

- [10] Müller D., Hahn H. // Z. Anorg. Allg. Chem. 1978. V. 438. N 1. P. 258—272.
 [11] Range K. J., Maheberd G., Obenland S. // Z. Naturf. 1977. V. 32. N 12. P. 1354—1358.

Институт физики АН АзССР
 Баку

Поступило в Редакцию
 23 ноября 1989 г.

УДК 535.361

© Физика твердого тела, том 32, № 6, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 6, 1990

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ И УГЛОВАЯ ДИСПЕРСИЯ ФОНОНОВ В КРИСТАЛЛЕ КТР

Н. Б. Ангерт, А. А. Аникьев, В. М. Гармаш,
 Н. И. Павлова, Л. Г. Резник

В настоящей работе сообщается о наблюдениях в спектрах рассеяния света на поляритонах кристаллов КТР аномалий, отражающих характерные особенности угловой дисперсии фононов в анизотропных средах.

Спектры рассеяния света на поляритонах были получены на образцах KTiOPO_4 высокого оптического качества, приготовленных в виде прямоугольного параллелепипеда размерами $3.00 \times 3.40 \times 3.94$ мм. Образцы ориентированы так, что одна из оптических осей направлена вдоль длинного ребра. Угол между оптическими осями 3° .

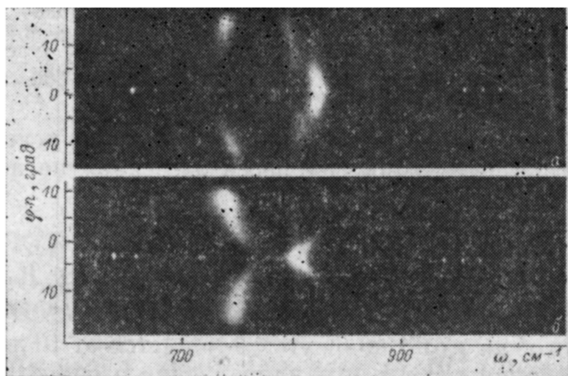


Рис. 1. Спектры КРС на поляритонах при углах рассеяния $0-12^\circ$ и поляризационных геометриях $z(xx)z+\Delta y$ (а) и $z(yy)z+\Delta x$ (б) в кристаллах КТР.

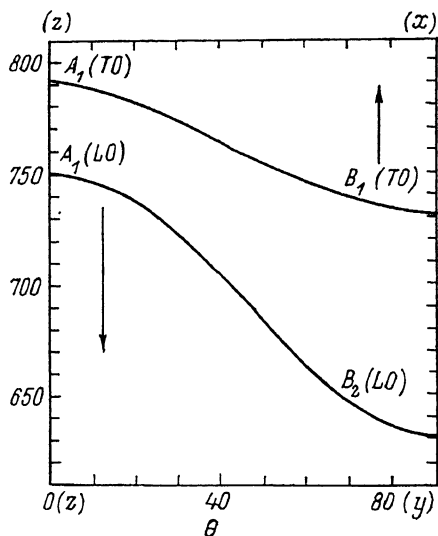
Поляритонные спектры получены при возбуждении линией 514.5 нм аргонового лазера с применением телескопической системы сбора рассеянного света, предложенной в [1], на спектрографе СТЭ-1.

Двухосные кристаллы КТР по своей структуре относятся к ромбической системе и имеют пространственную группу симметрии $R\bar{3}m2_1(C_{3v}^9)$ [2]. В спектрах КР активны колебания A_1 , B_1 и B_2 типов симметрии [3].

Спектры рассеяния света на поляритонах были зарегистрированы для геометрии рассеяния $[xx]$, $[yy]$, $[zz]$. Низкочастотные поляритонные ветви в спектрах обнаруживают большое количество разрывов, указывающих на эффекты резонансного взаимодействия поляритонов с различными фононными возбуждениями решетки. Особый интерес представляет участок спектра в области частот $700-900 \text{ см}^{-1}$, где имеется несколько поляритонных ветвей с необычным характером дисперсии и интенсивности при углах рассеяния $5-12^\circ$. Этот участок спектра получен при геометриях

рассеяния $z(x) z + \Delta y$ и $z(y) z + \Delta x$ (рис. 1). Как видно из рис. 1, a_r в области частот 730 см^{-1} и углов сбора рассеянного света $0-5^\circ$ наблюдается аномальное распределение интенсивности поляритонной ветви. Аналогичная особенность наблюдается в геометрии рассеяния $z(y) z + \Delta x$ (рис. 1, б) на частотах $750-790 \text{ см}^{-1}$ и в таком же интервале углов, где, кроме того, дисперсия поляритонной ветви характеризуется уменьшением частоты при увеличении волнового вектора.

Наблюдаемое в спектрах аномальное распределение интенсивности и дисперсии поляритонных ветвей можно легко объяснить, если учесть, что при изменении угла φ между волновыми векторами падающего и рассеянного света направление распространения поляритона по отношению к оптической оси кристалла меняется значительно. При этом частота возбуждаемого полярного оптического фонона, связанного с поляритонном, меняется с изменением угла между волновым вектором фонона и направлением дипольного момента или кристаллографическими осями, т. е. обнаруживается угловая дисперсия. Следовательно, по поляритонным спектрам можно восстановить угловую дисперсию полярных оптических фононов в анизотропных кристаллах. Угол θ между волновым вектором поля-



ритона и кристаллографической осью легко связать с углом φ из рассмотрения векторного треугольника процесса рассеяния на поляритоне

$$\theta = \text{arccotg} \left[\left(\frac{1}{1 - q/k_i} \right) \text{csc} \varphi - \text{ctg} \varphi \right], \quad (1)$$

где $q = |\mathbf{k}_i| - |\mathbf{k}_s| = 2\pi\nu_i n_i - 2\pi\nu_s n_s$; \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_s — волновые векторы падающего и рассеянного света [4]. Например, при $q/k_i = 0.038$ для кристалла КТР и изменении угла φ от 1 до 5° угол θ меняется от 10 до 65° . При этом в геометрии рассеяния $z(x) z + \Delta y$ направление распространения фонона близко к направлению оси y с тем же направлением поляризации. Такой фонон имеет $B_2(y)$ -симметрию и является продольным. Фононы, имеющие смешанную симметрию при углах промежуточных между 0 и 90° , называют квазифононами.

Угловая дисперсия частоты квазипродольного фонона, распространяющегося под различными углами в плоскости zy , может быть рассчитана по соотношению [5]

$$\frac{\nu_{A_1}^2 \epsilon_{0z} - \nu^2 \epsilon_{\infty z}}{\nu_{A_1}^2 - \nu^2} \cos^2 \theta + \frac{\nu_{B_2}^3 \epsilon_{0y} - \nu^2 \epsilon_{\infty y}}{\nu_{B_2}^2 - \nu^2} \sin^2 \theta = 0, \quad (2)$$

в котором ν_{A_1} , ν_{B_2} — частоты поперечных фононов A_1 - и B_2 -симметрии; ϵ_{0z} , $\epsilon_{\infty y}$ — компоненты статической и высокочастотной диэлектрических проницаемостей. Используя в (2) известную связь между значениями частот продольно-поперечного расщепления $(\nu_\alpha^l)^2 / (\nu_\alpha^t)^2 = \epsilon_{0\alpha} / \epsilon_{\infty\alpha}$, силу осциллятора моды α , определенную из дисперсионной кривой поляритонов моды, и значения $\epsilon_{\infty z} = 3.57$, $\epsilon_{\infty x} = 3.16$, $\epsilon_{\infty y} = 3.19$ для кристаллов КТР, получим угловую дисперсию фононов кристалла (рис. 2). При этом

для получения нижней кривой на рис. 2 использовались данные по рассеянию света на поляритонах в геометрии $z(x)z + \Delta y$ (рис. 1, б), а верхняя кривая рассчитана на основе экспериментальных данных рис. 1, а и замене в соотношении (2) индексов $y \rightarrow x$.

В качестве независимой проверки корректности подхода были найдены предельные значения частот оптических фононов из системы уравнений (2) с учетом (1) и экспериментальными данными частот поляритонов $\nu_p(\varphi)$. Полученные значения $\nu_{A_1}^1 = 751.1$, $\nu_{B_2}^1 = 632$, $\nu_{A_1}^2 = 793$, $\nu_{B_1}^2 = 731.2$ см⁻¹ с погрешностью 2% совпадают с нашими данными по 90-градусному рассеянию света и результатами работы [3].

Проделанный анализ особенностей спектров рассеяния света на поляритонах в кристаллах КТР позволил определить угловую дисперсию наклонных полярных оптических фононов в анизотропном кристалле во всей области углов рассеяния.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 1. С. 11—14.
- [2] Леонов А. П., Воронков В. И., Стефанович С. Ю., Яновский В. К. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 2. С. 85—89.
- [3] Гармаш В. М., Говорун Д. Н., Коротков П. А., Обуховский В. В., Павлова Н. И., Рез И. С. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. № 3. С. 699—703.
- [4] Zvirgzds J. A., Habbal F., Nicola J. H., Toms D. J., Scott J. F. // Phys. Rev. 1979. V. B19. N 2. P. 1178—1182.
- [5] London R. // Adv. Phys. 1964. V. 13. N 2. P. 423—482.

Физико-технический институт
им. С. У. Умарова АН ТаджССР
Душанбе

Поступило в Редакцию
13 июня 1989 г.
В окончательной редакции
28 ноября 1989 г.

УДК 539.27

© Физика твердого тела, том 32, № 6, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 6, 1990.

НАБЛЮДЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ МАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

В. В. Кеардаков, В. А. Соменков, С. Ш. Шильштейн

Согласно динамической теории, интенсивность лауэвского рассеяния излучения на идеальном кристалле должна быть осциллирующей функцией отношения его толщины к длине экстинкции — эффект «маятниковых полос» [1—3]. Длина экстинкции связана с амплитудой рассеяния, которая в случае магнитного рассеяния нейтронов зависит от величины магнитного момента подрешеток [4] и, следовательно, от температуры образца. Поэтому при дифракции нейтронов в совершенных магнитоупорядоченных кристаллах должен наблюдаться эффект, отсутствующий при дифракции в мозаичных образцах: интенсивность магнитного рассеяния должна быть осциллирующей функцией температуры даже при монотонной температурной зависимости величины магнитного момента подрешеток. Так, для антиферромагнетика эти осцилляции можно описать следующей формулой:

$$I(T) \sim |F(T)| \int_0^t J_0(x) dx \sim |M(T)| \int_0^t \frac{J_0(x) dx}{M(T^*)} \quad (1)$$