигурных скобках (5) определяет эффективность возбуждения в зависимости от частоты падающего света. Зависимость N^* от направления падения светового луча на боковую поверхность определяется величиной оптического пути $k_0 L$, проходимого светом в поглощающей среде, а также величиной \tilde{L} . Сразу же можно отметить, что для достижения максимальной величины N^* необходимо выбрать максимально возможную величину $k_0 \tilde{L}$, равную $2k_0 R$. Пучок света должен проходить в осевой плоскости цилиндра. Кроме того, эффективность оптического возбуждения определяется функцией $F \equiv k_0 L \Phi(1 + \mu, 2 + 2\mu; -k_0 L)$ в выражении (5).

На рис. 2 приведена рассчитанная по (5) функция F при двух значениях параметра μ , $\mu_D = 0.5$; $\mu_L = 0.25$. Начальная часть зависимости, представленной на рис. 2, соответствует частотам излучения, далеким от центра поглощения, для которых среда практически прозрачна ($k_0 L \ll 1$). При $k_0 L > 7$, т. е. в области больших оптических толщин, для F выполняется асимптотическое соотношение

$$k_0 L \Phi(1 + \mu, 2 + 2\mu; -k_0 L)_{k_0 L \rightarrow \infty} \approx \frac{\Gamma(2 + 2\mu)}{\Gamma(1 + \mu)} \frac{1}{(k_0 L)^\mu} \left[1 - \frac{\mu(1 + \mu)}{k_0 L} \right]. \quad (6)$$

Уменьшение эффективности возбуждения для этого диапазона частот, близкого к центральной частоте ν_0 ($k_0 L > 7$), связано с преимущественным поглощением первичного излучения у границы объема с последующей относительно большой вероятностью переизлучения фотона за пределы поглощающей среды. Данные, приведенные на рис. 2, позволяют выделить диапазон частот, наиболее эффективный для оптического возбуждения среды (на уровне 0.5 от его максимального значения)

$$\frac{\sqrt{k_0 L}}{10} < \frac{|\nu - \nu_0|}{\Delta\nu_L} < \frac{\sqrt{k_0 L}}{0.75} \quad (7)$$

(L — лорентцовский контур линии);

$$\sqrt{\ln\left(\frac{Lk_0}{25}\right)} < \frac{|\nu - \nu_0|}{\Delta\nu_D} < \sqrt{\ln\left(\frac{Lk_0}{0.55}\right)} \quad (8)$$

(доплеровский контур).

Таким образом, становится возможным в каждом конкретном случае при фиксированной мощности облучения выбрать оптимальный частный диапазон возбуждающего света.

Из соотношений (7) и (8) видно, что при увеличении оптической толщины среды эффективный диапазон частот расширяется и смещается от центра линии. Отсюда следует, что в случае возбуждения оптически плотной среды направленным монохроматическим излучением, его частота должна отличаться от частоты ν_0 , соответствующей центру линии поглощения. Это обстоятельство полезно иметь в виду при планировании экспериментов по возбуждению оптически плотных сред монохроматическим излучением. Излучение в частотах, далеко отстоящих от центральной частоты ν_0 , для которых среда является оптически прозрачной (начальная часть кривых рис. 2) может в ряде случаев приводить к нежелательным явлениям, например, к фотоионизации возбужденных атомов при исследовании фотопроцессов хемоионизации.

Авторы выражают признательность Н. П. Пенкину за интерес к работе.

Литература

- [1] Н. Н. Безуглов, Б. В. Добролеж, А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман. *Опт. и спектр.*, 43, 23, 1977.
- [2] Н. Н. Безуглов, А. Н. Ключарев. *Ж. прикл. спектр.*, 30, 559, 1979.
- [3] Н. Н. Безуглов. *Опт. и спектр.*, 43, 418, 1977.

- [4] В. В. Иванов, Л. Б. Шнейвайс. Астроф. ж., 12, 245, 1976.
[5] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 61, 1815, 1971; 65, 1012, 1973.
[6] В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел., М., 1969.
[7] Н. Н. Безуглов. Автореф. канд. дисс., Л., 1980.
[8] А. М. Дыхне, А. П. Напартович. Препринт ИАЭ-2026, М., 1970.
[9] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1963.

Поступило в Редакцию 14 июля 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скоринь