

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

На правах рукописи

ГУЛЬКОВ МИХАИЛ ЮРЬЕВИЧ

СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ СЕЛЕКТИВНОЕ РАССЕЯНИЕ
СВЕТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ
В СХЕМАХ С ДВУМЯ ПУЧКАМИ НАКАЧКИ.

01.04.05 - оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Киев-1993



718 20. 008

Работа выполнена в Институте физики АН Украины, г. Киев

Научный руководитель - доктор физико-математических наук,
профессор С. Г. ОДУЛОВ

Официальные оппоненты - доктор физико-математических наук,
профессор А. Н. ПЕНИН

кандидат физико-математических наук
В. Я. ГАЙВОРОНСКИЙ

Ведущая организация - Киевский университет им. Т. Г. Шевченко

Защита состоится 25 ноября 1993 года в 15 часов на заседании специализированного Ученого совета К 016.04.01 по присуждению ученой степени кандидата наук при Институте физики АН Украины (252650, Киев-28, проспект Науки, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики АН Украины.

Автореферат разослан "14" октября 1993 года.

Ученый секретарь специализированного
совета
кандидат физико-математических наук

О. В. Пржонская О. В. Пржонская

В фоторефрактивных (ФР) средах, в которых падающий свет вызывает изменение показателя преломления [1], часто запись фазовых решеток двумя когерентными пучками сопровождается необычным селективным светоиндуцированным рассеянием в виде колец и вертикальных линий (столбиков) рассеянного света [2]. Термин "селективное рассеяние" здесь используется чтобы подчеркнуть, что рассеяние наблюдается лишь вдоль выделенных в пространстве направлений, хотя, в общем случае, такое рассеяние обладает также свойствами селективности и по поляризации и по частоте рассеянного света.

Селективное нелинейное рассеяние, как правило, связано с параметрическим усилением затравочного излучения при вырожденном по частоте четырехволновом взаимодействии. Ранее оно наблюдалось и было правильно интерпретировано в таких изотропных средах как пары натрия (резонансная нелинейность) либо поглощающие жидкости (тепловая нелинейность) [3,4].

Исследование селективного рассеяния в кристаллах с фоторефрактивной нелинейностью представляет интерес по нескольким причинам. Во-первых, анизотропия процессов записи и считывания решеток пространственного заряда в фоторефрактивных кристаллах (ФРК) должна привести к существенным ориентационной, угловой и поляризационной чувствительности процессов рассеяния. Во-вторых, ФРК, относящиеся к нецентросимметричным классам $3m$ (кислот лития) и $4m$ (титанат бария) допускают анизотропное (т.е. с поворотом плоскости поляризации) считывание, а иногда и анизотропную запись динамических решеток, что существенно обогащает набор возможных процессов параметрического рассеяния [5,6]. И в-третьих, значительные нелинейные коэффициенты ФРК приводят к тому, что эффективность некоторых типов рассеяния оказывается очень высокой - более половины интенсивности падающей волны уходит в рассеянные волны. Последнее обстоятельство стимулирует интерес к практическому использованию параметрического усиления для создания генераторов и усилителей света, а также устройств, обрабатывающих волновой фронт.

Селективное рассеяние наблюдалось нами практически в любой экспериментальной конфигурации, когда два когерентных пучка накачки произвольной поляризации взаимодействуют в кристалле $LiNbO_3:Fe$. На рис.1 представлены некоторые типичные картины селективного рассеяния в виде колец и столбиков на непрозрачном экране установленном позади кристалла, наблюдавшиеся в различных конфигурациях

двухлучковой схемы накачки. Большинство типов селективного рассеяния, рассмотренных в Гл.2-3, было впервые обнаружено и объяснено в процессе выполнения данной работы.

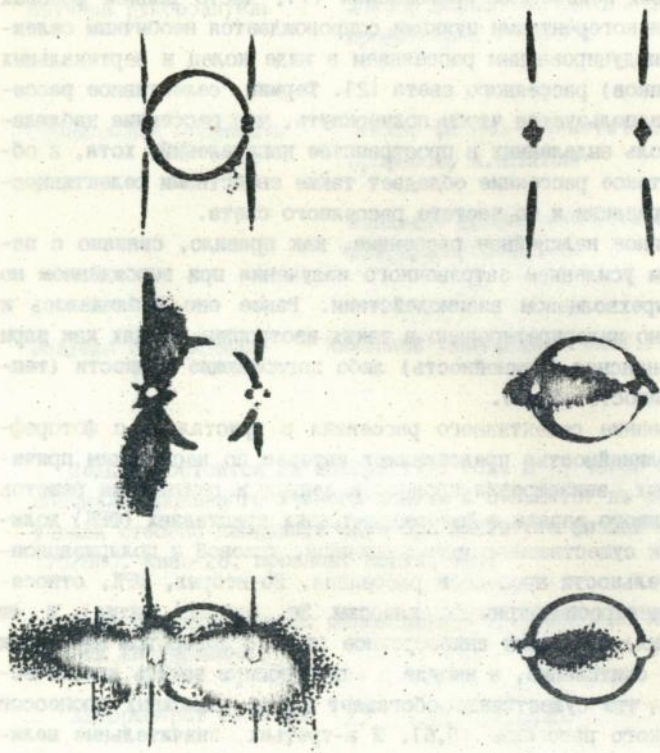


Рис.1.

В диссертации впервые представлена завершенная классификация всех типов селективного рассеяния, характерного для попутных двухлучковых схем накачки ФРК. При рассмотрении вопросов об эффективности рассеяния, наблюдаемого в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, анализировались инкременты параметрического усиления для соответствующих процессов 4-х волнового смешения.

Целью настоящей работы было:

- 1) исследование светоиндуцированного рассеяния света с узкой угловой диаграммой направленности в различных двухлучковых схемах

записи фазовых голографических решеток в ФР средах;

2) установление связей между характеристиками параметрического рассеяния и параметрами фоторефрактивных кристаллов;

3) изучение влияния селективного рассеяния на процессы самодифракции в схемах, где запись ФР решетки двумя пучками невозможна.

Данные задачи решались экспериментально с использованием кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и BaTiO_3 в качестве объектов исследования.

Проведенные исследования стимулировали создание общей теории параметрического селективного рассеяния в двухпучковых схемах, развитой доктором физико-математических наук Б.И.Стурманом. Общий подход этой теории к вычислению инкрементов усиления широко используется в данной работе для анализа конкретных схем рассеяния.

Научная новизна работы состоит в том, что в ней впервые:

1) Проведено систематическое исследование параметрического светоиндуцированного рассеяния в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ в схемах с двумя пучками накачки; обнаружен целый ряд новых типов селективного рассеяния, проведена их полная классификация.

2) Проведено качественное, а там где это было возможно и количественное сравнение характеристик всех типов селективного рассеяния с результатами теории параметрического рассеяния, основанной на модели 4-волновых взаимодействий пучков накачки и компонент светоиндуцированного шумового рассеяния.

3) Установлен и объяснен факт снятия частотного вырождения при стационарном параметрическом усилении поляризационно-изотропного рассеяния в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, кристалле с локальным типом отклика.

4) обнаружены и исследованы процессы двухступенчатого дифракционного связывания пучков накачки в случае, когда прямое взаимодействие двух таких пучков за счет одноступенчатой дифракции запрещено. Показано, что процессы двухступенчатой самодифракции являются следствием параметрических 4-х волновых взаимодействий с участием волн светоиндуцированного рассеяния.

Практическая ценность работы:

-установлено, что кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ обладают большими коэффициентами параметрического усиления волн селективного рассеяния. Наличие значительных коэффициентов усиления делает возможным использование ФРК для эффективного обращения волнового фронта и оптической генерации.

-предложена методика определения некоторых физических параметров фоторефрактивных сред (например, времени диэлектрической ре-

лаксации τ_{d1} и фотогальванических коэффициентов β_{ijk}) на основе анализа характеристик параметрического светоиндуцированного рассеяния, наблюдаемого в этих средах.

На защиту выносятся следующие положения:

1) Многообразие форм селективного рассеяния двух когерентных неколлинеарных пучков света в фоторефрактивных средах в виде светоиндуцированных колец и столбиков является результатом 4-х волновых параметрических взаимодействий рассеянного и прошедшего света. Возможность записи фоторефрактивных решеток ортогонально-поляризованными волнами, либо дифракции на решетках с поворотом поляризации приводит к появлению колец и столбиков рассеянного света, не проходящих через пучки накачки.

2) В фоторефрактивных средах с локальным типом отклика стационарное параметрическое усиление света в поляризации-изотропных столбиках рассеяния возможно только при снятии частотного вырождения. Оптимальный частотный сдвиг в рассеянном свете определяется обратным временем диэлектрической релаксации среды.

3) По характеристикам светоиндуцированного селективного рассеяния можно получать информацию о физических параметрах фоторефрактивных кристаллов, например, определять величины фотогальванических констант а также время максвелловской релаксации среды.

4) Помимо традиционных одноступенчатых процессов самодифракции, в фоторефрактивных кристаллах возможно не прямое связывание волн двух пучков накачки за счет двухступенчатой дифракции с участием волн светоиндуцированного параметрического рассеяния. Процессы двухступенчатого связывания могут стать доминирующими в схемах, где два пучка накачки с волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 не в состоянии записать решетку с вектором $\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, либо не могут дифрагировать на этой решетке.

По результатам исследований опубликованы 4 печатные работы [7,9-11] списка цитируемой литературы.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Всего 226 страниц, из них 61 рисунок и фотографий, библиография состоит из 128 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы работы, формулируются ее цель, научная новизна и практическая ценность, перечисляются защищаемые положения, приводится аннотация содержания диссер-

тации по главам.

В первой главе рассмотрены возможные механизмы пространственно-го перераспределения фотовозбужденных носителей заряда в ФРК, приводящие к фоторефрактивной записи голографических решеток. Воздействие светового поля E двух неколлинеарных пучков приводит к пространственному перераспределению фотоиндуцированного заряда в объеме кристалла. Периодическое поле пространственного заряда, вследствие линейного электрооптического (ЭО) эффекта, изменяет показатель преломления среды. Для кристаллов $LiNbO_3$, легированных ионами железа или меди, фоторефракция обусловлена возбуждением фотогальванического тока $J_i = \beta_{ijk} E_j E_k$, анизотропные свойства которого описываются ФГ тензором:

$$\beta_{ijk} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{113} & \beta_{112} \\ \beta_{211} & \beta_{222} & 0 & \beta_{223} & 0 & 0 \\ \beta_{311} & \beta_{322} & \beta_{333} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (1)$$

Фоторефракция в $BaTiO_3$ имеет диффузионную природу (диффузия фотовозбужденных зарядов вследствие их неоднородного фотовозбуждения).

Рассмотрено явление самодифракции в двухпучковых схемах записи голографических фазовых решеток, проанализирована стационарная перекачка фаз и амплитуд взаимодействующих волн в средах с локальным и нелокальным типами отклика.

Рассмотрено стационарное параметрическое усиление сигнальной волны и появление фазово сопряженной волны в процессе встречного и попутного вариантов 4-х волновых взаимодействий.

Сделан обзор наиболее распространенных типов светоиндуцированного широкоугольного и селективного рассеяний, известных на момент начала работы над диссертацией.

Вторая глава посвящена в основном исследованию поляризационно-изотропного селективного рассеяния в схеме, когда два когерентных пучка накачки "необыкновенной" поляризации взаимодействуют под произвольным углом $2\theta_p$ в кристалле $LiNbO_3:Fe$ [7]. Картина рассеяния имеет вид кольца и двух столбиков проходящих через пучки накачки и соответствует верхнему левому фото на рис.1.

Кольца и столбики возникают в результате процессов 4-х волнового смешения двух различных типов с независимыми условиями фазового синхронизма для волновых векторов взаимодействующих волн:

$$K_\alpha + K_\beta = K_\delta + K_\gamma \quad (\text{кольца}), \quad (2A)$$

$$\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta = \vec{k}_\delta - \vec{k}_\gamma \quad (\text{линии}), \quad (2B)$$

где индексы α , β относятся к волнам накачки, а γ и δ – волнам светиндуцированного рассеяния. На рис.2 представлены диаграммы векторов решеток, которые могут возникнуть в результате 4-х волновых процессов для колец (процессы А типа – диаграмма а) и для столбиков (процессы В типа – диаграмма б). Параметрическое взаимодействие здесь происходит за счет дифракции каждого пучка накачки α (или β) на "чужих" решетках (α и β в случае колец или α в случае столбиков), записанных другим пучком накачки β (или α). Так, для рассеяния в столбики дифракция волны α на решетке с вектором $\vec{q}_s = \vec{k}_\gamma - \vec{k}_\beta$ порождает волну δ , взаимодействие которой с исходной накачкой α , в свою очередь, приводит к дозаписи решетки $\vec{q}_s = \vec{k}_\delta - \vec{k}_\alpha$. Аналогичные рассуждения справедливы и для дифракции накачки β на решетке $\vec{q}_s = \vec{k}_\delta - \vec{k}_\alpha$, а также и при рассмотрении рассеяния в кольцо.

Предложенная модель и диаграммы 4-х волнового смещения успешно описывают все геометрические свойства селективного рассеяния как в кольцо, так и в линии. Кольцо есть сечение ко-

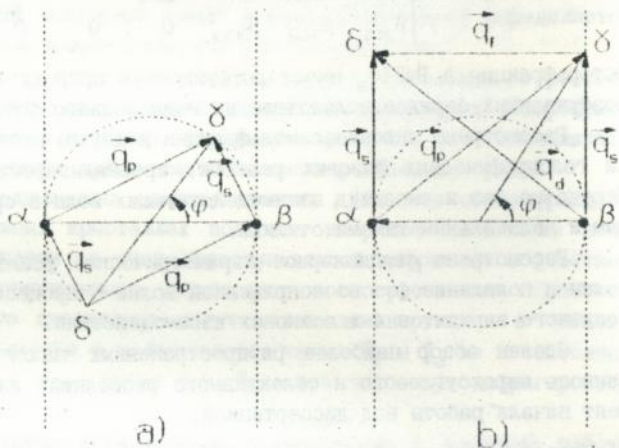


Рис.2.

нуса рассеянного света (конус А типа) с осью вдоль вектора $\vec{k}_\alpha + \vec{k}_\beta$ и пучками накачки в качестве его образующих, плоскостью экрана, установленного позади кристалла; две линии – это сечения той же плоскостью двух других конусов рассеянного света (конусы В типа), один из которых направлен вдоль, а второй против вектора $\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta$. Отклонение обеих линий от прямых объясняется тем, что проекциями конусов В типа на плоскость наблюдения являются гиперболы, кривизна которых увеличивается с увеличением угла схождения.

Эффективность усиления, кинетика, а также стационарное распределение селективного рассеяния в кольце и столбиках могут быть объяснены на основе анализа выражений для инкрементов параметрического усиления Γ для А и В процессов. Теория параметрического рассеяния, развитая Б.И.Стурманом, базируется на решении системы укороченных уравнений для комплексных амплитуд четырех взаимодействующих волн, которые стандартным образом выводятся из нелинейного волнового уравнения. При этом учитываются все возможные вклады в амплитуду каждой из параметрических волн γ (или δ) за счет дифракции остальных волн α, β, δ (или γ) на всех решетках, возникающих в результате того или иного 4-х волнового процесса. Подстановкой решения в виде $A_{\gamma, \delta} \exp(\Gamma t)$ происходит переход от системы дифференциальных уравнений к линейной алгебраической системе, из условия разрешимости которой и находится выражение для инкремента усиления Γ_A (кольца) или Γ_B (линии).

Расчитанное выражение $\text{Re}(\Gamma_B)$ для $ee \rightarrow ee$ процесса:

$$\left(\Gamma_B\right)_{\max} = \pi \epsilon_0^3 r_{333}^2 \beta_{333} / 4 \lambda \epsilon \left(2 + n_{pz}^2\right) \quad (3)$$

(n_e - показатель преломления, r_{333} - электрооптический коэффициент, ϵ - удельная фотопроводимость кристалла, λ - длина волны накачки, n_{pz}^2 - величина, зависящая от положения точки на столбике),

успешно описывает эксперимент. Использование (3) для аппроксимации экспериментально измеренного стационарного распределения интенсивности света вдоль поляризационно-изотропных столбиков, позволило сделать оценку величины фотогальванической константы $\beta_{333} = (2 \pm 0.3) \cdot 10^{-10}$ А/Вт. Это значение близко к $\beta_{333} = 3 \cdot 10^{-10}$ А/Вт, полученному Э.Кретцигом [8] из прямых измерений постоянной составляющей фотогальванических токов для этого же образца ($C_{Fe} = 2 \pm 2.7 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) и для этой же длины волны ($\lambda = 440$ нм).

Одним из наиболее важных моментов теории является предположение о том, что для сред с локальным типом отклика (кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ при взаимодействии волн одинаковой поляризации), стационарное параметрическое усиление волн, рассеиваемых в вертикальные поляризационно-изотропные линии, а следовательно, и существование этих линий, возможно лишь при наличии ненулевой частотной отстройки Ω у рассеиваемых волн по отношению к накачке. При этом, оптимальное усиление соответствует частотным сдвигам равным по величине обратному времени максвелловской релаксации τ_{31}^{-1} . Наличие частотных сдвигов экспериментально подтверждается наблюдением в

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ в поляризационно-изотропных столбиках рассеянного света квазипериодических биений интенсивности. Биения представляют собой результат интерференции параметрических волн на смещенной частоте с несмещенными волнами релеевского рассеяния. Как показали измерения, период биений зависит от интенсивности пучков накачки, и при этом, хорошо коррелирует с величиной τ_{d1} (см. рис.3), согласуясь с выводом теории $\Omega\tau_{d1}=1$. Значения величин Ω получены из Фурье-анализа биений интенсивности рассеяния в $ee \rightarrow ee$ линиях рассеяния, а зна-

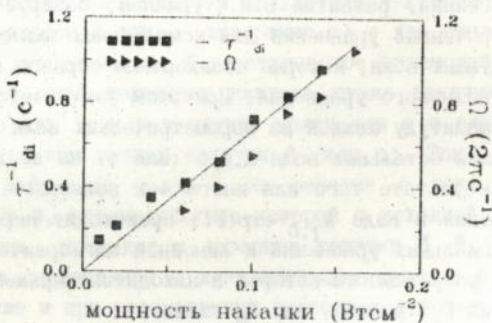


Рис.3.

чения τ_{d1} из независимых экспериментов по кинетике стирания ФР решеток, записанных двумя пучками.

Для сред с нелокальным типом отклика (BaTiO_3 с диффузионным механизмом фоторефракции), усиление параметрических волн в поляризационно-изотропных столбиках возможно и без снятия частотного вырождения; биения в столбиках в BaTiO_3 в эксперименте не наблюдались. Обнаруженные нами в этом кристалле поляризационно изотропные вертикальные линии рассеянного света имеют необычный усеченный вид: они стартуют из пучков накачки только вверх или вниз, в зависимости от ориентации оптической оси кристалла. Объясняется это тем, что для сред с доминирующим диффузионным типом нелинейности, взаимодействие двух волн одинаковой поляризации (в данном случае имеются в виду пары волн α - δ и β - γ) сопровождается стационарным энергообменом вдоль или против направления оптической оси кристалла, в зависимости от знака фотовозбуждаемых носителей заряда. Т. о., если волны, рассеиваемые в верхнюю часть столбика усиливаются, то рассеяние в нижней части должно истощаться, и наоборот. В итоге, в BaTiO_3 наблюдаются два однонаправленных столбика [9].

Сравнительный анализ данных эксперимента и теории по селективному поляризационно-изотропному рассеянию в двухпучковых схемах показывает качественное и количественное их согласие.

В третьей главе продолжено изучение селективного светоиндуцированного рассеяния в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ во всех экспериментально реализован-

ных нами двухпучковых схемах накачки. На основе модели 4-х волновых попутных взаимодействий представлена завершенная классификация всех возможных типов селективного рассеяния, как в кольца так и в столбики, в зависимости от инициирующих их вариантов параметрического смещения. Основное внимание при этом было уделено рассмотрению случаев поляризационно-анизотропного рассеяния, возникающего в ситуациях, когда поляризации волн рассеяния γ или δ отличаются от поляризации накачек α и β (10).

С учетом снятия вырождения по поляризации для всех четырех волн $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ в векторных условиях (1А) и (1В) получаем, что всего возможно 32 варианта 4-х волновых взаимодействий, по 16 для колец и для столбиков в отдельности:

$$\begin{array}{cccc}
 \underline{ee \rightarrow ee} & \underline{oo \rightarrow oo} & \underline{eo \rightarrow eo} & \underline{oe \rightarrow oe} \\
 \underline{ee \rightarrow oo} & \underline{oo \rightarrow ee} & \underline{eo \rightarrow oe} & \underline{oe \rightarrow eo} \\
 \underline{ee \rightarrow eo} & \underline{oo \rightarrow oe} & \underline{eo \rightarrow ee} & \underline{oe \rightarrow oo} \\
 \underline{ee \rightarrow oe} & \underline{oo \rightarrow eo} & \underline{eo \rightarrow oo} & \underline{oe \rightarrow ee}
 \end{array} \quad (4)$$

Символы e и o соответствуют "необыкновенной" и "обыкновенной" собственным волнам кристалла. Первые два символа описывают состояния поляризации двух пучков накачки, а последние два - параметрических волн рассеяния. Согласно такой классификации, селективное поляризационно-изотропное рассеяние, рассмотренное в Гл.2, соответствует процессам $ee \rightarrow ee$ А- и В-типа. В двухпучковых схемах накачки с кристаллами $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ нами были обнаружены кольца рассеяния, описываемые 12-ю и столбики рассеяния описываемые 9-ю вариантами параметрических взаимодействий из перечня (4). Все процессы, соответствующие обнаруженным кольцам, подчеркнуты сплошной линией, а все процессы, соответствующие обнаруженным столбикам - пунктирной линией (см. (4)).

В отличие от поляризационно-изотропных колец и линий, проходящих через пучки накачки, кольца и линии поляризационно-анизотропного рассеяния, как правило, через пучки накачки не проходят.

Модель, представляющая селективное рассеяние как результат различного рода 4-х волновых взаимодействий, объясняет любую необычную геометрию такого поляризационно-анизотропного рассеяния для каждого конкретного случая. Так, например, в схеме, когда два "необыкновенных" пучка накачки взаимодействуют в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с оптической осью \hat{C} , ориентированной перпендикулярно плоскости схождения (угол схождения $2\theta_p > 86^\circ$), наблюдаются два по-

ляризационно-анизотропных кольца, не проходящих через пучки и представленных на фото рис.4а. Кольцо меньшего диаметра соответствует 4-х волновому процессу $oo \rightarrow ee$, а кольцо большего диаметра -

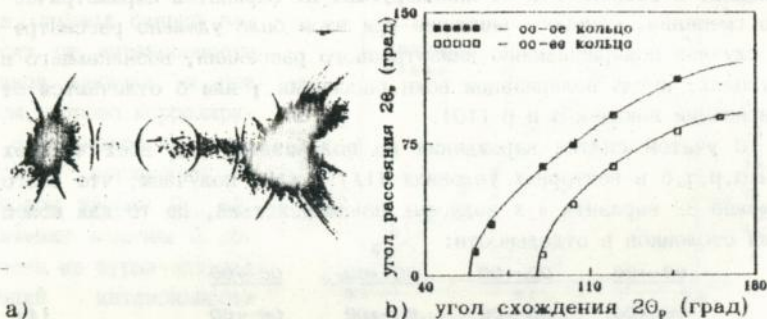


Рис.4.

процессам $oo \rightarrow oe$ и $oo \rightarrow eo$. Здесь же на рис.4b, приведена экспериментальная зависимость (черные квадратные метки) угла раскрыва θ_s обоих кону-

сов рассеянного света от угла схождения $2\theta_p$. Построение векторных диаграмм для $oo \rightarrow ee$ (рис.5а, б) и $oo \rightarrow oe$ (рис.5с, д) процессов, дает

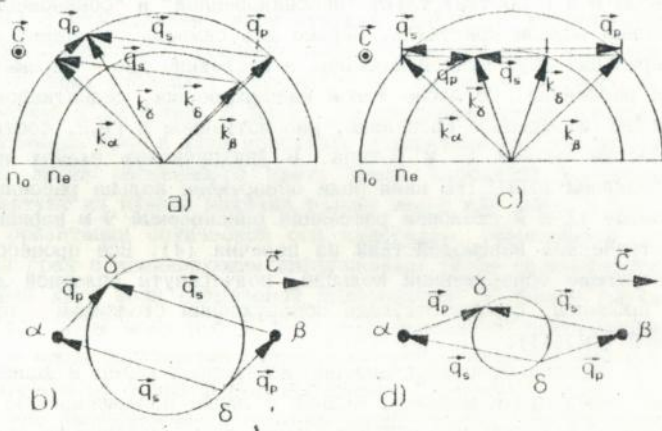


Рис.5.

следующие соотношения между величинами θ_s и θ_p :

$$\sin^2 \theta_s^{ee} = \sin^2 \theta_p - 2n\Delta n \quad (oo \rightarrow ee), \quad (5A)$$

$$\sin^2 \theta_s^{oe} = \sin^2 \theta_p - n\Delta n \quad (oo \rightarrow oe), \quad (5B)$$

где $n = (n_o + n_e)/2$, $\Delta n = (n_o - n_e)$.

Прекрасное согласие между результатами эксперимента и расчетными кривыми (5) (сплошная и пунктирная кривые на рис. 4b отвечают выражениям (5A) и (5B), соответственно) подтверждает правильность параметрической модели селективного рассеяния.

Полное согласие результатов измерений углов рассеяния с расчетными кривыми, полученными из анализа векторных диаграмм соответствующих 4-х волновых взаимодействий, имеется и для всех остальных обнаруженных колец и столбиков селективного рассеяния.

Выражения для инкрементов параметрического усиления для колец и линий, согласно теории Стурмана, имеют вид:

$$\Gamma_A = 0,5 \left\{ V_{\gamma\gamma} + V_{\delta\delta} + \sqrt{(V_{\gamma\gamma} - V_{\delta\delta} - i\nu_A)^2 + 4V_{\gamma\delta}V_{\delta\gamma}} \right\} \quad (\text{кольцо}) \quad (6A)$$

$$\Gamma_B = 0,5 \left\{ U_{\gamma\gamma} + U_{\delta\delta} + \sqrt{(U_{\gamma\gamma} - U_{\delta\delta} - i\nu_B)^2 + 4U_{\gamma\delta}U_{\delta\gamma}} \right\} \quad (\text{линии}) \quad (6B)$$

где $\nu_{A,B}$ - подгоночные параметры для оптимизации амплитудных коэффициентов усиления $\Gamma'_{A,B} = \text{Re}(\Gamma_{A,B})$.

Комплексные матричные элементы V_{ij} для колец и U_{ij} для линий зависят от конкретной экспериментальной конфигурации (интенсивность накачек, угол схождения $2\theta_p$, поляризация пучков накачки, ориентация оптической оси кристалла, величины фотогальванических и электрооптических коэффициентов ФРК) и определяют коэффициент усиления Γ , т.е., эффективность того или иного типа 4-х волновых взаимодействий. Для каждого варианта 4-х волновых взаимодействий для колец или вертикальных линий из перечня (4), был выполнен расчет выражений V_{ij} или U_{ij} а также инкрементов Γ_A или Γ_B , соответственно. При этом, в соответствии с видом инкремента Γ , можно выделить 3 основных случая: 1) коэффициент Γ имеет ненулевую действительную составляющую, что означает наличие ненулевого параметрического усиления для соответствующего типа селективного рассеяния; 2) Γ есть чисто мнимая величина и, соответственно, возможно только нестационарное усиление рассеяния; 3) величина Γ равна нулю, т.е. нет экспоненциального усиления, но возможно появление кольца (или столбика) из-за линейного считывания шумовой решетки пучком накачки. Все три ситуации наблюдались в экспериментах.

В поляризационно-анизотропной записи ФР решеток в LiNbO_3 :Fe участвуют циркулярные фотогальванические токи, характеризующие асимметричной компонентой $\beta_{15}^a = \text{Im}(\beta_{113})$ ФГтензора. Соответственно и величина инкремента Γ для любого 4-х волнового процесса с участием волн разной поляризации также определяется параметром β_{15}^a .

Аппроксимация стационарного распределения интенсивности вдоль столбика $oo \rightarrow ee$ типа, с помощью выражения для Γ :

$$\Gamma = \pi^2 r_{232}^2 \beta_{15}^a / 2\lambda x \left[2s_1^2 + p_1^2 \right] \quad (7)$$

(s_1 и p_1 - тригонометрические величины, зависящие от положения выбранной точки на столбике),

дает следующую оценку для величины $\beta_{15}^a = (7,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ А/Вт.

Анализ селективного рассеяния дает нам своего рода метод нелинейной спектроскопии, когда на основе измерений характеристик рассеяния можно получить информацию о величинах целого ряда физических параметров ФРК. Например, из анализа распределения интенсивности света вдоль $ee \rightarrow ee$ и $oo \rightarrow ee$ столбиков получаем величины ФГ компонент β_{333} и β_{15}^a соответственно, а измерение периода биений интенсивности света наблюдаемых для некоторых типов селективного рассеяния ($ee \rightarrow ee$ столбики в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$) позволяет сделать оценку времени максвелловской релаксации среды.

Четвертая глава содержит результаты, указывающие на способность интенсивного селективного светоиндуцированного рассеяния оказывать влияние на процессы самодифракции в ФРК. В частности, показано, что в конфигурациях, где два когерентных пучка с волновыми векторами \vec{k}_α и \vec{k}_β не могут записать общую решетку с вектором $\vec{q}_r = \vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta$ (соответствующие таким "запрещенным" конфигурациям фотогальванические и электрооптические коэффициенты равны нулю), возможна, тем не менее двухступенчатая дифракция [11]. Термин "двухступенчатая дифракция" означает, что связывание двух пучков происходит через некоторое промежуточное звено, в данном случае - через компоненты селективного светоиндуцированного рассеяния.

В "запрещенной" конфигурации при двух "необыкновенных" по поляризации пучках He-Cd лазера с $\lambda = 440$ нм, падающих на кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с осью \vec{c} , перпендикулярной плоскости схождения ($r_{332} = r_{331} = 0$, $\beta_{133} = \beta_{233} = 0$), эффективность самодифракции η достигает 20%. Напомним, что согласно Гл.2, в такой двухпучковой схеме наблюдается очень сильное поляризационно-изотропное селективное рассеяние в кольцо и два столбика типа $ee \rightarrow ee$.

Поскольку в данной схеме модуляция показателя преломления Δn равна нулю только для решетки с вектором ориентированном в плоскости схождения, то оба пучка могут формировать ФР решетки с каждой волной светоиндуцированного рассеяния, распространяющейся вне этой плоскости. Наиболее интенсивным здесь является селективное

рассеяние, поэтому наиболее сильные ФР решетки будут соответствовать взаимодействию именно этой части рассеяния с пучками накачки (решетки z и p для кольца или s, p, d для линий, см. рис.2).

Рассмотрим для определенности самодифракцию с участием кольца. Если заблокировать пучок β , то второй пучок α , дифрагируя, например, на решетке с вектором $\vec{q}_\beta = \vec{k}_\gamma - \vec{k}_\alpha$, порождает волну γ , которая, дифрагируя на решетке с вектором $\vec{q}_\alpha = \vec{k}_\delta - \vec{k}_\beta$, порождает волну, распространяющуюся в направлении заблокированного пучка β . Получаем двухступенчатый процесс самодифракции, который может осуществляться также и через вертикальные линии рассеяния.

Если учесть, что эффективность простой (одноступенчатой) дифракции $\eta \sim (\Delta n)^2 \sim (\exp(-t/\tau_{di}))^2$, то кинетика двухступенчатой дифракции в "запрещенных" конфигурациях, для малых времен экспозиции $t \ll \tau_{di}$, должна выражаться функцией 4-й степени по времени: $\eta = \eta_h \eta_e \sim t^2 \cdot t^2 = t^4$. Для одноступенчатой дифракции $\eta \sim t^2$.

Результаты измерений кинетики развития самодифракции в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ говорят в пользу модели двухступенчатой дифракции. Так при оптимальной юстировке кристалла в "запрещенную" конфигурацию, когда угол ζ между осью \vec{O} и нормалью к плоскости схождения равен нулю, наилучшая аппроксимация дифракционной эффективности по методу наименьших квадратов, соответствует именно четвертой (а не второй) степени по времени (см. рис.6а). По мере ухода кристалла из

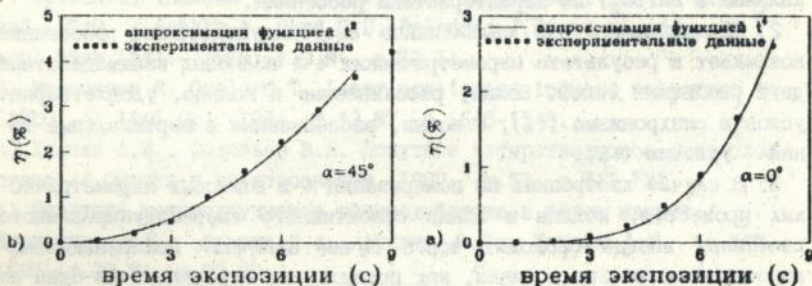


Рис.6.

положения "запрещенной" конфигурации за счет увеличения угла ζ , аппроксимационная зависимость η от t постепенно понижает свою степень с 4-й до 2-й. Для угла разъюстировки $\zeta=45^\circ$, кинетика η , согласно рис.6b, полностью описывается 2-й степенью по t , что отвечает дифракции на прямой решетке $\vec{q}_\alpha = \vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta$, которая уже ориентирована не вдоль оси x (или y), а имеет ненулевую проекцию и на ось z .

($\beta_{333} \neq 0$, $\gamma_{333} \neq 0$).

В Гл.4 модель двухступенчатой дифракции привлекается также для анализа другой необычной характеристики самодифракции в "запрещенных" конфигурациях: очень резкого уменьшения величины дифракционной эффективности с ростом угла схождения.

Самодифракция в "запрещенной" конфигурации с похожими особенностями была нами обнаружена и в кристалле BaTiO_3 .

При наличии ненулевого фотоиндуцированного рассеяния, двухступенчатая дифракция может присутствовать в любых конфигурациях. Однако, в "разрешенных" конфигурациях ее наблюдение на фоне более эффективной одноступенчатой дифракции затруднено. Только, в "запрещенных" конфигурациях, двухступенчатая самодифракция становится доминирующей и даже может оказаться достаточно эффективной при наличии сильного параметрического рассеяния.

В Заключении сформулированы основные результаты и выводы.

1) На примере $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ проведено систематическое исследование селективного светоиндуцированного рассеяния, возникающего в ФРК в различных схемах с двумя пучками накачки. Обнаружены новые типы рассеяния с необычными геометрическими и поляризационными свойствами, а также динамикой развития. Проведена полная классификация всех типов селективного рассеяния в этих схемах. В ряде случаев прослежено влияние типа отклика (локальный в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ или нелокальный в BaTiO_3) на характеристики рассеяния.

2) Установлено, что селективное светоиндуцированное рассеяние возникает в результате параметрических 4-х волновых взаимодействий двух различных типов. Волны, рассеиваемые в кольца, удовлетворяют условию синхронизма (1А), а волны, рассеиваемые в вертикальные линии - условию (1В).

3) В случае изотропных по поляризации 4-х волновых параметрических процессов, кольца и линии селективного светоиндуцированного рассеяния всегда проходят через пучки накачки. Поляризационно-анизотропные кольца и линии, как правило, не пересекают ни один из пучков накачки. Поляризационно-анизотропные картины селективного рассеяния есть результат полевой чувствительности как процессов записи, так и процессов считывания ФР решеток.

4) Выполнение условий фазового синхронизма (1А) или (1В) является необходимым, но не достаточным условием возникновения селективного рассеяния в ФРК. Эффективность рассеяния в то или иное кольцо или столбик зависит также и от соотношения фаз всех четырех волн участвующих в нелинейном смешении.

5) Показано, что в средах с локальным типом отклика стационарное селективное рассеяние в поляризационно-изотропные линии возможно лишь при условии снятия частотного вырождения у компонент рассеиваемого света. Оптимальное усиление отвечает частотному сдвигу Ω равному обратному времени максвелловской релаксации $\tau_{di}^{-1} : \Omega \tau_{di}^{-1} = 1$.

6) Изучение свойств и характеристик селективного рассеяния в ФРК позволяет предложить ряд методик измерения нелинейных и релаксационных констант кристалла (в частности, фотогальванических коэффициентов β и константы фотопроводимости) этих кристаллов.

7) В ФРК возможна двухступенчатая самодифракция, когда связывание двух падающих на кристаллы пучков происходит не за счет дифракции на общей решетке, а в результате последовательной дифракции на паре фазовых решеток, записанных этими пучками с каждой волной сильного параметрического рассеяния в кольцо или столбик.

Личный вклад автора заключается в получении всех включенных в диссертационную работу экспериментальных результатов и равноправном обсуждении их с соавторами, расчете и анализе выражений для инкрементов параметрического усиления для всех процессов 4-х волновых взаимодействий из перечня (4).

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

- 1) Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 / Ashkin A., Boyd G.D., Dziedzic J.D. et al. // Appl. Phys. Lett. - 1966. - в. 9, N1. - p. 72-74.
- 2) Magnusson R., Gaylord T. Laser scattering induced holograms in LiNbO_3 // Appl. Opt. - 1974. - в. 13, N7. - p. 1545-1548.
- 3) Хижняк А.И., Соловьев В.Н. Попутное четырехволновое взаимодействие // Оптика и спектроскопия, 1982. - т. 53. - с. 723-727.
- 4) Попутное четырехпучковое взаимодействие в парах натрия / Кириленко Е.К., Лесник С.А., Марков В.Б., Хижняк А.И. // УФЖ. - 1987. - т. 32, N1. - с. 36-39.
- 5) Кисилева И.Н., Обуховский В.В., Одулов С.Г. Параметрическое рассеяние голографического типа в кристаллах группы $3m$ // ФТТ. - 1986. - 28, вып. 10. - с. 2975-2980.
- 6) Забродин К.Н., Пенин А.Н., Динамика параметрического рассеяния света голографического типа // Квант. электрон. - 1991. - т. 18, N5. - с. 622-626.
- 7) Sturman B., Goukov M., Odoulov S. Polarization degenerate parametric light scattering in photorefractive crystals //

Appl.Phys.- 1993.-N56,p.193-199.

8) Investigations of the photovoltaic tensor in doped LiNbO_3 / Fests H.G., Hertel P., Kraetzig E., von Balz R. // Phys.Stat.Sol.B.- 1982.-v.113,N1.-p.157-164.

9) A new light-induced scattering process in photorefractive BaTiO_3 / Goukov M., Odoulov S., van Olfen U., Kraetzig E. // Phys.Stat.Sol.(b).-1992.-N172,p.37-40.

10) Goukov M., Odoulov S., Sturman B. Polarization-anisotropic scattered lines in LiNbO_3 // Appl.Phys.B.-1993.-N56.-p.223-228.

11) Гульков М.В., Одулов С.Г. Самодифракция в анизотропных нелинейных средах в "запрещенных" по симметрии конфигурациях // УФЖ.-1991.- т.36,N4.-с.501-504.

ГУЛЬКОВ МИХАИЛ ЮРЬЕВИЧ

СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ СЕЛЕКТИВНОЕ РАССЯНИЕ СВЕТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ
КРИСТАЛЛАХ В СХЕМАХ С ДВУМЯ ПУЧКАМИ НАКАЧКИ

Подписано в печать 28.09.93г. Формат бумаги 60-84/16. Бумага офсетная 72 гр/м². Офсетная печать. Усл.-печ. листов 1,0. Уч.-изд. листов 0,81. Тираж 100. Зак.91. Бесплатно.

Институт физики АН У, ОНТИ.

252028 Киев-28, ГСП, проспект Науки, 46.

AB 28.396

AB 28.396

БЕСІЛАТНО