

П. С. ПОГОСЯН, Л. О. ГРИГОРЯН

## ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ И В ПЕРЕНАСЕЛЕННОЙ СРЕДЕ\*

1. В связи с целым рядом теоретических расчетов по прохождению света через перенаселенную среду [1, 2, 3, 4], возникла необходимость детального изучения различных оптических параметров активных веществ. Среди них особый интерес представляет коэффициент поглощения.

Как известно, при малых интенсивностях поглощение света при прохождении через активное вещество длины  $l$  дается следующим простым соотношением:

$$J_l = J_0 e^{-\beta l}, \quad (1)$$

где  $J_0$ ,  $J_l$  — интенсивность входного и выходного пучков соответственно, а  $\beta$  — коэффициент поглощения вещества.

Однако, при больших интенсивностях излучения и при наличии накачки (возбуждение атомов, приводящее к перенаселенности) выражение (1) не применимо.

Если исследовать короткие световые импульсы, то есть такие импульсы, длительность которых настолько мала, что действием накачки и спонтанного излучения на изменение населенности атомов за время прохождения импульса через активное вещество можно пренебречь, то, как показано в работе [1], в случае, когда частота излучения совпадает с резонансной частотой поглощения, изменение полного числа фотонов по длине образца выразится уравнением

$$\frac{dU^*}{dx} = \frac{1}{2} \Delta_n (1 - e^{-2\sigma U^*}) - \beta_0 U^*, \quad (2)$$

где  $U^*$  — полное число фотонов, проходящих через  $1 \text{ см}^2$  в сечении  $x$  за время импульса,

$\Delta_n$  — инверсная населенность в момент прохождения импульса,

$\sigma$  — эффективное сечение столкновения для индуцированного перевода атома из возбужденного состояния на основной уровень (или обратно),

$\beta_0$  — нерезонансный коэффициент поглощения.

Решение уравнения (2) при условии  $2\sigma U^* \ll 1$  можно написать в следующем виде:

\* Работа доложена на научной сессии ЕрГУ в апреле 1964 г.

$$U_i^* = \frac{U_0^* e^{(\sigma\Delta_n - \beta_0)l}}{1 + \frac{\sigma\Delta_n}{\sigma\Delta_n - \beta_0} \left[ e^{(\sigma\Delta_n - \beta_0)l} - 1 \right] \sigma U_0^*}, \quad (3)$$

где  $U_0^*$ ,  $U_i^*$  — значение  $U^*$  на входе и выходе образца соответственно,  $l$  — длина образца.

Из выражения (2) и (3) видно, что коэффициент поглощения зависит от интенсивности  $U$ , следовательно, меняется от точки к точке вдоль образца.

Из-за невозможности измерения коэффициента поглощения в каждой точке активного материала нами был введен некоторый эффективный коэффициент поглощения, определяемый как:

$$\beta_{эфф.} = \frac{1}{l} \ln \frac{U_0^*}{U_i^*}. \quad (4)$$

Тогда выражение (3) можно записать в виде

$$\beta_{эфф.} = -(\sigma\Delta_n - \beta_0) + \frac{1}{l} \ln \left\{ 1 + \frac{\sigma\Delta_n}{\sigma\Delta_n - \beta_0} \left[ e^{(\sigma\Delta_n - \beta_0)l} - 1 \right] \sigma U_0^* \right\}. \quad (5)$$

Ясно, что  $\beta_{эфф.}$  дает только качественное представление об истинном коэффициенте поглощения.

При отсутствии накачки очевидно, что

$$\Delta_n = -n_0, \quad (6)$$

где  $n_0$  — число активных атомов в  $1 \text{ см}^3$ .

Подставляя значение  $\Delta_n$  из выражения (6) в (5), получим

$$\beta_{эфф.} = \sigma n_0 + \beta_0 + \frac{1}{l} \ln \left\{ 1 - \frac{\sigma n_0}{\sigma n_0 + \beta_0} \left[ 1 - e^{-(\sigma n_0 + \beta_0)l} \right] \sigma U_0^* \right\}. \quad (7)$$

Выражение (7) дает зависимость  $\beta_{эфф.}$  от полного числа фотонов на входе образца при отсутствии накачки.

При  $\sigma U_0^* \rightarrow 0$  получаем известное соотношение

$$\beta_{эфф.} = \sigma n_0 + \beta_0. \quad (8)$$

2. Экспериментальное изучение зависимости  $\beta_{эфф.}$  от интенсивности проводилось по схеме, приведенной на фиг. 1. Источником монохроматического света служил рубиновый генератор, работающий на линии  $R_1$ . Длительность импульсов составляла  $3 \cdot 10^{-4}$  сек, что на порядок меньше времени спонтанного перехода [5].

В качестве образцов были использованы два рубиновых стержня длиной 120 мм и 77,5 мм с ориентациями  $90^\circ$  и  $60^\circ$  соответственно.

Определение  $\beta_{эфф.}$  проводилось измерением энергии входного и выходного пучков. Энергия измерялась специальным колориметром типа „осиное гнездо“ [4]. Нормальное падение света на торец рубина осуществлялось с помощью точной юстировки коллиматором.

В значение  $\beta_{эфф.}$  была введена поправка, учитывающая отражение от торцов рубина, которое принималось равным 8%. На фиг. 2 приведена зависимость  $\beta_{эфф.}$  от интенсивности входного пучка: кривая I — для образца длиной 120 мм, кривая II — для образца длиной 77,5 мм. Сплошная линия соответствует формуле (7), а точки — экспериментально полученным значениям  $\beta_{эфф.}$ .



Фиг. 1.

Как видно из фиг. 2, результаты измерения хорошо согласуются с расчетом.

Нетрудно заметить, что при  $\sigma U^* \ll 1$  формула (7) дает прямую с наклоном

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sigma n_0}{(\sigma n_0 + \beta_0) l} \left[ 1 - e^{-(\sigma n_0 + \beta_0) l} \right], \quad (9)$$

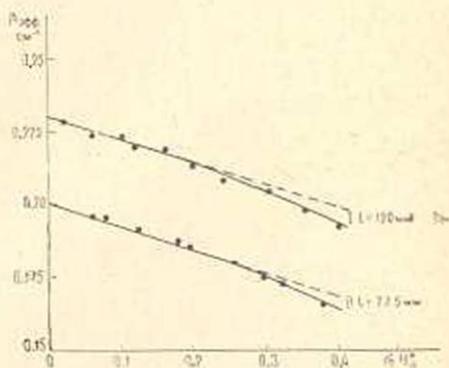
где  $\alpha$  — угол наклона.

Из (9) следует, что, зная значение  $\sigma n_0 + \beta_0$ , соответствующее значению  $\beta_{эфф.}$  в точке  $\sigma n_0 = 0$ , при малых интенсивностях по наклону прямой можно определить значение  $\beta_0$ . По этому методу нами был определен коэффициент  $\beta_0$  для различных кристаллов. В зависимости от качества обработки и выращивания кристаллов,  $\beta_0$  изменялся в пределах 0,02 ÷ 0,06 см<sup>-1</sup>. Эти значения хорошо согласуются со значениями, измеренными нами другим методом, изложенным в в пункте 4.

Во всех измерениях, приведенных в работе, при сравнении расчетных и экспериментальных данных учитывалось вырождение уровней рубина ( $g_1 = 4$ ,  $g_2 = 2$ ).

3. В работе [1] показано также, что изменение инверсной населенности во времени для трехуровневой системы дается уравнением

$$\frac{d\Delta}{dt} + 2\sigma I \Delta + \left( W + \frac{1}{\tau} \right) \Delta = \left( W - \frac{1}{\tau} \right) n_0, \quad (10)$$



Фиг. 2.

где  $W$  — вероятность возбуждения атомов под действием излучения накачки,  $\tau$  — время жизни возбужденного состояния,  $J$  — число фотонов, проходящих через  $1 \text{ см}^2$  в единицу времени.

При  $J \rightarrow 0$  уравнение (10) дает изменение инверсионной населенности во времени под действием излучения накачки. В этом случае решение (10) можно записать в следующем виде:

$$\Delta n = n_0 \left[ \frac{W\tau - 1}{W\tau + 1} - \frac{2W\tau}{W\tau + 1} e^{-(W\tau + 1) \frac{t_n}{\tau}} \right], \quad (11)$$

где  $t_n$  — начальный момент прохождения излучения.

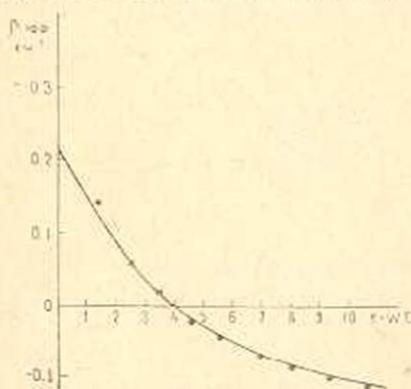
Формулы (5) и (11) совместно дают зависимость  $\beta_{\text{эфф}}$  от накачки.

Измерение зависимости  $\beta_{\text{эфф}}$  от накачки производилось на той же установке (фиг. 1). Для подкачки образца была применена обычная прямая импульсная лампа, которая питалась от отдельного источника питания. Изменение накачки осуществлялось изменением напряжения источника питания, причем зависимость энергии накачки от напряжения была предварительно градуирована.

На фиг. 3. приведена зависимость  $\beta_{\text{эфф}}$  от накачки (для образца  $l = 120 \text{ мм}$ ). Сплошная линия соответствует формулам (5) и (11).

4. Нами была также исследована зависимость коэффициента поглощения от поляризации света (фиг. 4).

Измерения производились следующим образом: плоскополяризованный свет от генератора падал



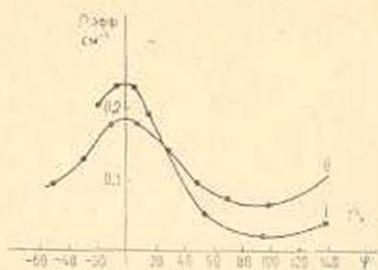
Фиг. 3.

на исследуемый образец, на выходе из образца измерялась интенсивность излучения в зависимости от угла  $\varphi$  между направлением поляризации и оптической осью образца, при постоянной входной интенсивности. Измерение угла производилось специальным приспособлением, с точностью  $0,5^\circ$ .

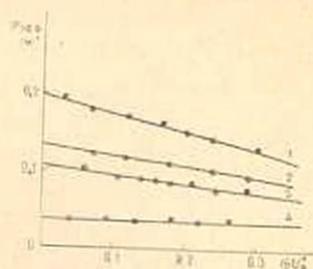
На фиг. 4 приведена зависимость коэффициента поглощения  $\beta_{\text{эфф}}$  от угла  $\varphi$  между направлением поляризации и оптической осью образца. Измерения производились с двумя образцами с ориентацией  $90^\circ$ ,  $l = 120 \text{ мм}$ , (кривая I) и  $60^\circ$ ,  $l = 77,5 \text{ мм}$  (кривая II).

На фиг. 5 приведена зависимость  $\beta_{\text{эфф}}$  от интенсивности входа при различных углах  $\varphi$  для образца длиной  $l = 77,5 \text{ мм}$  и ориентацией  $60^\circ$ . Линии 1, 2, 3, 4 соответствуют углам  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ .

В настоящей работе мы не затрагивали зависимости  $\beta_{\text{эфф}}$  от температуры, частоты и длины образца. Такие измерения проводятся нами в настоящее время.



Фиг. 4.



Фиг. 5.

Авторы признательны проф. М. Л. Тер-Микаеляну за постоянный интерес к работе и ценные обсуждения.

Объединенная радиационная лаборатория  
Ереванского государственного университета и  
АН Армянской ССР

Поступила 3 XI 1964

Պ. Ս. ՊԱՂՈՍՅԱՆ, Լ. Հ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ

ԿԼԱՍԻԱՆ ԳՈՐԾԱՆՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ՄԵՏ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆՆԵՐԻ  
ԵՎ ԳԵՐԲԱՆԵՑՎԱԾ ՄԻՋՈՎԱՅՐԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

### Ա մ փ ո փ ու մ

Հոդվածում ուսումնասիրված է կլանման գործակցի կախումը լույսի ինտենսիվությունից և ինվերսիան բնակեցվածությունից:

Փարձնական արդյունքները համեմատված են [1] աշխատության մեջ հաշված րանսմիսների հետ:

Հոդվածում բերված են նաև, լույսի բեկնացումից կախված, կլանման գործակցի կորերը տարբեր նմուշների ( $90^\circ$  և  $60^\circ$  օրինատացիաների) համար:

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Микаэлян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Турков Ю. В. К расчету нестационарных процессов в лазерах. Вопросы радиоэлектроники, серия общетехническая, 10, 1964, 32.
2. Тер-Микаэлян М. Л., Микаэлян А. Л. К теории лазерного излучения. ДАН СССР, 155, 1964, 1268.
3. Тер-Микаэлян М. Л. Расчет интенсивности импульсного лазера. ДАН АрмССР, 38, № 2, 105.
4. Тер-Микаэлян М. Л., Микаэлян А. Л., Турков Ю. Г. К теории оптического генератора, работающего в стационарном режиме. Радиотехника и Электроника, 9, № 8, 1964, 1357.
5. Майман Т. Н. Stimulated optical emission in fluorescent solids I, II. Phys. Rev., Vol. 123, 4, 1961, 1145.
6. Казарян Р. А., Вартанян Э. С., Сафарян Ф. П. Измерение энергии импульсного светового излучения. Приборы и техника эксперимента, 3, 1964, 146.