

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
2. Волкенштейн Н. В., Федоров Г. В. «Физика металлов и металловедение», 2. 377, 1956.
3. Белов К. П., Свирина Е. П. «Физика металлов и металловедение», 96, 20, 1968.
4. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1967.
5. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М., 1939.
6. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М., 1971.

Поступила в редакцию
1.12 1972 г.

Кафедра общей физики
для биологов

УДК 535.375.54

Б. Ф. ПОЛКОВНИКОВ

О НАБЛЮДЕНИИ «АНОМАЛЬНОГО» РЕЗОНАНСА В КРИСТАЛЛЕ α -НЮ₃

В работах [1—3] наблюдалось рассеяние света в пьезокристаллах, имеющих механические резонансы в ближней инфракрасной области. Наблюдаемый частотно-угловой спектр, обусловленный выполнением двух законов сохранения: энергии

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega \quad (1)$$

и импульса

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}, \quad (2)$$

имеет вид «эллипса» (см., например, [1]). Если в области выполнения условий пространственного синхронизма (1), (2) имеется еще одно механическое колебание, то спектрограмма трансформируется в соответствии с законом дисперсии $\vec{k}(\omega)$ без учета поглощения [3]; $k(\omega_0) \rightarrow \infty$). При этом наблюдается характерное взаимное «отталкивание» (антипересечение) линий. (Условие максимума интенсивности имеет вид $y=1/x$ и линии максимальной интенсивности напоминают две гиперболы.) Однако в кристалле α -НЮ₃ наблюдались резонансы [4], внешний вид которых отличается от типичной картины. Вместо отталкивания линий имеется широкая диффузная полоса рассеяния, спускающаяся к области малых углов, а в области больших углов наблюдается весьма резкое падение интенсивности рассеянного света. В той же работе объясняется такой «аномальный» резонанс. Настоящая работа посвящена более подробному рассмотрению этого явления.

Если в нецентросимметричной среде поляризация \vec{P} , возникающая под действием внешнего поля \vec{E} , представлена в виде

$$4\pi\vec{P} = (\varepsilon - 1)\vec{E} + \beta\vec{E}^2 + \gamma\vec{E}^3, \quad (3)$$

где β и γ — квадратичная и кубичная поляризуемости, умноженные на 4π , то интенсивность параметрического рассеяния пропорциональна функции [5, 6]

$$F \equiv Im(\tilde{F}) = Im \left[\gamma(\omega) + \frac{\beta^2(\omega)}{n^2 - \varepsilon^*(\omega)} \right]. \quad (4)$$

В окрестности изолированного механического резонанса можно положить [7]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_m}{z}, \quad \beta(\omega) = \beta_\infty + \frac{\beta_m}{z^*}, \quad (5)$$

$$\gamma(\omega) = \frac{\gamma_m}{z^*}, \quad z = x - i, \quad x = \frac{\omega_0 - \omega}{\Gamma}.$$

Введем далее фоновое поглощение, т. е. предположим, что $\varepsilon_\infty = \varepsilon'_\infty + i\varepsilon''_\infty$. Учитывая также связь $\beta_m^2 = \varepsilon_m\gamma_m$ [8], можно \tilde{F} из (4) записать в виде

$$\tilde{F} = \frac{\beta_m^2}{\varepsilon_m} \left[\frac{1}{z^*} + \frac{\left(\frac{\beta_\infty}{\beta_m} + \frac{1}{z^*} \right)^2}{\frac{n^2 - \varepsilon'_\infty}{\varepsilon_m} + i \frac{\varepsilon''_\infty}{\varepsilon_m} - \frac{1}{z^*}} \right]. \quad (6)$$

В работе [6] данный тип рассеяния рассматривается на примере двухосцилляторной модели (ион и электрон с нелинейной связью между ними). В [7] формула (3.60) имеет структуру, совпадающую со структурой формулы (6). Аппроксимация резонансного члена нелинейной восприимчивости первого порядка в [6] имеет вид

$$\varepsilon - \varepsilon_\infty = \frac{S_1 \omega_1^2}{\omega_1^2 - \omega^2 - i \omega \Gamma_1}.$$

Вблизи резонанса $\omega_1^2 - \omega^2 = 2\omega_1(\omega_1 - \omega)$ этот член может быть преобразован:

$$\frac{S_1 \omega_1 / \Gamma_1}{2(\omega_1 - \omega) / \Gamma_1 - i},$$

что при замене $\Gamma_1/2 \rightarrow \Gamma$, $\omega_1 \rightarrow \omega_0$, $\frac{S_1 \omega_1}{\Gamma_1} \rightarrow \varepsilon_m$ эквивалентно (5). Формула, аналогичная (6), была получена также в [9].

Вводя обозначения

$$y \equiv \frac{n^2 - \varepsilon'_\infty}{\varepsilon_m}, \quad p \equiv \frac{\varepsilon''_\infty}{\varepsilon_m}, \quad b \equiv \frac{\beta_m}{\beta_\infty}, \quad (7)$$

получим из (5)

$$\tilde{F} = \frac{\beta_m^2}{\varepsilon_m} \left(\frac{y + 2/b + z^*/b^2 + ip}{yz^* - 1 + ipz^*} \right). \quad (8)$$

Здесь переменная y связана с углом рассеяния и в грубом приближении пропорциональна отклонению этого угла от угла, соответствующего выполнению условий пространственного синхронизма без учета изолированного механического резонанса ($y=0$ при $n^2 = \varepsilon'_\infty$). Переменная x , как видно из (5), пропорциональна отклонению частоты рассеяния от частоты ω_0 механического резонанса; параметр p характеризует фоновое поглощение, т. е. поглощение вдали от резонанса; параметр b характеризует степень «аномальности» резонанса.

Рассмотрим сначала предельные случаи чисто рамановского и чисто параметрического рассеяний. Первый случай реализуется на частоте механического резонанса ($\omega = \omega_0$) при больших углах ($n^2 \gg \varepsilon'_\infty$), т. е. при $x=0$, $y \rightarrow \infty$. При этом

$$\tilde{F}_{\text{рам}} = -i \frac{\beta_m^2}{\varepsilon_m}; \quad F_{\text{рам}} = -\frac{\beta_m^2}{\varepsilon_m} = -\gamma_m. \quad (9)$$

Во втором случае вдали от механического резонанса ($\omega \gg \omega_0$) и при выполнении условий пространственного синхронизма ($n^2 = \varepsilon'_\infty$), т. е. при $x=0$, $x \rightarrow \infty$, имеем

$$\tilde{F}_{\text{пр}} = -i \frac{\beta_m^2}{\varepsilon_m p b^2} = -i \frac{\beta_\infty^2}{\varepsilon_\infty''}; \quad F_{\text{пр}} = -\frac{\beta_\infty^2}{\varepsilon_\infty''}. \quad (10)$$

Приведем соотношение

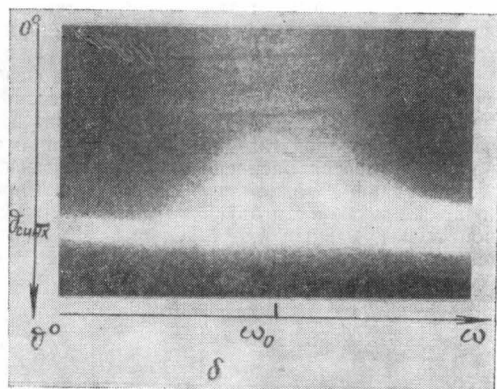
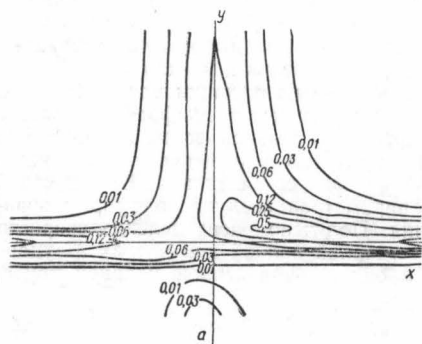
$$F_{\text{рам}}/F_{\text{пр}} = I_{\text{рам}}/I_{\text{пр}} = \rho b^2.$$

При ($\varepsilon''_\infty = 0$) $F_{\text{пр}}$ стремится к бесконечности. В работе [4] фоновое поглощение не учитывалось и интенсивность была нормирована $F_{\text{рам}}$. Практически же при фотографической регистрации через спектрограф (широкая область по x и малая по y) «нормировка» производится по интенсивности параметрического рассеяния, т. е. на $F_{\text{пр}}$. Без учета фонового поглощения такая нормировка невозможна. При

$$F^{(np)} \equiv F/F_{np} = p \frac{(1+by)^2 + p(x+b)^2 + (1+pb^2)}{y^2 + (1-xy)^2 + p(2+p+px^2)} \quad (11)$$

На электронно-вычислительной машине БЭСМ-6 был проведен расчет горизонталей этой функции при различных значениях параметров p и b . Диапазоны измерений параметров $b=0,1-30$ через полпорядка (т. е. каждое значение отлично от соседнего в $\sqrt{10}$ раз), $p=0,001-10$ тоже через полпорядка.

При некоторых значениях параметров картина горизонталей (рис., а) весьма похожа на картину рассеяния в области аномального резонанса [4] (рис., б). Как и



предполагалось в [4], в наиболее характерном случае параметр $b=1$. При этом наиболее резко выражена ступенчатость индикатрисы рассеяния по углу θ (вдоль оси y): резкое падение интенсивности при $y<0$ и плавное при $y>0$. При больших значениях b картина горизонталей становится типичной, т. е. наблюдается обычное взаимное отталкивание линий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. Письма в ЖЭТФ, 11, 11, 1970.
2. Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. Сб. «Квантовая электроника», вып. 5, 122, 1971.
3. Горелик В. С., Сущинский М. М. «Успехи физических наук», 98, 237, 1969; Scott J. F. Amer. J. Phys., 39, 1360, 1971.
4. Клышко Д. Н., Куцов В. Ф., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф., ЖЭТФ, 62, 1846, 1972.
5. Клышко Д. Н. ЖЭТФ, 55, 1006, 1968.
6. Barker A. S., Loudon R. Rev. Mod. Phys., 44, 18, 1972.
7. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., 1965.
8. Butcher P. N., Loudon R., McLean T. P. Proc. Phys. Soc., 85, 565, 1965.
9. Емельянов В. И., Климонтович Ю. Л. ЖЭТФ, 62, 778, 1972.

Поступила в редакцию
9.12 1972 г.

Кафедра
волновых процессов