

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА

В.Р. Белан, В.В. Григорьянц, М.Е. Жаботинский

Сечение индуцированного излучения σ является одной из важнейших констант активных материалов для ОКГ.

В частности, по величине σ можно судить о положении исследуемого иона в матрице. Ниже описывается новый метод измерения σ , основанный на изменении интенсивности спонтанной люминесценции вещества под действием резонансного лазерного излучения [1–3].

Рассмотрим изменение населенности третьего (рабочего) уровня в четырехуровневом лазере с модулированной добротностью в процессе генерации. За время гигантского импульса влиянием накачки и спонтанного излучения на населенность метастабильного уровня можно пренебречь.

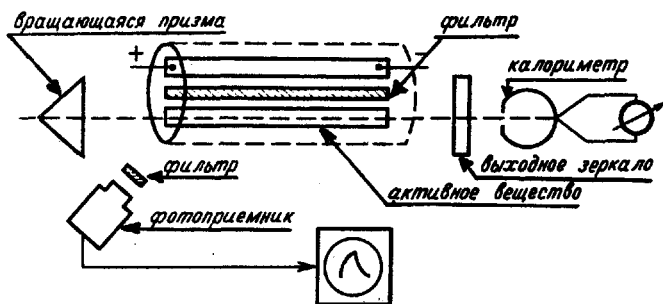


Рис.1

В этом случае изменение инверсной населенности будет определяться только полем внутри резонатора.

Считая, что населенность нижнего лазерного уровня $N_2(t) \approx 0$, можем записать

$$\frac{dN_3}{dt} = -\sigma_{32} n(t) N_3, \quad (1)$$

где N_3 — населенность метастабильного уровня в четырехуровневой системе; σ_{32} — сечение вынужденного излучения; $n(t)$ — плотность потока фотонов в активном стержне во время генерации.

Обозначим через t_1 и t_2 время начала и окончания гигантского импульса. Решая уравнение (1), получаем:

$$\sigma_{32} n_0 = \ln \frac{N_3(t_1)}{N_3(t_2)}, \quad (2)$$

где $n_0 = \int_{t_1}^{t_2} n(t) dt$ — полный поток фотонов, прошедших в обоих направлениях сечения активного стержня за время генерации. Выражая n_0 через измеряемую калориметром энергию когерентного излучения E , излучаемую через одно из зеркал за время импульса $\Delta t = t_1 - t_2$,

$$n_0 = \frac{2E}{h\nu_{32} S (1 - r)}, \quad (3)$$

где S — сечение активного вещества, r — коэффициент отражения выходного зеркала, находим окончательное выражение для σ_{32} :

$$\sigma_{32} = \frac{h\nu S (1 - r)}{2E} \ln \frac{N_3(t_1)}{N_3(t_2)}. \quad (4)$$

При известных σ_{32} и S эта формула также может служить для определения величины излученной энергии.

Блок-схема эксперимента, из которого могут быть определены E и отношение $N_3(t_1)/N_3(t_2)$, показана на рис. 1. Фотоумножитель, расположенный под углом $\sim 45^\circ$ к направлению выходного луча, регистрирует практически только люминесценцию активного материала. Вредное влияние рассеянного света лампы-вспышки подавляется с помощью фильтров в осветителе и перед фотоумножителем. Энергия, излучаемая через выходное зеркало, измеряется калориметром. В измерениях использован ОКГ на силикатном стекле с 2% Nd_2O_3 . Модуляция добротности осуществлялась с помощью призмы, вращающейся со скоростью $2 \cdot 10^4$. Измерения проводились для двух выходных зеркал с $r = 74\%$ и $r = 89\%$. Сечение цилиндрического активного стержня $0,4 \text{ см}^2$. Типичная фотография сигнала на фотоумножителе показана на рис. 2. На рисунке моменты t_1 и t_2 практически неразличимы.

Результаты измерений для силикатного стекла КГСС-3 дают $\bar{\sigma}_{32} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Точность измерений определяется в основном качеством калориметра и однородностью потока фотонов по сечению лазерного стержня и составляет в наших измерениях $15 \pm 20\%$. Аналогичные измерения можно осуществить и с помощью наблюдения изменения люминесценции отдельного образца при воздействии на него внешнего зондирующего лазерного импульса. При этом точность измерения может быть существенно большей [4].

Выше было неявно использовано предположение, что величина потока фотонов постоянна вдоль активного стержня. Контрольный эксперимент, в котором были обработаны две фотографии люминесценции с противоположных концов активного стержня, дал совпадающие результаты. Это сви-

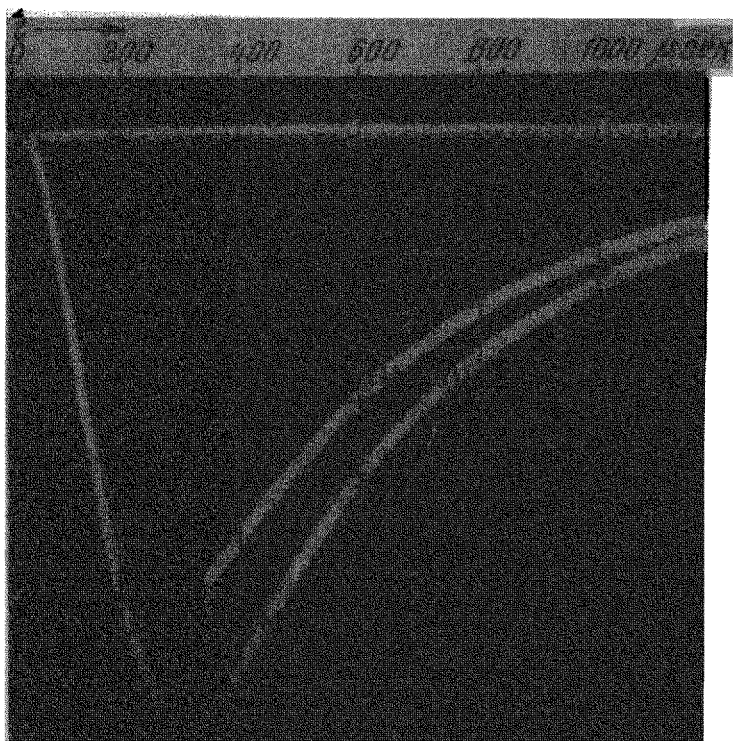


Рис.2. Осциллограмма люминесценции образца.1 – при отсутствии генерации; 2 – при генерации в режиме гигантского импульса. Ход кривых до начала генерации совпадает



Рис.3

детельствует о постоянстве плотности потока фотонов вдоль оси стержня, по крайней мере, для малого коэффициента пропускания зеркал.

Метод исследования населенности метастабильного уровня по изменению люминесценции под действием импульса ОКГ позволяет непосредственно судить о кинетике релаксационных процессов в ОКГ, процессов передачи возбуждения в сенсibilизированных активных материалах и определять пороговые населенности и кинетику потерь во время генерации.

Последнее иллюстрируется рис. 3 а, б, где зафиксировано изменение потерь во время свободной генерации стекла. При точной юстировке зеркал пороговая населенность растет (рис. 3, а). При разъюстировке зеркал на 20" населенность в конце генерации меньше, чем в начале (рис. 3, б). Связь с юстировкой свидетельствует о геометрическом характере эффекта. По-видимому, линза, образующаяся в результате нагрева стержня, в первом случае ухудшает резонатор, а во втором — компенсирует плохую юстировку.

Предлагаемая методика применима и для трехуровневых систем при условии учета населенности основного состояния.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30 июня 1967 г.

Литература

- [1] A.Srabo, F.R.Lipsett. Proc. IRE, 50, 1690, 1962.
- [2] М.Д.Галанин, З.А.Чижикова. Опт. и спектроскоп., 17, 402, 1964.
- [3] M.Michon. IEEE J. of Quantum Electr., 2, 612, 1966.
- [4] В.Р. Белап, В.В. Григорьянц, М.Е. Жаботинский. Докл. на конф. по применению лазеров. США, Вашингтон, 6—8 июня 1967 г.