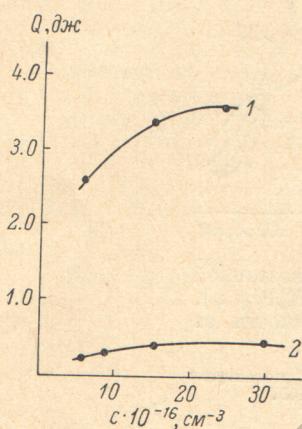


## ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСТВОРАХ РОДАМИНА 6Ж В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОМЕРНОЙ ПРОКАЧКИ

*A. B. Аристов, Д. А. Козловский и А. С. Черкасов*

Для эффективного преобразования световой энергии импульсных ламп в энергию вынужденного излучения на растворах органолюминофоров обычно бывает необходимо, чтобы коэффициент поглощения этих растворов в спектральной области накачки заметно превышал одноименную величину, характеризующую вещества с «узколоспектральными» спектрами люминесценции [1, 2]. Действительно, при прочих равных условиях мощностные пороги генерации излучения прямо пропорциональны ширине спектра флуоресценции. Следовательно, для компенсации этого различия в случае растворов с широкими спектрами флуоресценции приходится увеличивать оптическую плотность в спектральной области накачки. Достаточно высокий коэффициент поглощения приводит в свою очередь к неравномерной оптической прокачке уже в сравнительно тонких кюветах. Переход к кюветам с внутренними диаметрами, сравнимыми с диаметрами стержней твердотельных активных элементов, тем более сопряжен с необходимостью учета названного обстоятельства, представляющего одну из особенностей генерации вынужденного излучения на растворах органолюминофоров при обычной импульсной ламповой накачке.

Теоретический расчет оптимальных концентраций и диаметров в настоящее время весьма затруднителен, так как пока неизвестны особенности генерации на рассматриваемых системах в условиях неравномерной оптической прокачки. С целью экспериментального определения оптимальных условий съема энергии вынужденного излучения нами исследована ее зависимость от концентрации спиртового раствора родамина 6Ж в кюветах разных внутренних диаметров при оптимальном пропускании зеркал резонатора. Накачка производилась с помощью четырех последовательно включенных прямых ксеноновых импульсных ламп диаметром 14 мм и общей длиной 500 см. Лампы помещались в четырехлепестковый эллиптический осветитель и были подключены к батарее конденсаторов общей емкостью  $C=35$  мкФ, заряжавшейся до 15 кв. Резонатор был образован плоскими зеркалами с коэффициентами отражения в спектральной области генерации (570–610 нм) соответственно 99 и 45%. На рисунке приведена зависимость энергии генерируемого импульса от концентрации раствора, наполняющего кюветы длиной в 120 мм и внутренним диаметром 2.4 и 8 мм.



Зависимость энергии импульса генерации от концентрации родамина 6Ж в этиловом спирте при температуре 293° К.

Линии 1 и 2 соответственно относятся к кюветам с внутренними диаметрами 8 и 2.4 мм и длиной в 120 мм. Энергия накачки 3.8 кдж.

Энергия накачки при этом составляла 3.8 кдж. Из рисунка следует, что генерируемая энергия с повышением концентрации продолжает увеличиваться даже после достижения достаточно высокого коэффициента оптического поглощения. Действительно, уже при концентрации родамина 6Ж  $C=6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  показатель поглощения раствора в максимуме полосы равен  $24 \text{ см}^{-1}$ . В то же время дальнейшее увеличение концентрации до  $24 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  сопровождается заметным увеличением генерируемой энергии: в 2.4-миллиметровой кювете в 2 раза, а в 8-миллиметровой кювете на 40%. Нужно сказать, что в этом диапазоне концентраций основная энергия накачки поглощается в периферийном слое толщиной в несколько десятых долей миллиметра. К примеру, при концентрации в  $20 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ширина зоны ослабления возбуждающего света в 6 раз составляет 0.25 мм и, если предположить, что основной съем энергии происходит в пределах этой зоны, то в 8-миллиметровой кювете «активный объем» составляет приблизительно 0.12 от ее полного внутреннего объема, а у 2.4-миллиметровой — 0.38. Подсчеты показали, что приведенному на рисунке съему энергии с кювет в этом случае соответствует удельный съем 5 и 2.5 дж/см<sup>3</sup>. Это, разумеется, приблизительная оценка, однако она показывает, что удельный съем с «генерирующими» объемом кювет оказался выше, чем средний съем энергии с тех же кювет, составляющий соответственно 0.6 и 0.93 дж/см<sup>3</sup>, экспериментально установлено, далее, что энергия накачки в 3.8 кдж соответствует линейному возрастающему участку графика зависимости генерируемой энергии от энергии накачки. Дальнейшее увеличение интенсивности накачки, следовательно, должно сопровождаться повышением удельной и общей энергии генерируемого импульса. В дополнение к изложенному нужно сказать, что специфика неравномерной прокачки и, как следствие из этого, возникновение в объеме раствора «генерирующих

зон» с повышенной плотностью энергий накачки и генерации, по-видимому, находит проявление также в следующем наблюдавшемся нами факте. Замечено, что диэлектрические зеркала и поверхности стеклянных пластин разрушаются под действием нескольких импульсов в несколько дюз улей каждый. По виду разрушений можно судить, что они произошли в результате фокусировки генерируемого излучения большой плотности. Это свидетельствует о высоких значениях мгновенной освещенности и, следовательно, высокой яркости генерируемого луча.

### Литература

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Phys. Rev., 112, 1940, 1958.  
[2] Методы расчета оптических квантовых генераторов, т. 1, под ред. Б. И. Степанова,  
Минск, 1966.

Поступило в Редакцию 24 февраля 1970 г.

УДК 535.875

## ОБ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ЛИНИЙ СПЕКТРА РАССЕЯНИЯ МАЛЫХ ЧАСТОТ В КРИСТАЛЛАХ МОНОКЛИННОЙ СИСТЕМЫ С ДВУМЯ МОЛЕКУЛАМИ В ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКЕ

A. B. Коршунов и Л. И. Мамизерова

В настоящее время наименее изученной спектральной характеристикой остается интенсивность линий спектров комбинационного рассеяния света малых частот кристаллов. По этому вопросу имеется по существу лишь несколько работ [1], касающихся поляризационных исследований спектров малых частот кристаллов. При этом учитываются лишь свойства симметрии кристалла. В настоящей работе исследование распределения интенсивностей комбинационных линий в спектрах малых частот кристаллов проводится с этих же позиций при предположении аддитивности поляризуемостей и дипольных моментов отдельных молекул, совершающих колебания в элементарной ячейке кристалла. Такой подход в какой-то мере аналогичен валентно-оптической схеме вычисления интенсивностей [2] и применен он для кристаллов с пространственной группой симметрии  $C_{2h}^5$ .

Если  $a^*$ ,  $b$  и  $c^*$  — ортогональная система координат, связанная с элементарной ячейкой кристалла,  $L$ ,  $M$  и  $N$  — главные оси эллипсоида поляризуемости молекулы, то ориентация молекулы в ячейке кристалла задается таблицей направляющих косинусов

	$a^*$	$b$	$c^*$
$L$	$a_1$	$a_2$	$a_3$
$M$	$b_1$	$b_2$	$b_3$
$N$	$c_1$	$c_2$	$c_3$

(1)

где  $a_1$  — косинус угла между осями  $a^*$  и  $L$  и т. д. Качания обеих молекул являются симметричными ( $s$ ) или антисимметричными ( $as$ ) по отношению к плоскости симметрии, нормальной к бинарной оси  $b$  ячейки. При освещении кристалла светом по осям  $a^*$ ,  $b$  и  $c^*$  ячейки будут индуцироваться дипольные моменты, определяющие комбинационное рассеяние света. Вычисление интенсивностей производилось по формуле [2]

$$I = \frac{2}{3} \frac{\bar{P}^2}{c^3}. \quad (2)$$

Приведем окончательное выражение для интенсивности комбинационных линий спектра малых частот кристалла, обусловленных вращательными качаниями молекул относительно одной из осей, например  $L$  (стоксов случай),

$$I = \frac{28\pi^5}{3c^4} (\nu - \nu_k)^4 I_0 \frac{h}{8\pi^2 \nu_k J} (\alpha_M - \alpha_N)^2 \frac{1}{1 - e^{h\nu_k/kT}} A, \quad (3)$$

где  $\nu$  и  $I_0$  — соответственно частота и интенсивность падающего света,  $\nu_k$  — частота вращательных колебаний молекул относительно оси  $L$  с главным моментом инерции  $J$ ,  $\alpha_M$  и  $\alpha_N$  — главные поляризуемости молекулы по двум другим молекулярным осям.