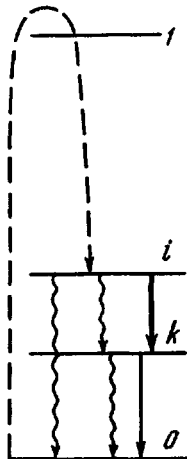


О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ИНФРАКРАСНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА

В.С.Горелик, В.А.Зубов, М.М.Сущинский, В.А.Чирков

Ниже обсуждается новый механизм создания инверсной заселенности между колебательными или колебательно-вращательными уровнями молекул.

Рассмотрим молекулу со схемой уровней, указанной на рисунке. Будем предполагать, что: 1) переход  $0-i$  разрешен в спектре ком-



бинационного рассеяния и запрещен для однофотонного процесса, 2) переход  $0-k$ , наоборот, запрещен для комбинационного рассеяния и разрешен для однофотонного процесса, 3) переход  $k-i$  разрешен для однофотонного процесса. Эти условия выполняются, например, для колебательных переходов всех молекул, имеющих центр инверсии. При выполнении условий (1-3) при комбинационном рассеянии света уровень  $k$  не будет заселяться, в результате чего возможно нарушение теплового распределения молекул по колебательным уровням и возникновение инверсной заселенности. Коэффициент усиления на 1 см для перехода  $i-k$  вблизи порога генерации имеет вид:

$$k = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{A_{ik}}{\Delta\nu} g_i \left( \frac{N_i}{g_i} - \frac{N_k}{g_k} \right) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{A_{ik}}{\Delta\nu} g_{ik} \left( \frac{q_i}{w_i g_i} - \frac{N_k}{g_k} \right), \quad (I)$$

где  $g_i, g_k$  - статистические веса верхнего и нижнего уровней;  
 $\lambda$  - длина волны перехода  $i-k$ ;  $N_i, N_k$  - число молекул в  $\text{см}^3$   
на верхнем  $i$ - и нижнем  $k$ - уровнях;  $A_{ik}$  - коэффициент Эйнштейна

для спонтанного излучения;  $\nu_i$  - скорость "подкачки" молекул на верхний уровень;  $W_i$  - полная вероятность распада этого уровня;  $\Delta\nu$  - ширина линии спонтанного излучения в  $\text{сек}^{-1}$ . Вдали от резонанса абсолютный квантовый выход комбинационного рассеяния на одну молекулу  $\bar{\epsilon}$  не зависит от частоты возбуждающего света, тогда  $\nu_i = \bar{\epsilon} N_0 \bar{P} / \hbar \bar{\omega}_0$ , где  $\bar{P}$  - эффективное значение плотности мощности падающего излучения;  $\bar{\omega}_0$  - эффективное значение круговой частоты падающего света;  $N_0$  - число молекул в  $\text{см}^3$  в основном состоянии. При достаточно низких температурах вторым слагаемым в (1) можно пренебречь, тогда при длине резонатора  $l = 10$  см и коэффициенте отражения зеркал  $R = 99\%$  получаем, что необходимое для генерации условие имеет вид:

$$k = \frac{\lambda^2 A_{ik} \bar{\epsilon} N_0 \bar{P}}{8\pi \Delta\nu W_i \hbar \bar{\omega}_0} \gg 10^{-3}. \quad (2)$$

К условию (2) необходимо добавить требование достаточно быстрого обеднения нижнего рабочего уровня, которое в большинстве случаев выполняется [1].

Для ориентировочных оценок можно принять для газов:  $\lambda = 10$  мк,  $N_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\bar{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$  [2],  $A_{ik} = 10^2 \text{ сек}^{-1}$ ,  $W_i = 10^2 \text{ сек}^{-1}$  [3] (1),  $\Delta\nu = 3 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ ,  $\hbar \bar{\omega}_0 = 10^{-12}$  эрг. Тогда из (2) получаем, что генерация возможна при  $\bar{P} \gg 10^4 \text{ вт/см}^2$ . Для жидкости  $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_i = 10^8 \text{ сек}^{-1}$  [1] (2) и из (2) следует, что для генерации необходимо, чтобы  $\bar{P} \gg 10^7 \text{ вт/см}^2$ . Оценки, проведенные для ксеноновой лампы ( $\tau = 10^{-3} \text{ сек}$ ,  $\bar{P} \approx 10^5 \text{ вт/см}^2$ ) показывают, что в газе можно получить генерацию. При этом плотность молекул на верхнем уровне оказывается равной  $N_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

При приближении к полосам электронного поглощения происходит возрастание абсолютного квантового выхода комбинационного рассеяния света на 4-5 порядков [5,6]. Условие (2) для газов в этом случае выполняется при  $\bar{P} \gg 0,1 \text{ вт/см}^2$ , а в жидкостях - при  $\bar{P} \gg 10^2 \text{ вт/см}^2$ . Полагая для того же источника света в области резонанса  $\bar{P} = 10^4 \text{ вт/см}^2$  получаем, что  $N_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в случае газов и  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  для жидкостей, т.е. в обоих случаях возможна генерация при достаточно низких температурах.

При использовании рубинового лазера можно получить  $\bar{P} = 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса  $\tau = 10^{-8}$  сек. Обычно при такой плотности мощности монохроматического излучения в жидкости наблюдается вынужденное комбинационное рассеяние, для которого квантовый выход может достигать нескольких десятков процентов, т.е. можно считать, что  $P = 0,1 P_0$ , где  $P$  - полная мощность вынужденного комбинационного рассеяния,  $P_0$  - плотность мощности возбуждающего излучения. При этом  $N_i = 10^{16}$  л/см<sup>3</sup>, что значительно превышает пороговое значение. Указанный механизм возбуждения принципиально осуществим и в кристаллах.

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

Поступило в редакцию

14 мая 1966 г.

#### Литература

- [1] К.А.Валиев. Оптика и спектроскопия, II, 465, 1961.
- [2] И.М.Кондиленко. Збірник фізичного факультету, № 10, 1959, Вид.КДУ.
- [3] J.S.Polanyi. J.Chem. Phys., 34, 347, 1961.
- [4] С.К.М.Patel. Phys. Rev., 136A, 1187, 1964.
- [5] Н.П.Шорыгин. Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 581, 1953.
- [6] J.Behringer. Z.Electrochem., Ber. Buns. Chem., 62, 544, 1958.

1) В качестве  $W_i$  для газа мы берем скорость распада колебательного уровня, так как малое время жизни вращательных уровней приводит лишь к быстрому установлению теплового равновесия во вращательно-колебательной полосе. Отметим, что в газе возможно возникновение инверсной заселенности между вращательными подуровнями различных колебательных уровней даже в том случае, когда  $N_i/N_k \ll 1$  [4], где  $N_i, N_k$  - полные числа молекул в 1 см<sup>3</sup> на верхнем и нижнем колебательных уровнях.

2) Для  $W_i$  в жидкости взята вероятность диссипации колебательного уровня  $i$ , неактивного для однофотонного перехода  $0-i$ .