$R = -0.017 \pm 0.005$ . Это означает, что магнитное поле на ядрах Та, усредненное по регулярным и дефектным положениям, составляет  $\langle H(\text{Ta}, \text{YFe}_2) \rangle = +24 T$ .

Доли ядер <sup>181</sup>Та, находящихся в положениях замещения в У-подрешетке и в дефектных положениях, были определены из сравнения спектров дифференциальных возмущенных угловых корреляций для каскада 133—482 кэВ, измеренных с отожженным и неотожженным образцами. Эти спектры показаны на рисунке. В обоих случаях видна модуляция на частоте, соответствующей сверхтонкому магнитному полю на ядрах <sup>181</sup>Та  $H_{cr} = 14,4(5)$  T в согласии в [4], однако амилитуда модуляции для неотожженного источника примерно вдвое мельше, чем для отожженного. Напомним, что такие же соотношения амплитуд для отожженного и не отожженного после облучения образцов наблюдались в работе [1] для ZrFe2. Оценка, проведенная таким же способом, как в работах [1, 4], показывает, что в неотожженном образце только около 50% активированных атомов <sup>181</sup>Нf остается в узлах У-подрешетки. Поскольку в спектре (см. рисунок) не было обнаружено других частот прецессии, кроме указанной выше, то можно предположить, что среднее магнитное поле на ядрах <sup>181</sup>Та в дефектных положениях, возникающих в результате отдачи атомов Hf после реакции  $(n, \gamma)$ , настолько велико, что при временном разрешении  $2\tau_0 =$ =3,0 нс картина прецессии не разрешается и наблюдается быстрое ослабление корреляции до «жесткого остова».

Используя приведенные выше значения  $H_{per}(Ta, YFe_2)$  и  $\langle H(Ta, YFe_2) \rangle$  и оценки долей ядер в регулярных и дефектных положениях, получаем значение среднего магнитного сверхтонкого поля для ядер <sup>181</sup>Ta в дефектных положениях  $H_{ge\phi}(Ta, YFe_2) \cong +62 T$ , т. е., как и в случае ZrFe<sub>2</sub> [1, 2], оно значительно превосходит поле для регулярных положений. Следует подчеркнуть, что в настоящей работе непосредственно ноказано, что магнитные поля для <sup>181</sup>Ta в регулярных и дефектных положениях решетки YFe<sub>2</sub> имеют противоположные знаки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Akselrod Z. Z. et al. Hyperfine Interact., 1983, 14, р. 7. [2] Akselrod Z. Z. et al. Ibid., 1981, 11, р. 233. [3] Ерзинкян А. А. и др. ҖЭТФ, 1983, 84, c. 1119. [4] Akselrod Z. Z. et al. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, 119, р. 667.

Поступила в редакцию 28.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985. т. 26. № 1

УДК 535.33/34:621.373.8

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕРЕЛАКСИРОВАННОГО ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ЦЕНТРОВ СВЕЧЕНИЯ С БОЛЬШИМИ СТОКСОВЫМИ ПОТЕРЯМИ МЕТОДАМИ ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

## В. Н. Саломатов, С. Н. Мысовский

(Иркутский государственный университет им. А. А. Жданова)

Центры свечения с большими стоксовыми потерями в ионных кристаллах (такие, например, как примесные центры, образованные ртутеподобными и благородными ионами, центры окраски) являются предметом интенсивного экспериментального и теоретического исследования, причем основные спектроскопические параметры некоторых из них изучены не менее подробно, чем соответствующие параметры свободных атомов и молекул. Интерес к детальному изучению кристаллов с такими центрами усиливается в настоящее время в связи с использованием их в качестве активных элементов перестраиваемых лазеров и пассивных модуляторов добротности [1—3]. Использование методов пикосекундной лазерной спектроскопии существенно расширило возможности исследования природы релаксированного возбужденного состояния (PBC) точечных дефектов [4]. Вопрос о возмож-

ности изучения этими методами природы нерелаксированного основного состояния (НРОС), насколько нам известно, не рассматривался, хотя исследование переходов из НРОС в более высокие состояния, например в зондать существенно ные, может новую информацию о природе большими центров свечения с стоксовыми потерями [5]. Кроме теоретические TOPO. имеются предпосылки осуществления модификации системы локальных состояний примесного центра в процессе релаксации [6]. Возникающие при этом «новые» локальные состояния также могут, по-видимому, участвовать в опти-



Схема энергетических уровней и электронно-колебательных переходов центра свечения с большими стоксовыми потерями: 1 основное состояние, 2— НРОС, 3— РВС, 4— нерелаксированное возбужденное состояние

ческих переходах, происходящих в момент пребывания центра свечения в нерелаксированном основном состоянии.

Время жизни НРОС большинства центров мало  $(10^{-11}-10^{-12} \text{ c})$ , и в связи с этим основная трудность заключается в создании необходимой для оптических измерений заселенности этого состояния. В настоящем сообщении рассмотрена возможность проведения эксперимента по изучению НРОС методами пикосекундной лазерной спектроскопии при увеличении заселенности НРОС с помощью импульсов усиливающегося света, воздействующих на кристалл синхронно с пробными импульсами. Схематично энергетические уровни и электронно-колебательные переходы центра свечения с большими стоксовыми потерями иллюстрируются рисунком. Здесь q — конфигурационная координата,  $\gamma_{\alpha\beta}$  — вероятности переходов в единицу времени между уровнями  $\alpha$ и  $\beta$ . Верхними символами *i*, *s*, *l* различаются вероятности индуцированных, спонтанных и безызлучательных переходов,  $n_{\alpha}$  — число исследуемых центров в  $\alpha$ -м состоянии в единице объема.

Проведение эксперимента предполагается при достижении условий (концентрация центров свечения, неактивные потери в области полосы излучения и т. д.), обеспечивающих осуществление усиления пикосекундных импульсов света в области полосы излучения исследуемых центров. Предлагаемая схема эксперимента сводится к следующему: 1) с помощью импульса накачки (переход 1—4 с последующей релаксацией 4—3) создается высокая заселенность уровня 3; 2) синхронно с усиливающимся пикосекундным импульсом, обеспечивающим индуцированный сброс с уровня 3 для достижения необходимой заселенности уровня 2, подается пробный импульс частоты v и измеряется коэффициент поглощения на этой частоте. При изменении частоты пробного импульса получим спектр поглощения, являющийся суммой спектров, обусловленных центрами, находящимися в состояниях 1, 2 и 3. Для получения искомого спектра поглощения необходимо, очевидно, вычесть из суммарного спектра составляющие, обусловленные центрами, находящимися в момент измерения в состояниях 1 и 3.

Заселенность НРОС в условиях такого эксперимента грубо оценим с помощью простейшего анализа кинетики процесса на основе схемы, изображенной на рисунке. Считаем, что усиливающийся импульс воздействует на кристалл после прекращения воздействия импульса накачки, т. е. что  $\gamma^{i}_{14}=0$  и, кроме того, что  $\gamma^{s}_{32}\ll\gamma^{i}_{32}, \gamma^{i}_{23}\ll\gamma^{i}_{32}$ . Последнее условие может быть легко выполнено, если частота усиливающегося импульса находится в области малых значений коэффициентов Эйнштейна для перехода 2—3 [7]. Обозначим через  $\Delta t$  длительность усиливающегося импульса. Поскольку мы полагаем его малым ( $\Delta t \simeq 5$  пс), кинетические уравнения могут быть приближенно сведены к уравнениям в конечных разностях. Тогда в пределах времени  $\Delta t$  имеем

$$\Delta n_2 \simeq (n_3 \gamma^i{}_{32} - n_2 \gamma^l{}_{21}) \Delta t, \qquad (1)$$

$$n_2 \simeq \Delta n_2,$$
 (2)

$$\frac{\Delta n_2}{n_3} \simeq \frac{\gamma_{32}^i \Delta t}{1 + \gamma_{21}^i \Delta t}.$$
(3)

Здесь  $\Delta n_2$  — искомое изменение заселенности НРОС, возникающее в результате индуцированного сброса. Поскольку при лазерной нажачке получение больших заселенностей РВС ( $n_3 \simeq 10^{17} - 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) не представляет трудности, можно считать реальным осуществление предлагаемого эксперимента, если при воздействии усиливающегося импульса удается достичь соотношения

$$\Delta n_2/n_3 \simeq 10^{-1} \div 10^{-2}.$$
 (4)

На примере  $F_2^{+}$ - и  $F_2^{-}$ -центров в кристалле LiF, полагая  $\gamma'_{21} \simeq 0.5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $\Delta t \simeq 5$  пс, оценим плотность энергии  $\rho$  усиливающихся импульсов света, необходимую для выполнения соотношений (3), (4). Для определенности считаем, что в случае  $F_2^{-}$ -центров используются импульсы неодимового ( $\lambda = 1.06$  мкм), а в случае  $F_2^{+}$ -центров — эрбиевого ( $\lambda = 0.85$  мкм) лазеров. Коэффициенты Эйнштейна могут быть взяты из работы [7]. Оценки показывают, что в этих случаях соотношения (3), (4) выполняются при  $\rho = 10^{-2} - 10^{-3}$  Дж/см<sup>3</sup> (при пиковых плотностях мощности 20—200 МВт/см<sup>2</sup>), т. е. достижимых в современных условиях энергий пикосекундных импульсов порядка 1 мДж достаточно для заселения НРОС до  $\Delta n_2/n_3 \simeq 10^{-1} \div 10^{-2}$  в момент индуцированного сброса.

Авторы признательны Н. И. Коротееву за обсуждение работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Mollenauer L. F., Olson D. H. J. Appl. Phys., 1975, 46, N 7, р. 3109. [2] Архангельская В. А., Феофилов П. П. Квант. электроника, 1980, 7, с. 1141. [3] Иванов Н. А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, с. 1985. [4] Kondo Y., Kayanuma Y., Kanzaki H. In: Abstr. Intern. Conf. Defects in Insulating Cristals. Gatlinburg, Tennessee, 1977, р. 244. [5] Саломатов В. Н., Кристофель Н. Н., Парфианович И. А. В кн.: Тез. докл. XIX Всесоюз. съезда но спектроскопии. Ч. 4. Томск, 1983, с. 42. [6] Саломатов В. Н., Кристофель Н. Н. Изв. АН ЭССР, физ.-матем., 1972, 21, с. 387. [7] Мартынович Е. Ф. и др. Жури. приклад. спектр., 1983, 39, с. 419.