

VCl_4 с симметрией T_d , основным состоянием которых является 2E -терм [6]. В этом случае формула (5) упрощается и принимает вид

$${}_m K = \frac{\pi \beta N_A}{30} \sum_{\substack{n'\Gamma', n''\Gamma'' \\ (\Gamma', \Gamma'' = T_1, T_2)}} (-1)^{\Gamma'+\Gamma''} \frac{\omega_{n''\Gamma''}}{\omega_{n'\Gamma'}} \frac{|\langle E \| d_{T_2} \| n'\Gamma' \rangle|^2 \cdot |\langle E \| d_{T_2} \| n''\Gamma'' \rangle|^2}{\omega_{n''\Gamma''}^2 - \omega^2}, \quad (7)$$

где

$$(-1)^{\Gamma'+\Gamma''} = \begin{cases} 1, & \text{если } \Gamma' = \Gamma'', \\ -1, & \text{если } \Gamma' \neq \Gamma''. \end{cases}$$

Для оценки величины эффекта Керра в рассматриваемой системе ограничимся вкладом в (7) нижайшего состояния 2T_2 , для которого $\omega_{T_2} \approx 9000 \text{ см}^{-1}$ [6] и $\langle E \| d_{T_2} \| T_2 \rangle \sim 1D$ [7]. При комнатных температурах получаем значение ${}_m K \sim \sim 10^{-12}$ эсе, по порядку величины совпадающее с постоянными Керра для анизотропно поляризующихся молекул.

Таким образом, эффект Керра наряду с рассмотренным ранее чисто вращательным комбинационным рассеянием света [8] может служить средством исследования анизотропии поляризуемости сферических волчков в орбитально вырожденных состояниях. Заметим, что учет существенного при наличии электронного вырождения эффекта Яна-Теллера приводит к усложнению температурной зависимости постоянной Керра, не изменяя ее порядка величины.

Литература

- [1] И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., 1965.
- [2] A. D. Buckingham, V. I. Orr. Chem. Soc. Quant. Rev., 921, 195, 1967; Trans. Farad. Soc., 65, 673, 1969.
- [3] Д. Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. М., 1971.
- [4] А. Абрагам, Б. Блини. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т. 2. М., 1973.
- [5] S. Sugano, Y. Tanabe, H. Kamimura. Multiplets of transition metal ions in crystals. N. Y., 1970.
- [6] К. Бальхаузен. Введение в теорию поля лигандов. М., 1964.
- [7] F. A. Blankenship, R. Belford. J. Chem. Phys., 36, 633, 1962; R. H. Clark, D. J. Machin. J. Chem. Soc., 4430, 1963.
- [8] И. Я. Огурцов, Ю. В. Шапарев, И. Б. Берсукер. Опт. и спектр., 45, 672, 1978.

Поступило в Редакцию 15 июля 1981 г.

УДК 535.375.5 : 548.0

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$

Г. А. Бабонас, Ю. Г. Зарецкий, Г. А. Курбатов,
Ю. И. Уханов и Ю. В. Шмарцев

Монокристаллы $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) обладают рядом важных для практического применения свойств. С их помощью, например, можно записывать голограммы [1]. Поскольку данные рентгеноструктурного анализа этих веществ [2, 3] не выявляют характера связей между атомами в этих соединениях, в ряде работ были проведены исследования спектров комбинационного рассеяния света (КРС) [4-7] и спектров отражения инфракрасного (ИК) излучения от монокристаллов BSO и BGO [8]. Однако соответствие, которое было получено между спектрами КРС и спектрами отражения ИК излучения, оказалось далеко не полным. В данной работе продолжено изучение спектров КРС монокристаллов BSO и BGO.

Для получения спектров КРС была применена установка, созданная на базе двойного монохроматора ДФС-12, в котором были установлены решетки

1200 штр./мм, работающие в первом порядке и имеющие максимум отражения света при длине волны $\lambda=580$ нм. В качестве источника возбуждающего излучения использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-36А ($\lambda=632.8$ нм) с мощностью излучения около 40 мВт. Чтобы записать полный спектр КРС при максимальном отношении сигнал/шум, исключив влияние собственной оптической активности образцов, использовалось циркулярно поляризованное излучение, получаемое из линейно поляризованного с помощью пластинки $\lambda/4$. Это излучение фокусировалось на образце размером $10 \times 5 \times 3$ мм³ и ориентацией боковых граней (100) с помощью линзы с фокусным расстоянием 60 мм. Такая ориентация образца была выбрана с целью облегчить сравнение полученных спектров с ранее опубликованными данными [4]. Рассеянный свет собирался под углом 90° к направлению возбуждающего света в конусе $\pm 6.0^\circ$ от нормали к поверхности образца. На пути рассеянного света ставилась фазовая пластинка $\lambda/4$ для устранения влияния на интенсивность линий поляризующего действия дифракционных решеток. Чтобы действие указанной пластинки было достаточно эффективным, возбуждающий свет пропусклся в непосредственной близости (не более 0.5 мм) от боковой грани образца, через которую выходил анализируемый рассеянный свет. Следовательно, фазовая пластинка $\lambda/4$, установленная на пути рассеянного света так, что ее оптическая ось составляла угол 45° с плоскостью поляризации рассеянного света, почти полностью устраняла влияние поляризующего действия дифракционных решеток. Регистрация света осуществлялась с помощью охлаждаемого ФЭУ-79, работающего в режиме счета фотонов. Разрешающая способность установки составляла от 0.8 до 3.0 см⁻¹. Частоты линий определялись с точностью 1.0 см⁻¹. Образец устанавливался в криостате, позволявшем измерять спектры при фиксированных температурах $T=300, 80$ и 10 К.

Спектры КРС, полученные при $T \approx 10$ К [9], сравнивались со спектрами КРС, приведенными в работе [4], спектрами отражения ИК излучения, приведенными в работе [8], и результатами наших измерений спектров отражения ИК излучения в диапазоне от 200 до 1000 см⁻¹. Полученные спектры сходны со спектрами, приведенными в работе [4]. Частоты линий, как правило, не различались более чем на 1 см⁻¹, хотя несколько линий отличаются по частоте на большую величину. Соотношения интенсивностей многих линий тоже очень близки, но для некоторых линий они отличаются существенно. Основное отличие полученных спектров заключается в том, что в них наблюдалось несколько новых слабых линий, в то время как некоторые слабые линии, имеющиеся в спектрах КРС работы [4], в данных спектрах отсутствуют (табл. 1 и 2). В табл. 1 и 2 представлены частоты спектральных линий, полученных в данной работе, приведенных в работе [4], и линий из работы [8], которым нашлись аналоги в спектрах КРС. Из табл. 1 видно, что в спектре BSO не удалось зарегистрировать линию 817.5 см⁻¹, но зато получены четыре дополнительные линии 527.4, 556.2, 574.3 и 604.5 см⁻¹. Достоверность первых двух линий подтверждается ИК спектрами работы [8], частоты же двух других линий отличаются от частот соответствующих линий в работе [8] примерно на 5 см⁻¹. Но частоты этих линий совпадают с частотами линий в наших спектрах отражения ИК излучения, как и соответствующие этим линиям частоты линий в BGO 570.5 и 599.9 см⁻¹, которые совпадают с данными работы [8].

В BGO (табл. 2) не удалось зарегистрировать четыре линии, но было получено десять дополнительных линий. Достоверность семи линий была установлена с помощью спектров отражения ИК излучения [8], достоверность двух линий установили из сходства спектров КРС BGO и BSO (эти две линии находятся в тех же участках спектра, что и соответствующие им линии в спектре BSO). Достоверность же линии 384.6 см⁻¹ ничем подтвердить не удалось. В связи с тем что полученные дополнительные линии довольно слабы, их симметрия не изучалась.

Как видно из табл. 1 и 2, в которых суммированы результаты работ [4, 8] и данной, общее количество линий, полученных в спектрах КРС для BGO и BSO, практически совпадает (в спектрах КРС BSO содержится 47 линий, а в спектрах КРС BGO — 46 линий). Этот результат естествен для очень близких по строению веществ [10] и позволяет предположить, что и в других силленитах, полу-

Таблица 1
Сравнение результатов, полученных для BSO в данной работе
и в работах [4] и [8]

Частоты нормальных мод (см ⁻¹) и их интерпретация					
КРС, 10 К	КРС [4]	ИК, 90 К [8]	КРС, 10 К	КРС [4]	ИК, 90 К [8]
43.9 (1)	44.4 TO + LO		208.3 (25)	209.0 TO	208 TO
45.8 (2)	46.1 LO		212.0 (26)	213.0 LO	212 LO
50.0 (3)	50.6 TO + LO		236.5 (27)	238.0 F (?)	237 TO
53.2 (4)	53.5 LO		251.5 (28)	252.0 E	
58.3 (5)	58.0 TO + LO		281.3 (29)	282.1 A	
67.5 (6)	68.0 E		330.3 (30)	330.8 A	
87.8 (7)	87.7 E		351.7 (31)	352.3 TO + LO	353 TO
89.2 (8)	89.2 TO + LO	89 TO	365.8 (32)	367.2 TO + LO	
91.9 (9)	91.7 A	91 LO	371.3 (33)	372.6 E	374 LO
98.2 (10)	98.8 TO	99 TO	463.1 (34)	463.6 E	462 TO
100.6 (11)	100.7 LO	101 LO	468.6 (35)	469.3 F (?)	
105.6 (12)	105.7 TO + LO	107 TO	494.8 (36)	495.6 TO + LO	
111.6 (13)	112.4 LO	112 LO	506.9 (37)	509.1 TO + LO	506 LO
114.1 (14)	114.4 F (?)	115 TO	527.4 (38)		531 TO
116.3 (15)	117.8 F (?)	118 LO	544.8 (39)	546.2 A	
131.2 (16)	131.8 E		556.2 (40)		557 LO
134.7 (17)	135.5 TO + LO	136 TO	574.3 (41)		579 TO
148.1 (18)	148.7 A		604.5 (42)		609 TO
167.1 (19)	167.0 LO	168 LO	625.4 (43)	626.3 E	620 LO
170.1 (20)	170.7 A		784.6 (44)	785.0 A	
173.5 (21)	174.0 TO	175 TO		817.5 A	
179.9 (22)	180.7 LO (?)		827.5 (45)	827.4 TO	
184.3 (23)	185.0 LO	185 LO	840.9 (46)	841.0 LO	
194.8 (24)	195.6 F (?)	195 TO			

Таблица 2
Сравнение результатов, полученных для BGO в данной работе
и в работах [4] и [8]

Частоты нормальных мод (см ⁻¹) и их интерпретация					
КРС, 10 К	КРС [4]	ИК, 90 К [8]	КРС, 10 К	КРС [4]	ИК, 90 К [8]
45.5 (1)	46.4 TO + LO		206.1 (22)	207.0 TO	205 TO
47.5 (2)	48.1 LO		207.7 (23)	208.5 LO	209 LO
50.9 (3)	52.4 TO + LO		235.5 (24)	236.5 E	
53.9 (4)	54.6 LO		253.4 (25)		254 LO
57.4 (5)	57.5 TO + LO		272.2 (26)	273.0 A	271 TO
66.9 (6)	67.7 E		304.5 (27)	305.0 TO + LO	303 TO
86.6 (7)				306.2 E	
89.2 (8)	89.4 A		325.8 (28)	326.0 A	
	97.2 E		337.3 (29)	338.0 TO + LO	
98.6 (9)	99.0 TO + LO	97 TO	355.5 (30)	357.5 TO + LO	356 TO
101.7 (10)		100 LO	358.9 (31)	360.6 E	
105.2 (11)	105.8 TO + LO	105 TO	384.6 (32)		
110.5 (12)	111.2 LO		457.9 (33)	458.3 E	459 TO
112.1 (13)			487.3 (34)	488.3 TO + LO	
114.3 (14)		114 LO	499.0 (35)		497 LO
123.1 (15)	124.0 TO + LO	123 TO	526.8 (36)		526 TO
129.7 (16)	130.2 E	129 LO	542.1 (37)	542.6 A	
	131.2 TO + LO	130 TO	570.5 (38)		571 TO
147.4 (17)	148.0 A		599.9 (39)		600 TO
152.5 (18)	153.0 LO	154 LO	622.3 (40)	623.1 E	
169.2 (19)	170.0 A		678.0 (41)	678.6 TO + LO	682 TO
177.6 (20)	178.5 TO + LO	177 TO		691.8 LO	
193.6 (21)	194.4 LO	193 LO	716.4 (42)	715.1 A	

ченных с помощью окиси четырехвалентного металла (TiO_2 , SnO_2 и т.д.), спектры КРС будут содержать такое же количество линий.

Авторы благодарят В. А. Беляева за предоставление образцов.

Литература

- [1] S. L. Hou, D. S. Oliver. Appl. Phys. Letters, 18, 325, 1971.
- [2] S. C. Abrahams, P. B. Jamieson, J. L. Bernstein. J. Chem. Phys., 47, 4034, 1967.
- [3] S. C. Abrahams, J. L. Bernstein, C. Svenson, J. Chem. Phys., 71, 788, 1979.
- [4] S. Venugopalan, A. K. Ramdas. Phys. Rev., B, 5, 4065, 1972.
- [5] Б. Х. Байрамов, Б. П. Захарченя, Р. В. Писарев, Э. М. Хашхожев. ФТТ, 13, 3366, 1971.
- [6] Б. Х. Байрамов, Б. П. Захарченя, Э. М. Хашхожев. ФТТ, 13, 3412, 1971.
- [7] Б. Х. Байрамов, И. С. Рез, Э. М. Хашхожев, В. И. Цанев. ФТТ, 14, 1711, 1972.
- [8] W. Wojdowski, T. Lukaszewicz, W. Nazarewicz, J. Zmija. Phys. stat. sol. (b), 94, 649, 1979.
- [9] Г. А. Бабонас, Ю. Г. Зарецкий, Г. А. Курбатов, Ю. И. Уханов. ФТТ, 24, 626, 1982.
- [10] Г. А. Бабонас, Е. А. Жогова, Ю. Г. Зарецкий, Г. А. Курбатов, Ю. И. Уханов, Ю. В. Шмарцев. ФТТ, 24, вып. 6, 1982.

Поступило в Редакцию 20 июля 1981 г.

УДК 548.0 : 535.56

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОГЛОЩАЮЩИХ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ СРЕДНЕЙ И ВЫСШЕЙ КАТЕГОРИИ

С. С. Гиргель

1. В работах [1-3] проводилось общее феноменологическое исследование поляризации плоских электромагнитных волн в прозрачных и поглощающих магнитоупорядоченных кристаллах. В настоящей работе исследуются более детально поглощающие среды средней и высшей категорий, обладающие магнитной структурой. Как и ранее, оптические свойства таких веществ в оптическом диапазоне частот будем описывать одним комплексным неэрмитовым тензором обратной диэлектрической проницаемости ϵ^{-1} , полагая $\mu = 1$.

В кристаллах следующих 19 классов магнитной симметрии: 3 , $\bar{3}$, $\bar{3}m'$, $3m'$, $32'$, 4 , $\bar{4}$, $4/m$, $4m'm'$, $4/m'm'$, $\bar{4}2'm'$, $42'2'$, 6 , $\bar{6}$, $6/m$, $6m'm'$, $62'2'$, $\bar{6}m'2'$, $6/m'm'$, соответствующих тригональной, тетрагональной и гексагональной системам, а также в текстурах 5 магнитных классов ∞ , $\infty 1'$, ∞/m , ∞/m' , $\infty/m1'$ тензор ϵ^{-1} может быть представлен в следующей инвариантной [4] форме

$$\epsilon^{-1} = \chi_0 + (\chi_e - \chi_0) \mathbf{c} \cdot \mathbf{c} + iG\mathbf{c} \times. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{G} = G\mathbf{c}$ — вектор гирации, \mathbf{c} — единичный действительный вектор оптической оси, $(\chi_e - \chi_0)$ — параметр анизотропии. Векторы напряженностей магнитного поля собственных изонормальных плоских монохроматических волн равны [1-3]

$$\mathbf{H}_{\pm} = \hat{\mathbf{h}}_{\pm} + i\gamma \hat{\mathbf{h}}_{\mp}, \quad \hat{\mathbf{h}}_{+} = [n\mathbf{c}], \quad \hat{\mathbf{h}}_{-} = [n[n\mathbf{c}]], \quad (2)$$

$$\gamma = \text{tg} [(1/2) \text{arc tg} (2n\mathbf{G}/(\chi_e - \chi_0) [n\mathbf{c}]^2)], \quad (3)$$

где векторы $\hat{\mathbf{h}}_{+}$, $\hat{\mathbf{h}}_{-}$ задают главные направления в фазовой плоскости волн, а \mathbf{n} — единичный вектор нормали. В отсутствие поглощения $\hat{\mathbf{h}}_{+}$ и $\hat{\mathbf{h}}_{-}$ фиксируют направления полусей эллипсов поляризации собственных мод, а действительный параметр γ равен их эллиптичности (отношение полусей эллипса поляри-