

Недавно было установлено, что форма кривой $I(H_1)$ для импульсов одинаковой длительности и амплитуды в значительной степени определяется условиями возбуждения линии ЯМР. Так, для одnogорбого эха Хана, формирующегося от коротких импульсов ($\tau_{1,2}^{-1} \gg \Delta\omega_{1/2}$), соответствующая кривая имеет гораздо более симметричную форму, чем для компонент двугорбого эха, исследованного Мимсом при $\tau_{1,2}^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$ (см. рис. 4 в [5]). Согласно данным, полученным в настоящей работе, различие в площадях импульсов оказывает влияние на форму рассматриваемой зависимости даже в том случае, когда условия возбуждения линии ЯМР остаются практически неизменными. Этот результат является следствием специфических особенностей формирования эха от импульсов неодинаковой длительности, подробно исследованных в [3].

В заключение отметим, что при заданных отличных друг от друга длительностях импульсов форма кривой $I(H_1)$ определяется главным образом типом использованной при расчетах функции $F(\eta)$. Это может служить основанием для восстановления функции распределения ядер по коэффициентам усиления путем сопоставления свойств симметрии расчетных и экспериментальных кривых, полученных при $\tau_1 \neq \tau_2$, с помощью процедуры, использованной ранее при решении аналогичной задачи в Co_2MnSi для импульсов одинаковой длительности [5].

Автор выражает благодарность М. И. Куркину за полезное обсуждение результатов экспериментального исследования.

Список литературы

- [1] Mims W. B. // Phys. Rev. 1966. V. 141. N 2. P. 499—502.
- [2] Нургалиев Т. Х., Москалев В. В. // Вестник ЛГУ. 1980. № 16. В. 3. С. 45—51.
- [3] Килиптари И. Г., Куркин М. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 324—330.
- [4] Килиптари И. Г. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 5. С. 1428—1434.
- [5] Килиптари И. Г., Куркин М. И. // ФММ. 1992. № 8. С. 81—86.

Тбилисский
государственный университет

Поступило в Редакцию
28 сентября 1992 г.

УДК 535.37

© Физика твердого тела, том 35, № 2, 1993
Solid State Physics, vol. 35, № 2, 1993

КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В Al_2O_3 И $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$

В. В. Мюрк, К. М. Исмаилов

Для собственной люминесценции многих оксидов характерно наличие широких ($\Delta E \sim 1$ эВ) полос свечения, приписываемых свечению автолокализованного экситона (АЛЭ) [1—5]. Свечение АЛЭ в оксидах, как правило, не замораживается при понижении температуры. Исключение составляют те случаи, когда сам процесс создания АЛЭ является температурно-зависимым, что может быть связано с сосуществованием либо нескольких типов АЛЭ, либо АЛЭ со свободными экситонами [1—5]. В то же время в области низких температур в условиях постоянства выхода свечения наблюдаются сильные изменения в кинетике затухания люминесценции, которые связываются по аналогии с ШГК [6] с проявлениями сложной структуры триплетного релаксированного состояния АЛЭ. Исследование структуры АЛЭ в оксидах усложнено по сравнению с ШГК тем, что для большого числа АЛЭ отсутствует генетически связанная с ними автолокализация дырок [1, 2]. Исследование кинетики люминесценции АЛЭ

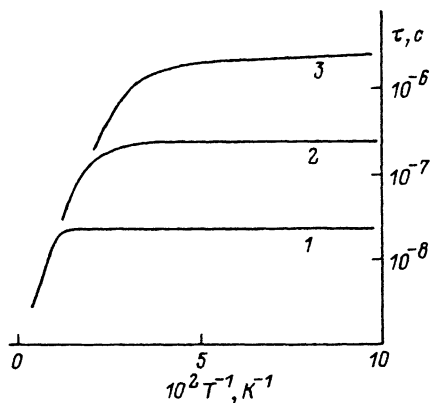
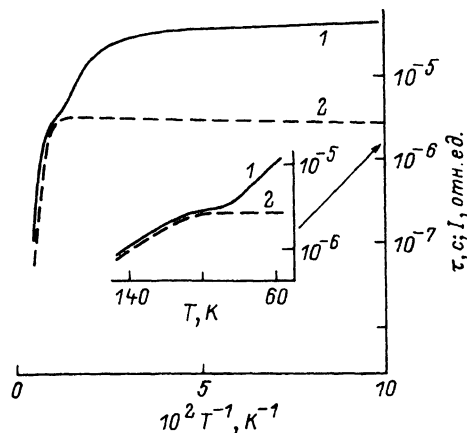


Рис. 1. Температурная зависимость времени затухания импульсов (1) и интегральной интенсивности (светосуммы) (2) люминесценции 4.9 эВ в ИАГ.

На вставке приведен для наглядности участок температур 140—60 К в линейном масштабе.

Рис. 2. Температурная зависимость времен затухания трех составляющих кинетики люминесценции 7.5 эВ в Al_2O_3 .

остается при этом одним из немногих методов, позволяющих исследовать природу нижайших электронных состояний АЛЭ.

Настоящее сообщение посвящено исследованию временных характеристик свечения АЛЭ в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (ИАГ) и Al_2O_3 — полосы 4.9 и 7.5 эВ соответственно. Кинетика люминесценции монокристаллов ИАГ и Al_2O_3 исследовалась спектрально-кинетическим методом: излучение выделялось дифракционным вакуумным монохроматором, затухание свечения измерялось методом коррелированного счета фотонов. Интервал температур 5—300 К, временное разрешение 6 нс, источник возбуждения — импульсная рентгеновская трубка РТИ 3-0.1. Возможность вариации длительности импульсов возбуждения (25 нс—3 мкс) и спектральное разрешение позволили с большой степенью достоверности отделиться от спектрально-близких полос свечения (что актуально для ИАГ) и разделить сложную кривую затухания на элементарные составляющие.

Результаты по ИАГ (рис. 1) в низкотемпературной области повторяют данные [7]. В то же время спектрально-кинетический анализ позволяет в области температурного тушения полосы 4.9 эВ корректно исключить вклад близкорасположенной полосы 4.2 эВ (предположительно свечение АЛЭ второго типа [1-3]). Полученные температурные зависимости отражают перераспределение заселенностей по крайней мере двух близких по энергии уровней триплетного типа (в области постоянства выхода люминесценции) и тушение люминесценции АЛЭ при высоких температурах за счет уменьшения времени затухания τ , т. е. появления канала термического распада (см. подробнее [3]). Подавляющая часть светосуммы в полосе 4.9 эВ высвечивается именно по этому механизму. Температурные зависимости наблюдаемой в кинетике светосуммы и интегральной люминесценции практически совпадают. Это указывает на то, что в данных кинетических экспериментах учитываются все актуальные для люминесценции АЛЭ состояния. Наряду с компонентой микросекундного диапазона времен в кинетике свечения в полосе 4.9 эВ кристаллов ИАГ (как и в некоторых других оксидах [8]) в интервале температур 5—300 К наблюдается относительно слабая по светосумме (~1% от полной интенсивности) компонента с $\tau \sim 50$ нс. Следует отметить, что быстрая компонента в свечении триплетного АЛЭ наблюдалась в некоторых случаях и в галоидных кристаллах [9, 10]. Хотя для этих объектов в отличие от оксидов существует развитая теория АЛЭ; интерпретации вышеупомянутой

короткоживущей компоненте свечения выделяется незаслуженно мало внимания. Как выясняется на примере Al_2O_3 , в классе оксидных кристаллов можно найти объекты, где компонента наносекундного диапазона дает заметный вклад в свечение «триплетного» АЛЭ.

ВУФ-свечение АЛЭ в Al_2O_3 по своим температурным и временным параметрам отличается от изученных свечений АЛЭ в большинстве оксидов [8]. Анализ низкотемпературной кинетики затухания люминесценции позволил выявить причину этих отличий (рис. 2), связанную с присутствием в затухании свечения трех (спектрально-неразличимых с точностью до 0.1 эВ) компонент со сравнимым выходом свечения. Независимость характера кинетики затухания от мощности импульсов возбуждения (а также и от присутствия в кристалле примесей) указывает на внутрицентральный характер процессов, наблюдаемых в кинетике свечения 7.5 эВ. Обращают на себя внимание близость энергий активации $E_{акт}$ и частотных факторов тушения всех трех компонент свечения (усредненное значение $E_{акт} = 24$ мэВ) и отсутствие существенного температурного перераспределения энергии между компонентами свечения, что говорит о малости расщепления излучательного мультиплета по отношению к $E_{акт}$ и о сравнительно малой вероятности (по отношению к τ^{-1}) термических перебросов. В ИАГ, где в области 5—120 К наблюдаются процессы термических перебросов между уровнями мультиплета, можно оценить $\tau_{терм} \sim 10^{-6}$ с и величину расщепления ~ 15 мэВ. В результате излучение АЛЭ в ИАГ при 5 К происходит в условиях термического равновесия с преимущественным заселением нижайшего уровня мультиплета, в Al_2O_3 же в излучении АЛЭ имеет место неравновесная ситуация (как, например, и во фторидах [10], где также в низкотемпературном свечении АЛЭ актуальны со сравнимым выходом три компоненты). Эта неравновесность заселенности излучательных состояний АЛЭ в Al_2O_3 может серьезно затруднить исследование структуры АЛЭ (квази)стационарными методами.

Список литературы

- [1] Кузнецов А. И., Намозов Б. Р., Мюрк В. В., // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3030—3037.
- [2] Кузнецов А. И., Абрамов В. Н., Мюрк В. В., Намозов Б. Р. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 7. С. 2000—2005.
- [3] Исмаилов К. М., Мюрк В. В. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 1. С. 311—313.
- [4] Трухин А. Н. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 2888—2895.
- [5] Иванов В. Ю., Фельдбах Э. Х., Горбунов С. В., Кужалов А. В., Куусманн И. Л. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2728—2732.
- [6] Fowler W. B., Marrone M. J., Kabler M. N. // Phys. Rev. 1973. V. B8. N 12. P. 5909—5919.
- [7] Robbins D. J., Cosayne B., Glasper J. L., Lent B. // J. Electrochem. Soc. 1979. V. 126. N 7. P. 1213—1220.
- [8] Mürk V. V., Kuznetsov A. I., Namozov B. R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. V. 63. N 1. P. K131—K135.
- [9] Tanimura K., Murakami T., Itoh N. // J. Phys. Soc. Japan. 1982. V. 51. N 3. P. 888—897.
- [10] Williams R. T., Kabler M. N., Hayes W., Stott J. P. // Phys. Rev. 1976. V. B14. N 2. P. 725—740.

Институт физики АН Эстонии
Тарту

Поступило в Редакцию
29 сентября 1992 г.