

со случайной фазой к таковой для гауссова пучка равно квадрату отношения расходимости пучка к дифракционной расходимости. Заметим, что аналогичный результат в [4, 5] получен при $\theta \gg \theta_d$. Развитая же нами теория показывает его справедливость для произвольного отношения θ/θ_d .

Если мощность пучка отличается от критической, то радиус пучка и радиус корреляции изменяются периодически. Такая периодичность в изменении радиуса пучка сохраняется и при переходе к детерминированному пучку ($r_0 \rightarrow \infty$). Вместе с тем на относительно малых расстояниях z ($qz < 1$) для функции $F(z)$ с учетом $z < l_d$ имеем,

$$F^2(z) = 1 + (l_d^{-2} - q^2)z^2. \quad (23)$$

Вид функции (23) совпадает с безабберационным приближением для детерминированных пучков. Таким образом, пучок со случайной фазой и мощностью $P > P_{кр}^{ФМ}$ будет в среднем фокусироваться в нелинейной среде. Напротив, при мощности пучка $P < P_{кр}^{ФМ}$ имеет место его расфокусировка.

В заключение подчеркнем, что основной результат настоящей работы состоит в нахождении критической мощности для волноводного пространства пучка со случайной фазой при произвольном соотношении между расходимостью пучка и дифракционной расходимостью.

Авторы благодарят А. М. Фаттахова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Пасманик Г. А. ЖЭТФ, 1974, 66, с. 490. [2] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1833. [3] Кандидов В. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, 47, с. 1583. [4] Коробкин В. В., Сазонов В. Н. ЖЭТФ, 1981, 81, с. 1195. [5] Ольхов В. М. ЖЭТФ, 1982, 83, с. 916. [6] Маслов В. П. Комплексные марковские цепи и континуальный интеграл Фейнмана. М.: Наука, 1976. [7] Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968. [8] Фейнман Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1977. [9] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979, с. 291. [10] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981, с. 270.

Поступила в редакцию
12.07.84

УДК 535.375.5

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ИОДНОВАТОЙ КИСЛОТЕ В ОБЛАСТИ ВАЛЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ОН- и ОD-ГРУПП

Т. В. Лантинская, А. Г. Михайловский, А. Н. Пенин

(кафедра квантовой радиофизики)

В работе исследуется параметрическое рассеяние света на поляритонах в кристаллах иодноватой ($\alpha\text{-HfO}_3$) и дейтерированной иодноватой ($\alpha\text{-DfO}_3$) кислот в диапазоне частот 1200—5000 см^{-1} . Выбор диапазона определялся наличием в нем валентных колебаний гидроксильных групп ОН и ОD, богатым спектром колебаний второго порядка и сильно выраженным взаимодействием колебаний первого и второго порядков — резонансом Ферми.

Частотно-пространственный спектр параметрического рассеяния света на поляритонах (спектр ПР) обладает высокой чувствительно-

стью к наличию и изменению динамических параметров колебательных возбуждений как первого, так и более высоких порядков. В спектрах ПР уверенно регистрируются колебания с силой осциллятора до 10^{-8} [1—3], что делает изучение рассеяния на поляритонах уникальным по информативности методом исследования как колебательных возбуждений, так и явлений интерференции восприимчивостей различных порядков и взаимодействия между колебаниями.

Спектры кристаллов α - HIO_3 и α - DIO_3 исследовались в ряде работ [4—6]; основное внимание в них уделялось изучению ω — k -диаграмм и дисперсии показателей преломления. В настоящей работе изучается интенсивность рассеяния и форма линии перестроечной кривой* спектра ПР, определяются дисперсия нелинейной восприимчивости и величина и дисперсия коэффициента поглощения, связанные с указанными характеристиками спектра ПР.

Спектры ПР исследовались с помощью спектрографа ПР с фотографической и фотоэлектрической регистрацией [7].

Согласно [6], в рассматриваемый диапазон спектра ПР α - HIO_3 попадают колебания первого порядка $\nu(\text{OH})$ с частотой 2950 см^{-1} и интенсивное колебание $2\delta(\text{OH})$, представляющее собой бифонон, образованный деформационным колебанием гидроксильной группы с частотой 1160 см^{-1} . В спектре α - DIO_3 присутствуют колебание $\nu(\text{OD})$ с частотой 2200 см^{-1} и колебание $2\delta(\text{OD})$ с частотой 1700 см^{-1} , образованное деформационным колебанием $\delta(\text{OD})$.

Особенностью спектра ПР в α - HIO_3 является значительное увеличение угловой ширины перестроечной кривой в диапазоне 4000 — 2200 см^{-1} , включающем в себя частоты двух колебаний гидроксильной группы, как по сравнению с угловой шириной перестроечной кривой всего этого диапазона, так и по сравнению с угловой шириной в спектре α - DIO_3 . Одновременно с увеличением угловой ширины наблюдается искажение формы линии и заметное отличие ее от лоренцевой. На рис. 1 приведены три кривые, отображающие угловую форму линии в стороне от резонансов гидроксильной группы (кривая 1) и между ними (кривые 2 и 3).

Имеющее место искажение угловой формы линии свидетельствует [3, 4, 7] о наличии коле-

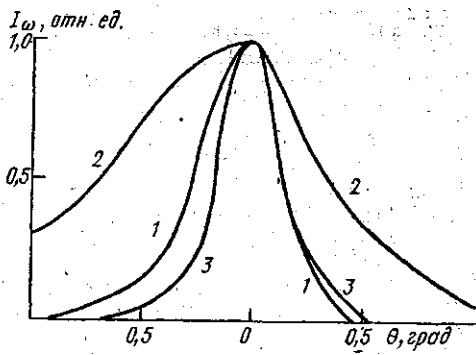


Рис. 1. Угловая форма линии перестроечной кривой в кристалле иодноватой кислоты на трех частотах рассеяния: $\omega = 4000$ (1), 2800 (2) и 1800 (3) см^{-1}

баний с малой силой осциллятора и значительной величиной константы затухания, заведомо превышающей величину продольно-поперечного расщепления. Тот факт, что искажение формы линии имеет место на значительном удалении по частоте от колебания $\nu(\text{OH})$ и других колебаний первого порядка в рассматриваемом диапазоне нет, позволяет утверждать, что наблюдаемое уширение и искажение угловой формы

* Угловая форма линии перестроечной кривой спектра ПР определяется по зависимости интенсивности рассеяния I_ω на фиксированной частоте от угла рассеяния θ (угла между направлением распространения падающего излучения и направлением регистрации рассеянного) [7]. (Перестроечная кривая — линия максимумов интенсивности рассеяния, определяемая по зависимости $I_\omega(\theta)$.)

линии связано с колебаниями второго (или более высокого) порядка. Причем это могут быть как собственно колебания высших порядков (бифононы), так и несвязанные многочастичные состояния [1, 4, 5]. Таким образом, значительное увеличение угловой ширины перестроечной кривой в спектре ПР в α - HfO_3 связано со спектром колебательных возбуждений высших порядков и является проявлением взаимодействия различных колебательных подсистем — резонанса Ферми.

Наличие заметной связи колебаний разных порядков и существование достаточно интенсивного колебания $2\delta(\text{OH})$ неудивительно по следующей причине. Оптические и динамические характеристики кристалла α - HfO_3 в диапазоне 2000 — 5000 см^{-1} , а особенно на частотах 2300 — 4000 см^{-1} , определяются колебаниями группы OH и водородными связями — колебаниями и связями, одной из особенностей которых является сильный ангармонизм [6, 8].

В α - HfO_3 при переходе из раствора в кристаллическое состояние сдвиг $\nu(\text{OH})$ в сторону меньших, а $\delta(\text{OH})$ (и, следовательно, $2\delta(\text{OH})$) в сторону больших частот слабее, чем в KDP и $DKDP$, что свидетельствует о меньшей величине водородной связи. Вследствие этого в α - HfO_3 интенсивность колебания $\nu(\text{OH})$ существенно выше, чем $2\delta(\text{OH})$, тогда как в KDP и $DKDP$ интенсивности этих колебаний равны [8, 9]. Однако значительно более богатый спектр α - HfO_3 (элементарная ячейка содержит четыре формульные единицы и описывается 57 собственными колебаниями) и возможное проявление давидовского расщепления приводят к более сложному виду спектра и существенно более широкой (до 300 — 400 см^{-1}), чем в KDP (~ 200 см^{-1}), полосе в окрестности частоты $\nu(\text{OH})$.

Измерение угловой ширины перестроечной кривой позволило [10, 11] определить величину и дисперсию коэффициента поглощения α (рис. 2, а). Кривая 1 описывает дисперсию α в кристалле α - HfO_3 при распространении излучения накачки вдоль оси Z кристалла (волновой вектор накачки $k_i \parallel Z$ [4]). При этом плоскость треугольника волнового синхронизма $[\mathbf{k}] = [\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_i]$ лежала в плоскости $[XZ]$ кристалла (\mathbf{k}_s и \mathbf{k}_p — волновые векторы регистрируемого излучения и поляритона). Векторы поляризации сигнала \mathbf{e}_s и накачки \mathbf{e}_i были параллельны осям Y и X соответственно. Вектор поляризации поляритона лежал в плоскости $[XZ]$. При такой геометрии рассеяния интенсивность определялась компонентой $\chi_{YXZ}^{\omega_s = \omega_i - \omega_p}$ тензора нелинейной восприимчивости, а поглощение — главными значениями α_z и α_x . Изменение относительных вкладов в поглощение компонент α_z и α_x по спектру было незначительно и не учитывалось.

Кривая 2 на рис. 2, а описывает дисперсию поглощения в α - HfO_3 при $k_i \in [XY]$, $\mathbf{e}_s \parallel Z$; $[\mathbf{k}] \in [XY]$; $\mathbf{e}_i \in [XY]$, $\mathbf{e}_p \in [XY]$. Интенсивность рассеяния определялась компонентой $\chi_{ZYX}^{\omega_s = \omega_i - \omega_p}$ тензора нелинейной восприимчивости, поглощение — главными значениями α_y и α_x . Изменение относительных вкладов α_y и α_x в эффективное значение поглощения по спектру также было незначительным вследствие выбора направления распространения накачки под углом 36° к оси Y .

Кривая 3 описывает дисперсию поглощения в α - DfO_3 при той же геометрии рассеяния, что и кривая 2 в α - HfO_3 . Наличие широкой линии на кривой 2 с максимумом на 3000 см^{-1} подтверждает сделанный выше на основании анализа формы линии вывод о заметном вкладе в оптические свойства кристаллов колебаний высших порядков (кривые рис. 1 получены в геометрии рассеяния, соответствующей кривой 2 рис. 2, а). Сравнение кривых 1 и 2 позволяет также говорить о заметной

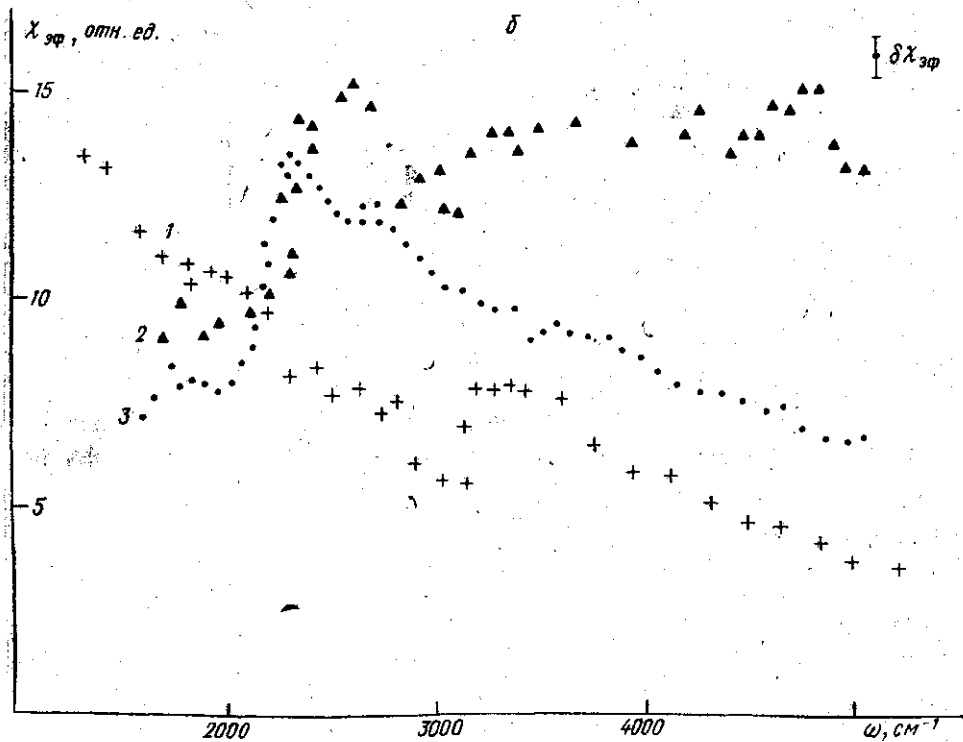
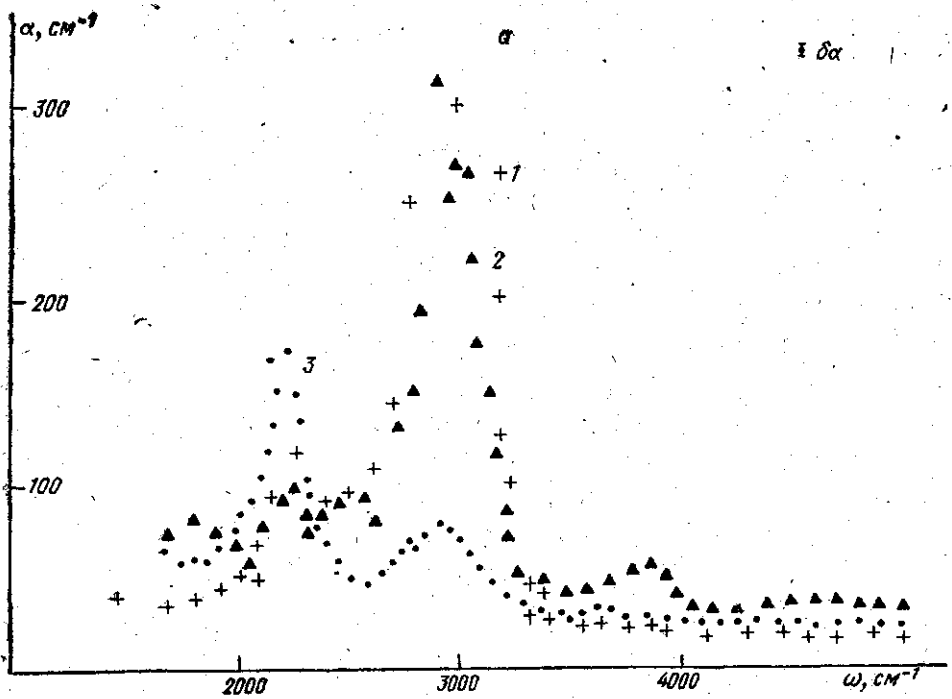


Рис. 2. Поглощение α (а) и дисперсия нелинейной восприимчивости $\chi_{эф}$ (б) в кристаллах: 1(+)- α - HfO_3 , волновой вектор накачки k_i совпадает с осью Z, треугольник синхронизма лежит в плоскости XZ; 2(\blacktriangle)- α - HfO_3 , 3(\bullet)- α - DfO_3 , треугольник синхронизма лежит в плоскости XY, угол между k_i и осью Y равен 36°

анизотропии поглощения, связанной, как и в кристалле формиата лития [10], по всей видимости, с анизотропией колебаний высших порядков и резонанса Ферми. Сильное уменьшение поглощения на частотах $3500\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ и заметное изменение ширины полосы в окрестности частоты $\nu(\text{OH})$ ($2800\text{--}3200\text{ см}^{-1}$) при переходе от одной геометрии рассеяния к другой не только подтверждают сделанный выше вывод, но и говорят о принадлежности колебаний высших порядков в указанных диапазонах к различным колебаниям первого порядка.

Замена большей части протонов на дейтроны (степень дейтерирования использованного в работе кристалла $\alpha\text{-DIO}_3$ порядка $0,85\text{--}0,9$) привела к существенному изменению и общего вида спектра ПР [12], и дисперсии поглощения (кривая 3, рис. 2, а). Уменьшение силы осциллятора колебания $\nu(\text{OH})$ вызвало уменьшение его влияния на линии второго порядка и, как следствие, уменьшение связанного с ним поглощения на частоте 2200 см^{-1} — частоте колебания $2\delta(\text{OH})$.

Колебания второго порядка и резонанс Ферми оказывают заметное влияние и на нелинейную восприимчивость кристаллов.

На рис. 2, б приведены дисперсионные кривые эффективного значения нелинейной восприимчивости, полученные для той же самой геометрии рассеяния, что и соответствующие кривые рис. 2, а.

Сравнение дисперсии нелинейной восприимчивости в $\alpha\text{-HIO}_3$ и $\alpha\text{-DIO}_3$ в одной и той же геометрии рассеяния (кривые 2 и 3 рис. 2, б) позволяет утверждать следующее. Известно, что при одинаковых знаках вкладов в нелинейную восприимчивость электронных и наиболее высокочастотного решеточного колебаний дисперсионная кривая нелинейной восприимчивости проходит через ноль на частоте, превышающей резонансную частоту решеточного колебания. Это так называемый эффект линейризации кристалла [2]. Однако если вклады решеточного и электронных колебаний противоположны по знаку, точка линейризации отсутствует, а дисперсионная кривая, в зависимости от соотношения величин вкладов, либо монотонно растет по мере приближения частоты поляритона к частоте колебания решетки, либо имеет более или менее выраженный минимум. Именно эта ситуация имеет место в $\alpha\text{-HIO}_3$ и $\alpha\text{-DIO}_3$. Отличие хода дисперсионных кривых 2 и 3 связано с тем, что сила осциллятора колебания $\nu(\text{OH})$ в $\alpha\text{-HIO}_3$ существенно больше, чем в $\alpha\text{-DIO}_3$ и, следовательно, вклад его в нелинейную восприимчивость также больше.

При переходе к другой геометрии рассеяния вид дисперсионной кривой нелинейной восприимчивости существенно изменяется (кривая 1 рис. 2, б). Однако поскольку между частотой 5000 см^{-1} (наибольшая поляритонная частота, на которой проводились измерения в работе) и полосой прозрачности кристалла (граница на частоте 7000 см^{-1}) никаких колебаний с большой силой осциллятора быть не должно, обе кривые должны были бы стремиться к одному и тому же значению квадратичной восприимчивости, определенному из экспериментов по генерации второй гармоники неодимового лазера [13]. Имеющее место несоответствие связано со следующим. В нерезонансной области спектра интенсивность рассеяния определяется не чисто квадратичной восприимчивостью, а эффективной нелинейной восприимчивостью, образованной в результате интерференции линейной, квадратичной и кубической восприимчивостей, характеризующих резонанс, в окрестности которого проводятся измерения, и фоновых значений, определяемых электронными и другими, достаточно удаленными по частоте, колебаниями решетки [2, 14]. Вследствие анизотропии колебаний и их резонансных вкладов в восприимчивости эффективная нелинейная восприимчивость так-

же характеризуется заметной анизотропией. Это и определяет наблюдаемое изменение характера дисперсионных кривых нелинейных восприимчивостей при переходе от геометрии рассеяния, соответствующей кривой 2, к геометрии рассеяния, соответствующей кривой 1. В этой геометрии, как следует и из измерения поглощения, колебания второго порядка значительно слабее связаны с колебанием $\nu(\text{OH})$, имеют меньшие силы осцилляторов и не дают заметного вклада в нелинейную восприимчивость на частотах, больших 3400 см^{-1} . Дисперсия $\chi_{\text{эф}}$ при этом определяется в основном колебанием $\nu(\text{OH})$.

Рассмотренные особенности спектров ПР кристаллов $\alpha\text{-NiO}_3$ и $\alpha\text{-DlO}_3$ связаны с проявлением ангармонизма колебательных возбуждений кристаллической решетки. И в этом смысле они аналогичны особенностям, наблюдаемым, например, в спектрах *KDP*, *DKDP*, формиата лития, *ADP* и ряда других кристаллов. Все эти кристаллы объединяет наличие гидроксильных групп и водородных связей, характеризующихся сильным ангармонизмом. Анализ оптических свойств перечисленных кристаллов показывает, что ангармонизм, колебания высших порядков и резонанс Ферми оказывают определяющее действие на формирование низкочастотного края области прозрачности, и их исследование и учет необходимы при использовании водородосодержащих кристаллов в элементах квантовой электроники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Стрижевский В. Л., Яшкир Ю. Н. Опт. и спектр., 1978, 44, с. 601.
 [2] Акипетров О. А., Иванов В. М., Пенин А. Н. ЖЭТФ, 1980, 78, с. 2309.
 [3] Иванов В. М., Лаптинская Т. В., Пенин А. Н. ДАН, 1981, 260, с. 321.
 [4] Клышко Д. Н., Куцов В. Ф., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. ЖЭТФ, 1972, 62, № 5, с. 1846. [5] Поливанов Ю. Н. ФТТ, 1979, 21, с. 1884. [6] Krauzman M., Postollec M., Mathieu J. P. Phys. Stat. Sol. (b), 1973, 60, p. 761. [7] Акипетров О. А., Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н. ФТТ, 1976, 18, с. 665. [8] Деметьева Л. А., Иогансен А. В., Куркчи Г. А. Опт. и спектр., 1970, 29, с. 861. [9] Митюшева И. В., Мишина Е. Д., Пенин А. Н. ФТТ, 1980, 22, с. 2476. [10] Акипетров О. А. и др. ФТТ, 1975, 17, с. 2027. [11] Маврин Б. Н., Стерин Х. Е. В кн.: Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света. М.: Наука, 1978, с. 48. [12] Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н., Чумаш В. И. ФТТ, 1974, 16, с. 2907. [13] Kurtz S. K., Bergman J. G., Perry T. T. Appl. Phys. Lett., 1968, 12, N 5, p. 186. [14] Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1970, 1, с. 11.

Поступила в редакцию
24.08.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 621.375.82

ЛИНЕЙНОЕ И НЕЛИНЕЙНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ПЛАВЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОГО КРИСТАЛЛА

А. Б. Белоножко, В. И. Емельянов, Г. А. Пайтян, А. А. Сумбатов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Диагностика сильно неравновесных состояний поверхности полупроводника, подвергнутого импульсному воздействию мощного лазерного излучения, обычно проводится линейными оптическими методами (линейное отражение), дающими ограниченную информацию. Так, линейное отражение не позволяет судить о симметрии решетки. Поэтому оказывается невозможным однозначно ответить на вопрос, обусловлена