

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{40}$

Г. Бабонас, Р. Дагис,
Г. Пукинскас, Е. Й. Леонов

Чувствительность силленитов к внешним воздействиям, используемая в приборах оптоэлектроники, обуславливает интерес к исследованиям магнитооптических свойств этих кристаллов. Наличие ионов переходного металла в силлените железа $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{40}$ (BFO) позволяет предполагать в нем особенности эффекта Фарадея по сравнению с другими силленитами [1].

Эффект Фарадея (ЭФ) и магнитный круговой дихроизм (МКД) исследовались на кристаллах BFO, оптические свойства которых представлены в [2], по методике [3]. На рис. 1 показаны спектры коэффициента Верде $V(\lambda)$ для BFO и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), ЭФ в котором является типичным для силленитов [1]. Выраженная особенность ЭФ в BFO — его сильная темпера-

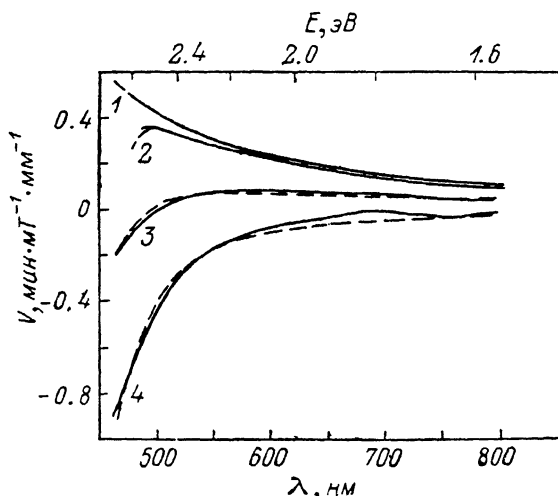


Рис. 1. Экспериментальные (сплошные) и вычисленные (штриховые) спектральные зависимости постоянной Верде $V(\lambda)$ для BSO (1) и BFO (2—4) при $T=300$ (1, 2), 80 (3) и 6 К (4).

турная зависимость с изменением знаков дисперсии и величины $V(\lambda)$. Это свойство выделяет BFO среди силленитов, в которых положительный ЭФ не зависит от температуры.

На рис. 2 приведены спектры поглощения, кругового дихроизма (КД) и МКД в BFO. Как и в других железосодержащих силленитах [4], в BFO структуры поглощения при 530 и 700—750 нм, более выраженные в дифференциальных спектрах, обусловлены внутрицентровыми $d-d$ -переходами ионов Fe [2]. Спектры МКД показывают, что ионы Fe^{3+} дают вклад в ЭФ в BFO, сильно зависящий от температуры, однако в области $d-d$ -переходов, как запрещенных по четности, их вклад в спектры $V(\lambda)$ является слабым (рис. 1). Более существенным должно быть влияние переходов с переносом заряда.

Спектроскопические свойства силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ удобно рассматривать в диэлектрической теории химической связи как сумму вкладов от характерных связей $\text{Bi}-\text{O}$ и $\text{M}-\text{O}$ [5]. Преобладающее влияние связей $\text{Bi}-\text{O}$ определяет одинаковую структуру оптических спектров в полосе собственного поглощения, а в формировании длинноволнового края существен также вклад от связей $\text{M}-\text{O}$. В таком приближении рассмотрим особенности спектральной и температурной зависимостей ЭФ в BFO.

Экспериментальные спектры $V(\lambda)$ в ВФО описывались двухосцилляторной моделью. За первый высокоэнергетический член, не зависящий от температуры, принимался диамагнитный вклад, оцененный по экспериментальным данным для ВСО и представляющий возбуждение связи $Vi-O$. Согласованием вычисленных значений $V(\lambda)$ с экспериментальными для ВФО методом наименьших квадратов получена энергия осциллятора 4.80 эВ, соответствующая установленной в [1].

Второй осциллятор для ВФО сопоставлялся с возбуждением связи $Fe-O$. Принималось, что он ответствен за температурную зависимость коэффициента Верде и обращение его знака. Полученные согласованием расчетных данных с экспериментальными значения энергии второго осциллятора близки к краевым переходам и равны 2.6 эВ при 300 К и 3.0 эВ при 6 и 77 К для частотной зависимости типа $(E_0^2 - E^2)^{-1}$. Они увеличивались на 0.3 эВ для зависимости $(E_0^2 - E^2)^{-2}$.

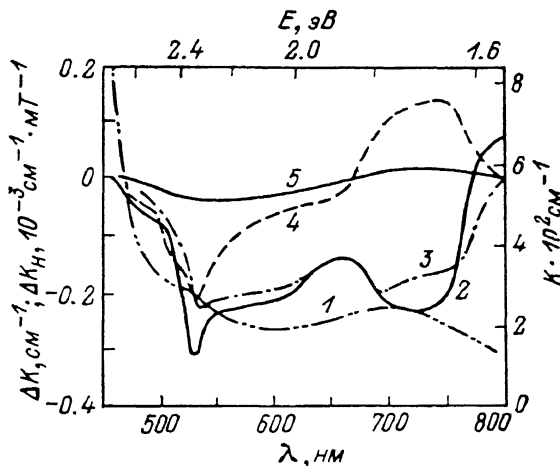


Рис. 2. Спектры поглощения K (1) (правая шкала) [2], кругового дихроизма ΔK (2, 3) и магнитного кругового дихроизма ΔK_H (4, 5) кристаллов ВФО при $T=6$ (1, 2, 4) и 300 К (3, 5).

Появление второго члена в дисперсии ЭФ в ВФО в принципе может быть обусловлено несколькими механизмами. Для ионов S -типа в подобного рода задачах [6], как правило, учитывается смешивание, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием и взаимодействием $3d$ -электронов с кристаллическим полем, состояний основного и возбужденных термов, которыми для иона Fe^{3+} являются 6S и 4P , 4G соответственно. Однако в данном случае этот механизм существенного влияния не имеет, на что указывает отсутствие значительных структур на кривых $V(\lambda)$. По-видимому, слабое влияние оказывает и второй простой механизм, обусловленный учетом возбуждений $3d^5 \rightarrow 3d^4 np$ атомного типа, который приводит в выражении $V(\lambda)$ к парамагнитному члену с частотной зависимостью $(E_0^2 - E^2)^{-2}$. Энергии соответствующих переходов довольно большие и не коррелируют с экспериментальной величиной E_0 . Наиболее вероятным механизмом, который приводит к парамагнитному члену с энергией эффективного осциллятора, близкой к краевым переходам, является учет смешивания состояний, соответствующих возбуждению валентного электрона в зону проводимости и атомному возбуждению $3d \rightarrow nl$.

Следует также отметить, что отсутствие больших изменений магнитной восприимчивости при понижении температуры до 77 К и спонтанного вращения плоскости поляризации при гелиевых температурах подтверждает, что основной причиной сильных температурных изменений коэффициента Верде являются особенности энергетической структуры кристаллов ВФО.

Таким образом, ЭФ в силленитах Vi_2MO_{20} можно представить суммой двух вкладов, которые в диэлектрической теории приписываются возбужде-

ниями связей $\text{Vi}-\text{O}$ и $\text{M}-\text{O}$ с доминирующим первым вкладом. В ВФО связь $\text{Fe}-\text{O}$ обуславливает отрицательное фарадеевское вращение и его сильную температурную зависимость, тем самым выделяя этот кристалл в группе силленитов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бурков В. И., Красилов Ю. И., Козлова Н. Л. и др. ФТТ, 1973, т. 15, № 4, с. 1036—1038.
- [2] Сенулене Д. Б., Бабонас Г. А., Леонов Е. И. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1281—1284.
- [3] Пукинская Г. Б. ПТЭ, 1986, № 3, с. 243—244.
- [4] Бурков В. И., Волков В. В., Каргин Ю. Ф. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 2216—2218.
- [5] Бабонас Г. В кн.: Электроны в полупроводниках. Вильнюс: Мокслас, 1987, т. 6, с. 41—124.
- [6] Crossley W. A., Cooper R. W., Page J. L. Phys. Rev., 1969, vol. 181, N 2, p. 896—904.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Поступило в Редакцию
2 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
21 марта 1988 г.

УДК 548 : 539.12.04

Физика твердого тела, том 30, в. 8, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 8, 1988

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СУБНАНОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

Р. Г. Дейч

В настоящей работе продолжено изучение механизма короткоживущего переходного поглощения $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, начатое в [1]. Измерялась кинетика поглощения, наводимого в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ импульсом электронов (50 пс, 450 кэВ, ~ 100 А/см²). Регистрация осуществлялась с помощью электронно-оптической камеры «Агат-СФ1». Временное разрешение установки 20 пс. Ошибка в определении показателя поглощения не превышала $\Delta x = 0.15$ см⁻¹. Одиночный импульс электронов наводил в образце концентрацию электронно-дырочных пар $N = (3 \div 5) \cdot 10^{16}$ см⁻³. Величина N была определена по генерации F -центров в КСl, для которого известен квантовый выход дефектообразования [2].

Нарастание оптического поглощения происходит за время импульса возбуждения (рис. 1), т. е. время создания оптически активных состояний в спектральной области 1.2—3.0 эВ $\tau_0 < 50$ пс. Спад поглощения хорошо описывается экспонентой, причем время спада τ_c увеличивается при повышении чистоты образца (при 80 К для кривых 1—3 τ_c составляет 0.8 ± 0.2 , 1.8 ± 0.3 и 5.0 ± 0.9 нс соответственно). Начальные значения x_0 , измеренные в момент окончания импульса ускорителя для различных образцов, в пределах погрешности эксперимента совпадают. При комнатной температуре τ_c уменьшается и для рубина (кривая 4) составляет 0.5 ± 0.1 нс.

Спектр короткоживущего поглощения представляет полосу с максимумом при 2.0 эВ и полушириной при 80 К ~ 0.8 эВ (рис. 2, кривые 1, 2). Величины x_0 не зависят от образца, а τ_c постоянны и соответствуют данным рис. 1. При 300 К полоса уширяется и амплитуда ее уменьшается приблизительно в 2 раза (кривая 3). Сечение поглощения при 2.0 эВ составляет $\sigma_p = x_0/N \approx 0.3 \cdot 10^{-16}$ см².