УДК 535.33 : 666.22

ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕОДИМОВЫХ СТЕКЛАХ

Б. С. Губа, Д. С. Прилежаев, О. Б. Раба и *Б. М. Седов*

Разработана лазерная методика измерения поперечных сечений вынужденных переходов, исключающая влияние на результаты измерений нелинейности усиления излучения, суперлюминесценции и деформации контура линии люминесценции. Измерены поперечные сечения вынужденных переходов для двух промышленных стекол ГЛС-1 и ГЛС-22. В полосе люминесценции, связанной с переходом $^4F_{3/2}$—$^4I_{11/2}$, поперечные сечения составляют $1.8\cdot10^{-20}$ и $2.7\cdot10^{-20}$ см^2 соответственно.

Поперечное сечение σ вынужденных переходов в неодимовых стеклах измерялось во многих работах как спектроскопическими, так и лазерными методами [1–6]. Заметное расхождение опубликованных данных для одних и тех же стекол может быть связано с двумя группами причин. Во-первых, реальные линии люминесценции неодимовых стекол состоят из нескольких неразрешенных штарковских компонент, каждая из которых имеет неоднородное спектральное уширение. В этом случае при измерениях поперечного сечения невозможно исключить явления, связанные с распределением инверсной населенности по штарковским подуровням и контуру неоднородного уширения, в результате чего измеряемые значения являются некоторыми эффективными величинами, которые при измерениях лазерными методами в условиях сильного возбуждения могут отличаться от значений, получаемых спектроскопическими методами при близком к стационарному свечении люминесценции.

При лазерных методах измерения σ причиной расхождения может явиться также недостаточно корректный учет возможных систематических ошибок измерений экспериментальных величин. Так, при измерениях интенсивности люминесценции весьма важна правильная локализация исследуемого люминесцирующего объема, учет суперлюминесценции или реабсорбции на исследуемом переходе, искажения формы линии люминесценции при усилении мощных сигналов и т. д.

Разработанная нами методика является развитием известных [3] лазерных методик измерения σ, использующих для измерения инверсной населенности «сброс» ее при усилении мощного короткого импульса излучения. Однако в отличие от известных методик, для измерения усиления в среде использовалось весьма слабое зондирующее излучение лазера, работающего в режиме квазистационарной генерации в узкой спектральной полосе на необходимой для измерения длине волны, а при измерении инверсной населенности N строго учитывались ошибки, вносимые суперлюминесценцией. При использовании разработанной методики возникающие в результате «сброса» инверсной населенности мощным импульсом излучения деформация линии люминесценции и нелинейность усиления не сказываются на значении N, измеряемом в момент, непосредственно предшествующей «сбросу». Получаемые при этом значения σ должны быть близки к измеряемым спектроскопическими методами.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Учитывая достаточную малость интенсивности зондирующего импульса, можем написать

$$\ln M(\nu) = \sigma(\nu) N l, \tag{1}$$

где $M(\nu)$ — усиление зондирующего излучения частоты ν в усилителе длиной l; под величиной $\sigma(\nu)$ в нашем случае понимается эффективное поперечное сечение стимулированных переходов в активной среде с неоднородным спектральным уширением [7]

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 \int_{\nu} g(\nu' - \nu) G(\nu_0 - \nu') d\nu', \tag{2}$$

где σ_0 — интегральное поперечное сечение однородно уширенного перехода отдельного иона, имеющего спектральный контур $g(\nu' - \nu)$. $G(\nu_0 - \nu')$ — распределение этих контуров, фиксированных на частоте ν_0 (например, по максимуму) по шкале частот, связанное с неоднородным уширением спектральной линии. Спектроскопические методики по существу позволяют измерять величину σ, даваемую выражением (2) при равновесном значении G.

Полагая, что приращение плотности энергии излучения усиливаемого сигнала на длине усилителя $\Delta W = h\nu \Delta N l$, где $h\nu$ — энергия кванта усиливаемого излучения, а ΔN — «сброс» интегральной по спектральному контуру линии люминесценции инверсной населенности, получим из (1)

$$\sigma(\nu) = \frac{h\nu}{\Delta W} \frac{\Delta N}{N} \ln M(\nu) = \frac{h\nu}{\Delta W} \frac{\Delta I}{I} \ln M(\nu), \tag{3}$$

где I и ΔI — интегральная интенсивность люминесценции и ее «сброс» в результате усиления мощного импульсного излучения.

Соотношение (3) достаточно для измерения $\sigma(\nu)$, если связь I с N и ΔI с ΔN линейна. Однако известно, что могут быть существенные отклонения от линейности, связанные с неизбежным наличием суперлюминесценции, особенно заметные при наблюдении вдоль оси усилителя. Последнее же условие важно для установления однозначного соответствия между ΔW и ΔI. При усилении мощного импульса излучения может искажаться и форма линии люминесценции. Ошибка, связанная с влиянием деформации неоднородно уширенного контура линии люминесценции, может быть снижена, если регистрировать интенсивность люминесценции не в узком спектральном интервале, а во всей полосе рабочего перехода, и практически полностью устранена, если регистрировать люминесценцию не на рабочем переходе, а на переходе в одно из других нижних состояний [8]. В неодимовых системах очень удобной полосой для этой цели является полоса люминесценции, соответствующая переходу $^4F_{3/2}$—$^4I_{13/2}$ с длиной волны 1,35 мкм, так как существенно меньшее значение σ в этой полосе, чем на рабочем переходе, заметно снижает роль суперлюминесценции. Однако полностью устранить суперлюминесценцию невозможно. Для устранения ошибки, вызываемой суперлюминесценцией, в нашей работе экспериментально находилась связь между интегральной интенсивностью люминесценции I на выбранном переходе и инверсной населенностью. С этой целью строилась зависимость интенсивности люминесценции в осевом направлении от величины $\ln M$, пропорциональной в соответствии с (1) N. Эта зависимость может быть выражена некоторой функцией $I = f(\ln M)$. Поскольку для четырехуровневой системы можно пренебречь реабсорбцией излучения, а суперлюминесценция при $N \to 0$ исчезает, то проводя касательную к графику $f(\ln M)$ в точке $\ln M = 0$, можно построить линеаризованную зависимость интенсивности люминесценции от $\ln M$ и таким образом исключить суперлюминесценцию, превышение же $f(\ln M)$ над линеаризованной функцией служит мерой суперлюминесценции при данном усилении. Графики наблюдаемой и линеаризованной люминесценции для исследованных усилителей показаны на рис. 1. Эти графики позволяют находить линеаризованные значения I и ΔI, соответствующие экспериментальным M и I, вводимые в расчет по фор-

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

муле (3). При построении графиков рис. 1 использовались значения M_0, соответствующие максимумам линий люминесценции 1.06 мкм стекол ГЛС-1 и ГЛС-22.

Анализ зависимостей, представленных на рис. 1, позволяет заключить, что роль суперлюминесценции велика для полосы 1.06 мкм, а для стекла

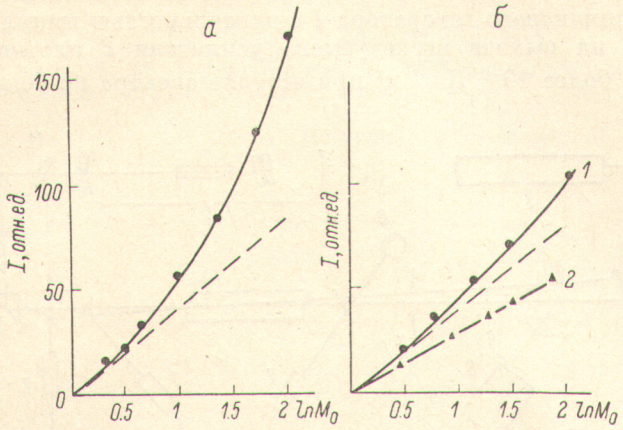

Рис. 1. Зависимости интенсивности люминесценции I от усиления M_0 в максимуме полосы 1.06 мкм.

а — I в полосе 1.06 мкм в ГЛС-22, *б* — I в полосе 1.35 мкм в ГЛС-22 (*1*) и ГЛС-1 (*2*). Штриховыми линиями показана линеаризованная интенсивность люминесценции.

ГЛС-22 она значительна и в полосе 1.35 мкм, в которой значение поперечного сечения существенно меньше, чем в полосе 1.06 мкм. При использовании для подобных измерений полосы 0.88—0.92 мкм сказывается как реабсорбция, так и суперлюминесценция в зависимости от уровня воз-

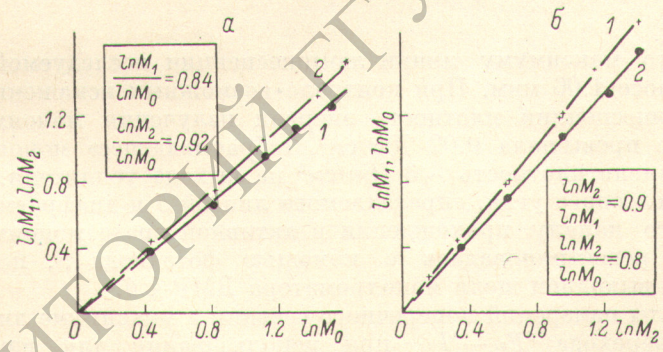

Рис. 2. Зависимости усиления в крыльях линии люминесценции от усиления в ее максимуме.

а — в ГЛС-1, M_0, M_2 соответствуют λ_0=10 590 Å, λ_1=10 545 А (*1*), λ_2=10 641 Å (*2*); *б* — В ГЛС-22, M_0, M_1, M_2 соответствуют λ_0=10 545 Å (*1*), λ_1=10 590 Å (*2*), λ_2=10 641 Å. В рамках указаны значения $\ln M_i/\ln M_j$ (i, j=0, 1, 2), полученные из приведенных экспериментальных прямых и соответствующие отношениям значений поперечных сечений вынужденных переходов на указанных длинах волн.

буждения активной среды. На это следует обращать внимание при рассмотрении некоторых работ, например, [2], где не приводятся данные о методах установления линейной связи между I и N. Простой анализ данных рис. 1 показывает, что если не вносить поправку на суперлюминесценцию, то полученные значения N должны оказаться заниженными, что ведет к завышению значений σ, тем большему, чем больше их истинная величина.

Сопоставлением при различных накачках величин M, измеренных в центре и на крыле линии люминесценции 1.06 мкм зондирующими спек-

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

трально узкими сигналами, было показано, что суперлюминесценция в условиях эксперимента не приводит к заметным искажениям спектра распределения инверсной населенности. Результаты этих измерений приведены на рис. 2.

Все измерения проводились на экспериментальной установке, представленной на рис. 3. В качестве зондирующего сигнала использовалось излучение беспичкового генератора *1* с длительностью импульса $\sim 10^{-3}$ с, создававшего на выходе исследуемого усилителя *2* плотность энергии излучения не более 10^{-2} Дж/см^2 при ширине спектра не более 3 Å, соот-

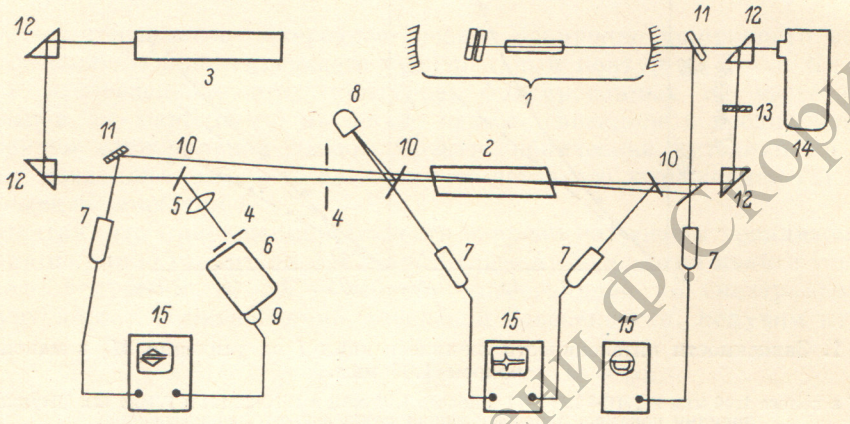

Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

1 — лазер беспичкового излучения, *2* — активный элемент исследуемого усилителя, *3* — моноимпульсный лазер, *4* — диафрагма, *5* — линза, *6* — монохроматор ДМР-4, *7* — фотодиоды, снабженные ослабляющими и интерференционными светофильтрами, *8* — калориметр, *9* — фотодиод, *10* — светоделительные пластины, *11* — диэлектрические зеркала, *12* — поворотные призмы, *13* — ослабляющий светофильтр, *14* — спектрограф ДФС-8, *15* — осциллографы.

ветствующего максимуму линии люминесценции исследуемой активной среды в полосе 1.06 мкм. При контроле возможных искажений контура линии люминесценции плотность энергии излучения моноимпульсного лазера *3* не превышала 0.02 Дж/см^2, «сбрасывающее» моноимпульсное излучение имело плотность ~ 3 Дж/см^2 на выходе усилителя. Люминесценция из телесного угла, определяемого линзой *5* и диафрагмой *4*, соответствующего каналу прохождения в активной среде моноимпульсного излучения, регистрировалась с помощью фотодиода *9*, помещенного в плоскости выходной щели монохроматора ДМР-4 *6*.

Результаты измерений поперечного сечения в максимуме линии люминесценции перехода $^4F_{3/2}$—$^4I_{11/2}$ при использовании для измерения N двух полос люминесценции (1.06 и 1.35 мкм) совпадают с точностью до 3% и составляют $1.8 \cdot 10^{-20}$ см^2 для стекла ГЛС-1 и $2.7 \cdot 10^{-20}$ см^2 для стекла ГЛС-22. Эти значения близки к измеренным спектроскопическими методами [5, 6]. Значительное различие с данными, полученными при использовании лазерной методики [2], в особенности для стекла ГЛС-22 связано, как нам представляется, с обсужденным выше более корректным учетом возможных систематических ошибок, предусмотренным в примененной нами методике.

Литература

[1] В. В. Григорьянц. ЖЭТФ, *58*, 1593, 1970.
[2] Н. Е. Алексеев, А. А. Изынеев, В. Б. Кравченко, Ю. П. Рудницкий. Квант. электрон., *1*, 2002, 1974.
[3] Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, Л. С. Корниенко, А. М. Прохоров, И. А. Щербаков. Квант. электрон., *6*, 1665, 1975.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

[4] Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, А. А. Кутьенков, В. Б. Неуструев, И. А. Щербаков. Квант. электрон., *3*, 168, 1976.
[5] Н. Б. Брачковская, А. А. Грубин, С. Г. Лунтер, А. К. Пржевуский, Э. Л. Раабен, М. Н. Толстой. Квант. электрон., *7*, 998, 1976.
[6] Л. Е. Агеева, Н. Б. Брачковская, С. Г. Лунтер, А. К. Пржевуский, М. Н. Толстой. Квант. электрон., *6*, 2414, 1977.
[7] А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, В. А. Серебряков, А. Д. Стариков. Опт. и спектр., *33*, 688, 1972.
[8] В. Р. Белан, Ч. М. Брискина, В. В. Григорьянц, М. Е. Жаботинский. ЖЭТФ, *57*, 1148, 1969.

Поступило в Редакцию 17 ноября 1978 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины