

6. Noblance J. P., Londeffe J., Duraffours G., Pobetson D. S. Visible catodoluminescences of AgGaS<sub>2</sub>, a I—III—VI<sub>2</sub> chalcopyrite compound // Appl. Phys. Lett.—1972.—20, N 7.—P. 257.
7. Masse G., Redjai E. Lattice defects in I—III—VI<sub>2</sub> compounds // J. Phys. Chem. Sol.—1986.—47, N 1.—P. 99.
8. Гусев В. А., Елисеев А. П., Ненашев Б. Г., Седельников А. П. Фотолуминесценция тиогаллата серебра AgGaS<sub>2</sub> // Автометрия.—1988.—N 4.
9. Kobayashi S., Ohno T., Tsuboi N. et al. Optical properties near fundamental edge of an AgGaS<sub>2</sub> single crystal // Jap. J. Appl. Phys.—1989.—28, N 2.—P. 189.
10. Phil Won Yu, Anderson W., Park Y. S. Anomalous temperature dependence of the energy gap of AgGaS<sub>2</sub> // Sol. St. Commun.—1973.—13.—P. 1883.

Поступила в редакцию 19 декабря 1990 г.

УДК 535.215.12:537.226.33

И. Ф. Канаев, В. К. Малиновский

(Новосибирск)

#### МЕХАНИЗМ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ СРЕДАХ

В фоторефрактивных материалах под действием света возникает сильное рассеяние облучающего пучка. Это явление известно как фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС). Его проявление весьма заметно, например, пучок может полностью разрушаться пластиной LiNbO<sub>3</sub> толщиной 0,1—0,3 мм. Это одна из причин, ставящих задачу выяснения природы ФИРС в разряд актуальных. Фоторефракция, т. е. изменение показателя преломления под действием света, присуща практически всем материалам. В одних материалах она в большей степени обусловлена возбуждением электрических полей за счет токов: проводимости, диффузии, фотогальванических (ФГ), в других — локальным нагревом или фотохимическими реакциями и т. д. В данной статье на примере LiNbO<sub>3</sub> будет показано, что в исходно-однородной фоторефрактивной среде рассеяние возникает в результате индуцирования неоднородностей показателя преломления  $\Delta n$ , имеющих в общем случае анизотропную форму. Последняя в значительной степени определяется анизотропией световых фигур интерференции.

ФИРС наиболее полно изучено в LiNbO<sub>3</sub>. Модели, связывающие некоторые виды рассеяния с индуцированными  $\Delta n$  в этом материале, предлагались в [1]. В них неоднородное распределение связывается с исходным неоднородным по пространству распределением фотоэлектрических параметров кристалла (в основном ФГ-коэффициента). Это противоречит опыту: при облучении некогерентным поляризованным и неполяризованным светом рассеяние не возбуждается.

Остальные модели объясняют рассеяние голографическим усилением исходного шума. Это тоже противоречит экспериментальным данным: слабый пучок, который может играть роль одного из шумовых, при взаимодействии с сильным не испытывает постоянного усиления. Он либо ослабляется за счет возбуждающегося рассеяния с самого начала облучения, либо при некоторых условиях опыта проходит стадию нестационарного (кратковременного) усиления и возвращается в исходное состояние. Рассеяние же во многих случаях максимально на стационарной стадии.

В предлагаемой нами модели предполагается участие известного эффекта голографического нестационарного усиления [2]. Однако он усиливает, или, можно сказать, выявляет не исходный стационарный шум, а рассеяние на анизотропных, подвижных за счет постоянного

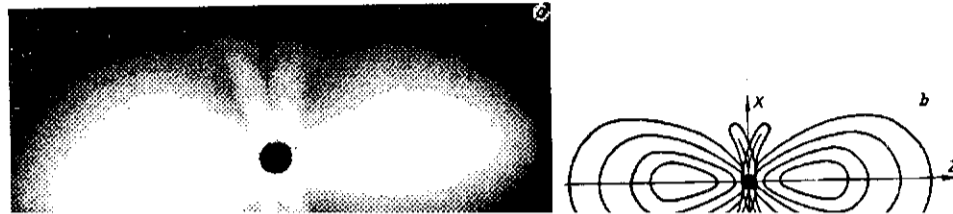


Рис. 1. Фотография и схематическое изображение рассеяния е-луча, проходящего через Fe<sub>06</sub>-образец

воспроизведения новых и стирания старых центров  $\Delta l$ . Исходный шум инициирует лишь начало процесса.

В LiNbO<sub>3</sub> индикатриса рассеяния крайне многообразна в зависимости от условий опытов. Мы будем рассматривать в основном наиболее интенсивные виды рассеяния, которые проявляются, начиная с небольших толщин кристаллов, — это виды рассеяния без поворота плоскости поляризации. Рассеяние с поворотом поляризации активно проявляется только в кристаллах достаточно большой толщины. Его механизм аналогичен, но доказательство требует изложения более обширного материала, и это будет сделано в отдельной работе.

1. Индикатрисы рассеяния. Мы ограничимся описанием экспериментов на кристаллах, легированных Fe (0,1 вес.%) и Cu (0,1 вес.%). Исследуемые образцы — это пластины Y-среза, толщины первых — 0,2 и 0,6 мм (образцы Fe<sub>02</sub> и Fe<sub>06</sub>), вторых — 0,3 и 1 мм (образцы Cu<sub>03</sub> и Cu<sub>1</sub>). В большинстве опытов образцы размещались в кювете с водой, что исключает электрические пробоя по поверхности и обеспечивает постоянство и повторяемость фоторефрактивных характеристик. Облучение проводилось лучом аргонового лазера с  $\lambda = 0,514$  нм.

Для описания введен ряд стандартных и нестандартных сокращений: о-, е-лучи — обыкновенные и необыкновенные; одно-, двух- или многопучковое рассеяние — рассеяние при наличии одного, двух или более облучающих (основных) пучков; рассеяние о-е, о-о, е-е, е-о (первая буква означает поляризацию основного, а вторая — рассеянного лучей). Используются кристаллофизические координаты.

**Однопучковое рассеяние.** При облучении кристаллов некогерентным поляризованным и неполяризованным светом рассеяния не наблюдается; оно не выявляется и при зондировании облученного участка когерентным лучом. Изменения  $\Delta l$  получаются монотонными. Некоторая нерегулярность  $\Delta l$  обнаруживается только вблизи границы с резким переходом свет — тень.

При облучении кристаллов когерентным пучком рассеяние возбуждается. Индикатриса и другие характеристики рассеяния зависят от весьма многих причин: размеров и формы сечения пучков и их количества; поляризации света и его интенсивности; ориентации лучевых векторов относительно поверхностей и осей кристаллов; видового и количественного состава примеси кристалла и т. д. Здесь мы опишем случай прямого относительно поверхности падения луча круглого сечения.

Фотография рассеяния при облучении образца Fe<sub>06</sub> е-лучом представлена на рис. 1, а. На фотографиях не всегда видны тонкие детали, и мы будем представлять рассеяние схематично (рис. 1, б). Как видно из фотографии и схемы, наиболее активным является рассеяние, индикатриса которого вытянута вдоль Z. Это рассеяние без поворота поляризации,

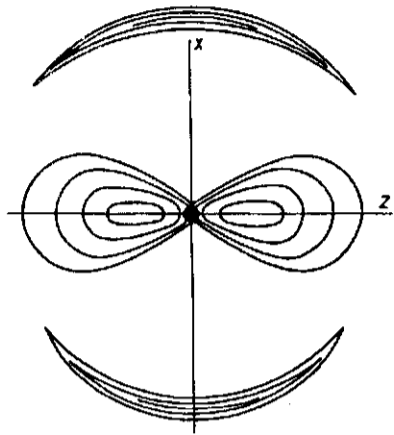


Рис. 2. Рассеяние e-луча (Cu1)

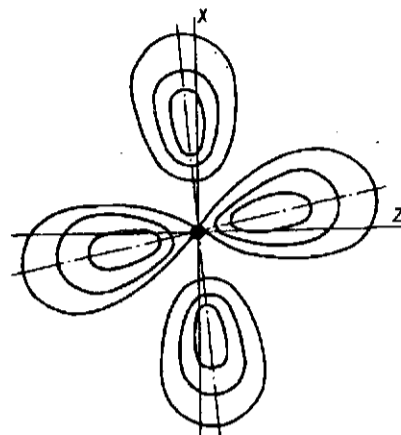


Рис. 3. Рассеяние o-луча (Fe06)

т. е.  $e-e$ , его мы будем обозначать  $e-e(\parallel Z)$ . Оно, как правило, составляет более 95 % всего рассеянного света. Со значительно меньшей долей интегральной, но сравнимой по максимумам интенсивности выделяется  $e-e$ -рассеяние, которое на фотографии выглядит вытянутым поперек  $Z$  с раздвоением на конце в виде буквы  $V$  (обозначим этот вид рассеяния  $e-e(V)$ ). В дополнительных опытах удастся установить, что это рассеяние состоит из двух широких дуг большого радиуса.

В  $Cu$ -образцах индикатриса рассеяния при облучении  $e$ -лучом несколько иная (рис. 2). Практически отсутствуют дужки  $e-e(V)$ . Рассеяние  $e-e(\parallel Z)$  развито также сильно, как и в  $Fe$ -образцах. Отличительной чертой является и то, что в  $Cu$ -образцах после длительного облучения возникает относительно сильное  $e-o$ -рассеяние в виде незавершенного кольца. В стационарном состоянии в некоторых условиях экспериментов оно по интенсивности сравнимо с  $e-e(\parallel Z)$ -рассеянием.

При облучении  $Fe$ -образцов  $o$ -пучком (рис. 3) сильно развивается рассеяние  $o-o(\parallel Z)$ . Однако оно вытянуто вдоль  $Z$  только в начале процесса развития рассеяния. С течением времени направление вытянутости разворачивается и в стационаре составляет с  $Z$  угол  $15-20^\circ$ . С некоторой задержкой во времени развивается рассеяние  $o-e$ ; его индикатриса вытянута поперек  $Z$  ( $o-e(\perp Z)$ -рассеяние). Последнее превалирует по интенсивности в образцах толщиной  $h \geq 0,8$  мм. При  $h \leq 0,4$

оно практически отсутствует, имеется только сильное рассеяние  $o-o(\parallel Z)$ .

Луч  $o$ -поляризации в  $Cu$ -образцах претерпевает относительно сильное рассеяние только в начале экспозиции. С течением времени облучения рассеяние почти исчезает. Примеры для сравнения: в образце  $Cu_1$   $e$ -луч в стационаре теряет 85 % интенсивности (из них 50 % в  $e-e(\parallel Z)$ ),  $o$ -луч — менее 5 %; при близких регулярных составляющих  $\Delta l$  (не дающих рассеяния), наводимых светом в  $Fe_{06}$ - и  $Cu_1$ -образцах  $o$ -лучом, в первых рассеивается 90 %, а во вторых — менее 5 % света основного луча.

На рис. 4 показано характерное изменение интенсивности  $e$ -пучка, прошедшего через  $Fe_{06}$ -образец. Кривая изменения представляет интегральную характеристику рассеяния  $e-e(\parallel Z)$ , поскольку на другие виды приходится менее 5 % света. Важной особенностью является то, что стационарное состояние характеризуется высокой интенсивностью рассеяния. В основном луче остается 4—8 % света. Стационарное существование характерно для всех вышеотмеченных видов рассеяния.

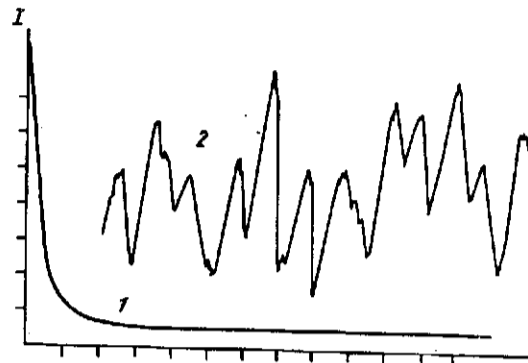


Рис. 4. Изменение во времени интенсивности е-луча, проходящего образец FeO<sub>6</sub> (1), и поведение интенсивности рассеяния на локальной площадке (2)

Стационарна только интегральная интенсивность рассеянного света; в локальных областях она постоянно меняется во времени. Установление фотодиода на расстоянии 1,5 м от кристалла и ограничение входного отверстия в нем до

6 мм показывает, что амплитуда колебаний интенсивности рассеяния достигает 80 %. Она не постоянна. Период колебаний тоже меняется, но довольно в узком интервале и зависит от интенсивности облучающего пучка. Усредненный (за 20 и более колебаний) период оказывается близким к характерному максвелловскому времени  $t_m$ , определяющему время записи регулярной  $\Delta l$ . При перестановке фотодиода на расстояние  $\leq 0,3$  м колебаний не обнаруживается, интенсивность рассеяния меняется плавно в переходный период и достигает стационарного постоянного значения. Подобное наблюдается на всех видах о-о- и е-е-рассеяния на образцах с разными примесями и без примесей. То, что колебания связаны с какими-то внутренними процессами в кристалле, а не со случайными внешними причинами, легко проверяется теми же опытами на рассеянном свете с поворотом поляризации, например, на о-е( $\perp Z$ ). Амплитуда колебаний оказывается меньше, а период — практически случайный и значительно больший.

Отметим, что с уменьшением толщины образцов интенсивность рассеяния с поворотом поляризации (е-о, о-е) падает значительно быстрее по сравнению с о-о-, е-е-рассеянием. Их отношение не сохраняется. Например, в образце SiO<sub>2</sub> е-е-рассеяние составляет 50 % интенсивности основного пучка, тогда как кольцевое о-е-рассеяние практически не видно на уровне фона. В Si<sub>3</sub> их максимальные интенсивности сравнимы.

**Многопучковое рассеяние.** Общеизвестное положение о том, что фотоиндуцированное рассеяние есть голографическое усиление исходного шумового рассеяния, легко проверить, исследуя взаимодействие слабого луча с сильным. Слабый пучок может играть роль одного из шумовых лучей. Опыт, например, на FeO<sub>6</sub>-образце показывает, что при направлении одного из облучающих е-пучков вдоль какого-то направления е-е-рассеяния другого ни один из них не усиливается при любых исходных соотношениях интенсивностей. Они рассеиваются оба.

При облучении двумя (и более) сходящимися в кристалле пучками появляются новые картины рассеяния, не наблюдающиеся при облучении одним пучком. Наиболее интенсивные из них и всегда имеющиеся на каком-то этапе облучения — это кольцо и примыкающие к нему дуги (рис. 5) (экран перпендикулярен биссектрисе схождения лу-

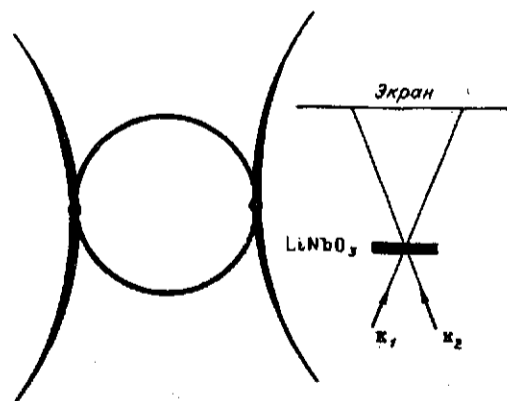


Рис. 5. Характерные картины двухпучкового рассеяния

чей). В большинстве случаев кольцо и дуги по интегральной интенсивности и особенно в ее максимумах превышают другие виды рассеяния. Их характеристики зависят от условий экспериментов и весьма многообразны. Детали явления могут в корне измениться, например, при смене толщины кристалла, относительных интенсивностей пучков и их поляризаций и т. д. Мы приведем лишь ряд характеристик, имеющих место в конкретных экспериментальных условиях.

Образец  $\text{Cu}_1$ ; пучки  $e, e$  одинаковой интенсивности, их диаметр 2 мм; плоскость схождения перпендикулярна оси  $Z$ ; угол между пучками  $90^\circ$ . Кольцо и касательные к ним две симметричные дуги возникают за времена, сравнимые с  $\tau_m$ . За это время 50 % интенсивности света сосредоточивается в кольце и дугах, они имеют почти одинаковые яркости. С продолжением экспозиции ( $t \geq 10 \tau_m$ ) дуги тускнеют, в равновесном

состоянии в кольце сосредоточивается более 60 % проходящего через кристалл света. Около 5 % света в кольце имеет  $o$ -поляризацию. При кратковременном отключении одного из лучей на экране почти исчезает и половина кольца, прилежащая к этому лучу.

В случае  $k_{12} \parallel Z$  ( $k_{12} = k_1 - k_2$ ;  $k_1, k_2$  — лучевые векторы записывающих лучей) возникает только кольцо рассеяния, дуги отсутствуют на всех этапах облучения. Подчеркнем, что относительно интенсивные дуги и кольцо при облучении  $o$ -пучками имеются и в стационаре, тогда как при одном  $o$ -пучке стационарное рассеяние в  $\text{Cu}_1$  слабое.

В образце  $\text{Fe}_{06}$  при ориентации  $k_{12} \parallel Z$  и облучении  $e, e$ -пучками преобладает рассеяние, вытянутое вдоль  $Z$ . При  $o, o$ -пучках стационарное рассеяние в кольцо и  $o-o(\parallel Z)$  почти одинаковы. Наиболее яркие картины колец и дуг возникают при ориентации  $k_{12} \perp Z$ . Приведем некоторые численные данные при  $o, o$ -пучках. Стационарное ослабление каждого пучка при перекрытом другом за счет саморассеяния достигает 80 %. При этом выделяется рассеяние  $o-e(\perp Z)$ ; в него уходит  $\approx 50$  % рассеянного света. При длительном ( $t \gg \tau_m$ ) облучении двумя пучками не менее 85 % рассеянного света уходит в кольцо, потери пучков составляют  $\approx 40$  %.

При воздействии на кристалл трех (и более) пучков кольца рассеяния возникают между каждой парой пучков (рис. 6). В некоторых случаях, например, когда пучки распределены равномерно по конусу схождения, возникает дополнительное кольцо, проходящее через все пучки. Схемы наблюдаемых в экспериментах кольцевых фигур для некоторых случаев размещения трех пучков приведены на рис. 6. Они все проявляются достаточно ярко в условиях, когда плоскость, проходящая через концы лучевых векторов  $k_i$  облучающих пучков, параллельна поверхности  $X$ - или  $Y$ -среза кристалла. На схемах некоторое соответствие с распределением интенсивности мы пытаемся передать толщинами линий. Экспериментально наблюдаемые интенсивности колец зависят и от ориентации векторов  $k_{ij}$  относительно  $Z$ .

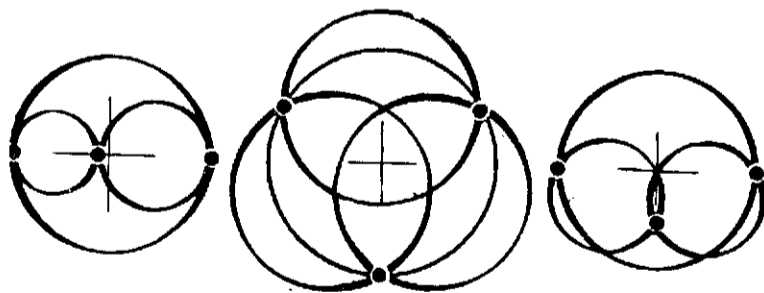


Рис. 6. Характерные картины рассеяния при трех облучающих пучках

II. Модели. Для случая взаимодействия пучков с параллельными поляризациями в [2] показано, что стационарное усиление слабых пучков за счет механизмов ФГЭ невозможно. Реализуется (и подтверждается в экспериментах) только нестационарное усиление. Не прибегая к подробным доказательствам (это следует из уже имеющихся представлений), примем, что нестационарное усиление слабого пучка может происходить и в случае, когда сильный пучок относительно медленно меняется во времени. Будем также считать, что ФГ-ток протекает только в направлениях, параллельных оси  $Z$ .

*Фотоиндуцированные центры рассеяния.* Пусть имеется основной пучок  $I_{01}$  и  $N$  пучков рассеяния, интенсивность которых  $I_{0p}$ . При произвольных углах рассеяния часть пучков ( $N_1$ ) может, очевидно, пересекаться в одной области пространства. В точке, где разность фаз между пересекающимися пучками нулевая, интенсивность в соответствии с уравнениями интерференции (полагая все  $I_{0p}$  одинаковыми) может быть записана в виде

$$I_m = I_{01} + N_1^2 I_{0p} + 2N_1 \sqrt{I_{01} I_{0p}}.$$

Это выражение чувствительно к количеству пучков  $N_1$ . Положим для примера  $I_{0p} = 10^{-2} I_{01}$ . Такая величина может быть определена начальным уровнем рассеяния или достигнута за счет нестационарного усиления. Найдем количество пучков  $N_1$ , необходимое для превышения  $I_m$  над  $I_{01}$ , например, в 2 раза. Это удовлетворяется при  $N = 4$ . Мы видим, что для существенного превышения интенсивности в какой-либо точке по сравнению с исходной необходимо совсем небольшое количество очень слабых пересекающихся пучков рассеяния. Области максимумов  $I_m$  в фоторефрактивных материалах могут стать рассеивающими центрами.

Обычно задачи фоторефракции при взаимодействии многих пучков решаются в предположении широких бесконечных пучков и линейной зависимости  $\Delta n$  от интенсивности. В реальных условиях это не выполняется. Часть пучков рассеяния может иметь небольшие сечения, что способствует образованию одиночных хаотически разбросанных по пространству максимумов  $I_m$ , а соответственно и образований  $\Delta n$ . Появление новых и исчезновение ранее действующих пучков рассеяния и постоянное изменение их интенсивности за счет нестационарного усиления постоянно меняет распределение интенсивности в облучаемой области. Эти изменения в основном носят случайный характер. В любой момент времени, если среда не обладает свойством насыщения по  $\Delta n$ , распределение  $\Delta n$  может далеко не отражать имеющееся распределение  $I$ . При этом часть максимумов  $\Delta n$  и  $I$  должна пространственно совпадать, так как обе эти характеристики в основном периодические. В областях совпадения максимумов  $\Delta n$  может продолжаться расти, тогда как в других происходит замедление и уменьшение  $\Delta n$ . Ясно, что в таком процессе возникают образования (флуктуации)  $\Delta n$ , в общем случае хаотично распределенные по пространству. Если среда не испытывает насыщения по  $\Delta n$ , а имеется, например, линейная инерционная связь  $\Delta n$  и  $I$ , то процесс рождения флуктуаций  $\Delta n$  продолжается бесконечно. Их абсолютные значения пропорциональны перепадам интенсивностей, обусловленных интерференцией. Известно, что рассеяние эффективно на частичках и образованиях  $\Delta n$ , имеющих размер  $\geq \lambda$ . Эти размеры обеспечиваются периодом интерференции лучей, сходящихся под углами  $\leq 30^\circ$ .

Зарождение первых рассеивающих неоднородностей происходит не только из-за наличия рассеяния на дефектах кристалла. Значительно большую роль могут играть лучи, отраженные от поверхностей кристалла

Рис. 7. Распределение интенсивности вблизи интерференционных максимумов при трех (а) и пяти (б) сходящихся пучках

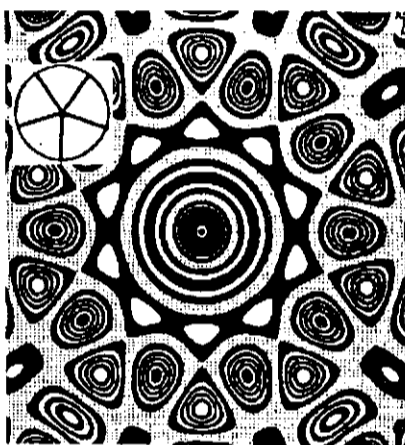
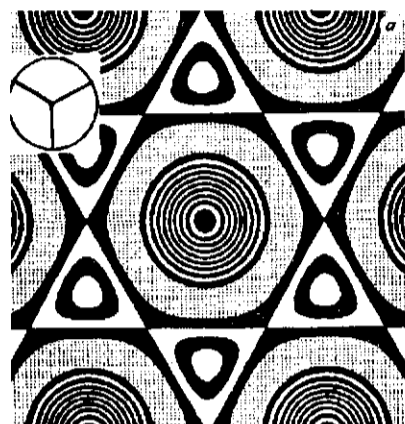
и окружающих его предметов. Именно отраженные лучи осуществляют обратную связь: неоднородное распределение интенсивности, сформированное в глубинных слоях кристалла, частично передается через отражения на вход кристалла. Обратная связь способствует существованию бесконечных перестроек распределений  $I$  и  $\Delta l$ . Она может быть нарушена из-за большого коэффициента поглощения; с этой причиной мы связываем отсутствие стационарного рассеяния о-пучка в  $\text{CuI}$ -образце.

Рассеяние, формируемое фотоиндуцированными центрами, голографически усиливается в направлениях, разрешенных анизотропными свойствами механизмов записи, электрооптики, дифракции. Однако индикатрисы некоторых видов рассеяния (например, многолучевого) имеют настолько четкую пространственную форму и связь с какими-то внешними параметрами (например, с углом между пучками), что необходимо ввести анизотропию еще каких-то свойств.

*Анизотропия фотоиндуцированных центров рассеяния.* Однородное распределение интенсивности пучков при интерференции преобразуется в набор своеобразных анизотропных световых фигур. В случае двух интерферирующих пучков — это плоскости. При большем количестве сходящихся пучков световые фигуры имеют вид цилиндров с разной формой сечения. Для наглядности мы приводим численный расчет распределения интенсивности при взаимодействии трех и пяти лучей одинаковой интенсивности  $I_0$ , равномерно распределенных на конической поверхности (рис. 7). Расчет сделан для плоскости, проходящей через концы лучевых векторов; последние исходят из одной точки. В плоскости, перпендикулярной рисунку, распределение не меняется. Отметим, что при заданном количестве пучков изменение телесного угла конуса влияет только на масштаб картины; распределение  $I$  остается неизменным. В точках, где разность фаз нулевая,  $I_m = N^2 I_0$ .

Если в основе создания центров рассеяния лежит многолучевая интерференция, то из изложенного следует, что центры могут иметь цилиндрические формы. В таком случае можно говорить об эффекте астеризма, т. е. о рассеянии на образованиях, вытянутых в некоторых определенных направлениях. В случае, рассмотренном на рис. 7, неоднородности будут вытянуты вдоль оси конуса, на котором расположены лучевые векторы  $k_i$ .

Выделим два случая: 1) угол  $Q$  между осью конуса и  $i$  лучом равен  $90^\circ$ , т. е. лучи расположены в плоскости радиально относительно центра; 2)  $Q \neq 90^\circ$ ,  $Q$  для всех  $i$  одинаков, т. е. лучи расположены на конической поверхности. Неоднородности  $\Delta l$  в этих случаях будут давать на экране разные картины рассеяния. Это можно пояснить на примере отражения



света от однородного образования  $\Delta l$  в форме круглого цилиндра радиусом  $r > \lambda/2$  (рис. 8). Направления отраженного света легко найти, заметив, что аналогичное распределение должно иметь место и при отражении от вращающегося зеркала, плоскость которого лежит на оси вращения. Действительно, при совпадении оси цилиндра и оси вращения нормаль к зеркалу проходит все направления радиуса цилиндра, определяющего направления отражения. Световой пучок, сечение которого больше сечения цилиндра, заполнит отраженными лучами коническую поверхность (см. рис. 8). Образующая этого конуса составляет с осью цилиндра угол  $Q$ , равный углу падения основного пучка. На экране, перпендикулярном оси цилиндра и расположенном на расстоянии  $L (L \gg r)$  от точки пересечения пучка с цилиндром, отраженный свет образует кольцо радиусом  $R = LtgQ$  (при  $R \gg r$ ). При  $Q = 90^\circ$  отраженный свет заполняет плоскость, перпендикулярную цилиндру. Исходя из изложенных здесь соображений, можно сделать простой вывод: отраженный свет (как и максимум индикатрисы рассеяния) на образованиях  $\Delta l$ , повторяющих форму световых максимумов интерференции, располагается на тех же конических поверхностях, где находятся интерферирующие лучи. Этот вывод справедлив для случая равномерного распределения сходящихся лучей. При неравномерном распределении направление вытянутости максимумов не изменяется (оно по-прежнему параллельно оси конуса), но в сечении максимумы становятся эллиптическими. Однако все равно значительная часть отраженного света будет лежать на тех же поверхностях. В случае, когда лучи лежат в плоскости, направление, вдоль которого вытянуты максимумы, перпендикулярно этой плоскости, и понятно, что при любой эллиптичности их сечения весь отраженный свет остается в этой плоскости. Конкретно при двух лучах максимумы представляют собой эллипсы с бесконечной длиной большой оси и рассеиватели имеют форму плоскостей.

В общем случае, когда сходящиеся лучи расположены не на поверхности конуса, а хаотично, в его объеме или в объеме шара, максимумы интерференции могут принимать самые разные пространственные формы и, в частности, с близкими по всем направлениям размерами. Очевидно, последние играют большую роль в создании рассеяния; они, как правило, максимальны по интенсивности в интерференционных картинах. Однако протяженные фигуры могут иметь большее сечение рассеяния, а также превалировать в интерференции вследствие специфичности в распределении направлений лучей и их интенсивностей. Последние, как мы выяснили, могут давать рассеяние в узкий конический слой; обнаружение такого рассеяния, очевидно, даст достаточные

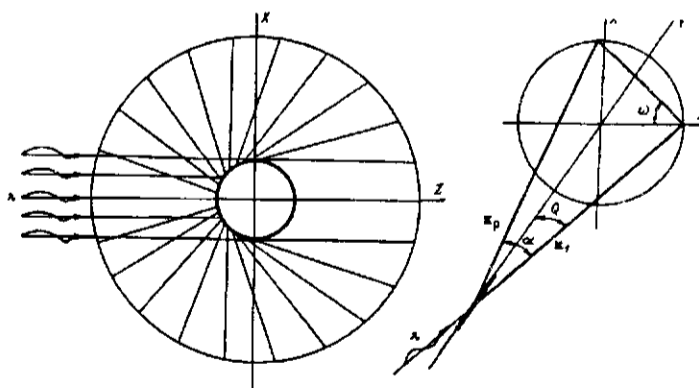


Рис. 8. Отражение света от цилиндра



основания считать многолучевую интерференцию основным источником ФИРС в фоторефрактивных средах.

*Однолучевое рассеяние.* Кратко обсудим возможность возбуждения пространственно-анизотропного рассеяния в средах с изотропными механизмами записи и считывания. Пусть к какому-то начальному моменту облучения линейно поляризованным светом имеются рассеянные лучи со случайным распределением по пространству. Запишем интерференцию многих лучей в областях их пересечения в виде

$$I = \sum I_i + \sum \sqrt{I_i I_j} e_i^n e_j^n \cos[(k_i - k_j)R + \varphi_i + \varphi_j].$$

Здесь имеется скалярное произведение проекций векторов поляризаций  $e_i^n e_j^n = \cos \angle e_i e_j$ , которое равно единице только для пучков с параллельными поляризациями. Они дают максимальный контраст интерференции и соответственно максимальные  $\Delta n$  и скорости записи. Такие пучки при рассеянии без поворота поляризации расположены только в плоскостях, перпендикулярных плоскости, содержащей векторы  $e$  и  $k$  основного луча. Определяемые ими рассеиватели будут вытянуты в направлениях, близких к направлению поляризации основного луча. Это создает преимущественное рассеяние в направлениях, перпендикулярных поляризации. Реализуется и некий режим самоподдержания и самоусиления: рассеянный свет способствует зарождению той же формы неоднородностей  $\Delta n$ .

В LiNbO<sub>3</sub> механизм записи  $\Delta n$  анизотропен, и он будет способствовать выделению фигур не обязательно самых интенсивных, но имеющих соответствующую оптимальную ориентацию. В случаях плоской или вытянутой цилиндрической световой фигуры поле, генерируемое ФГ-током, текущим вдоль  $Z$ , можно представить в виде двух составляющих — продольной и поперечной ( $E_{\perp}$ ). Интерес в записи голограмм и центров рассеяния представляет поле  $E_{\perp}$ . Его можно записать в виде

$$E_{\perp} = E_{\phi} \sin \varphi. \quad (1)$$

Здесь  $\varphi$  — угол между световой плоскостью или осью цилиндра и осью  $Z$ ;  $E_{\phi}$  — величина поля, наведенная за такой же промежуток времени в случае  $\varphi = \pi/2$ . Формула (1) отражает тот факт, что максимальные поля в LiNbO<sub>3</sub> наводятся на световых фигурах, вытянутых поперек  $Z$ .

Некоторую коррекцию вносит электрооптический эффект. Здесь мы пока не будем учитывать возможность рассеяния с поворотом поляризации. В таком случае, если основной луч имеет необыкновенную поляризацию, то он будет рассеиваться на неоднородностях:

$$\Delta n_e = r_{33} E_z = r_{33} E_{\perp} \sin \varphi = r_{33} E_{\phi} \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

Сечение рассеяния максимально на тех цилиндрических неоднородностях, которые вытянуты поперек направления распространения пучка. Из-за существования режима самоподдержания на достаточно больших ( $\Delta n_e h \geq \lambda_e$ ) глубинах кристалла развиваются неоднородности, вытянутые

в основном перпендикулярно направлению пучка и оси  $Z$ . В грубом приближении можно считать, что интенсивность рассеяния пропорциональна числу центров рассеяния. В таком случае (2) отражает плотность распределения направлений вытянутости рассеивающих центров.

Несколько иная ситуация должна иметь место при облучении обыкновенным лучом. Он реагирует не только на Z-, но и на Y-компоненту поля:

$$\Delta n_0 = r_{22}E_2 + r_{13}E_3 = E_{\perp}(r_{22}\sin\varphi\cos\varphi + r_{13}\sin^2\varphi).$$

Максимальной эффективностью рассеяния в соответствии с электрооптикой должны обладать плоские цилиндрические неоднородности  $\Delta n$ , имеющие иной угол с Z по сравнению с предыдущим случаем. Индикатриса рассеяния должна иметь наклон с осью Z, который определяется соотношением  $r_{13}/r_{22}$  и для LiNbO<sub>3</sub> составляет  $\approx 18^\circ$ .

*Дуги и кольца многопучковых фигур рассеяния.* При пересечении более двух облучающих пучков, лучевые векторы которых расположены на поверхности конуса равномерно, световые фигуры интерференции представляют собой вытянутые вдоль оси конуса круглые цилиндры. Есть большая вероятность возбуждения флуктуаций  $\Delta n$ , имеющих форму и ориентацию, идентичную фигурам, стационарно заданным интерференцией основных пучков. На этих флуктуациях, очевидно, и развивается наблюдаемое в экспериментах световое кольцо рассеяния, проходящее через все основные пучки (см. рис. 6). Каждый пучок, как уже отмечалось, должен рассеиваться вдоль образующих одного и того же конуса, причем угол конуса не зависит от диаметра цилиндрического рассеивателя. Надо полагать, что  $\Delta n$ , формируемое вблизи входной поверхности, больше отвечает распределению  $I$ , задаваемому основными пучками. По мере продвижения в глубину определяющую роль начинает играть увеличивающаяся за счет голографического усиления и количества фотонаведенных неоднородностей интенсивность рассеяния. Преимущественная яркость кольца рассеяния, проходящего через все пучки, может быть связана с тем, что интерференционная картина, необходимая для образования столбчатых форм, задана исходными пучками. Неоднородности нужной формы и ориентации здесь могут активно индуцироваться и вблизи входной поверхности кристалла. Условия несколько меняются, когда на поверхности рассматриваемого выше конуса заданы только два симметрично расположенных исходных лучевых вектора (рис. 9). Зарождение цилиндрической неоднородности, параллельной оси конуса, может произойти при попадании на конус "блуждающих" лучей рассеяния. За счет "блуждающих" лучей могут образовываться неоднородности самых разных форм. Однако одинаковое рассеяние основных пучков вдоль поверхности одного и того же конуса обеспечивается только цилиндрическими неоднородностями, ось которых параллельна оси этого конуса и биссектрисе угла схождения основных лучей. Такие неоднородности обеспечивают эффективный режим самоподдержания: лучевые векторы рассеяния сосредотачиваются на поверхности одного конуса, создают

необходимые формы световых фигур интерференции; многократное перерассеяние не меняет углового распределения. Это необходимые условия полной перекачки основных пучков в рассеяние. В некоторых экспериментах наблюдается сильная перекачка: интенсивности основных пучков и

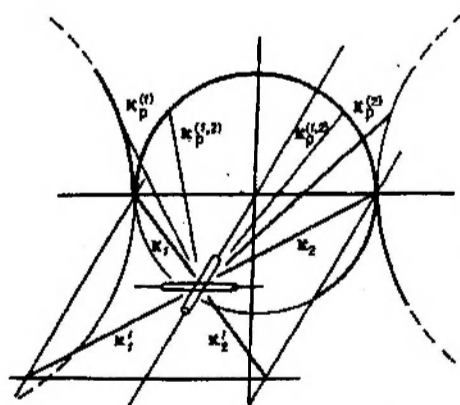


Рис. 9. Рассеяние света на двух перпендикулярных цилиндрических неоднородностях

кольцевой световой картины выравниваются.

При ФГ-механизме условия записи неоднородностей, вытянутых вдоль биссектрисы, оптимальны в случае, когда последняя перпендикулярна оси  $Z$ . Имеются и детали, различающие ориентацию относительно  $Z$  плоскости падения основных лучей. Это связано с тем, что лучи, отраженные от цилиндрической неоднородности, заполняющие коническую поверхность, имеют разные углы  $\alpha$  с основным лучом:  $0 \leq \alpha \leq 2Q$ , где  $Q$  — угол между основным лучом и осью цилиндра. Соответственно угол между векторами решеток  $k_{op} = k_0 - k_p$ , определяющих голографическое нестационарное усиление отраженного луча, и нормалью  $n$  к плоскости падения, пробегает значения от 0 до  $\pi/2$ . Относительно второго основного луча пробегаемое значение углов обратное — от  $\pi/2$  до 0. При  $n \parallel Z$  максимальное голографическое усиление должны испытывать лучи, имеющие минимальные углы расхождения с основными; для них выполняется условие  $k_{op} \parallel Z$ . Надо еще учитывать начальную интенсивность рассеянного света, определяющую время записи и в данном случае скорость усиления. Отражение максимально при малых скользких углах падения. В соответствии с этим лучшие условия для усиления складываются для пучков, отраженных под малым углом  $\alpha$ . Значит, каждым основным пучком могут усиливаться в основном "свои" лучи рассеяния. В эксперименте этот факт наблюдается. Он проявляется в том, что при перекрывании одного луча на входе в кристалл на экране остается одна половина кольца, прилежащая к непокрытому лучу.

Условия голографического усиления меняются при  $n \perp Z$ , они оптимальны для максимальных углов расхождения основных пучков с рассеянными. Здесь каждый основной пучок будет усиливать лучи, исходящие под небольшим углом от другого основного пучка. В эксперименте это тоже наблюдается: при перекрывании одного из пучков на экране яркой остается только половина кольца, прилежащая к перекрытому пучку.

При облучении двумя пучками, наряду с кольцевой картиной рассеяния, наблюдаются две симметричные дуги, касающиеся кольца в области падения на экран основных пучков. Анализ расположения и радиуса дуг показывает, что они могут возникать при рассеянии основных пучков на цилиндрических образованиях  $\Delta l$ , вытянутых параллельно биссектрисе пары пучков — падающего и отраженного от поверхности кристалла (см. рис. 9). Механизм индуцирования нужных форм  $\Delta l$ , очевидно, такой же, как в рассмотренном выше случае. При симметричном падении облучающих пучков относительно поверхности кристалла каждая пара падающих и отраженных пучков индуцирует параллельные цилиндрические образования  $\Delta l$ . Это обеспечивает большие вероятности зарождения флуктуаций и величины  $\Delta l$  в них. Часто в экспериментах дуги бывают самыми интенсивными из всех картин рассеяния. При ориентации плоскости падения основных пучков вдоль  $Z$  оси рассматриваемых цилиндрических световых фигур интерференции тоже оказываются параллельны  $Z$ , что исключает возможность их воспроизведения в виде  $\Delta l$ , и дуги рассеяния, как показывает эксперимент, не возникают.

Однопучковая фигура рассеяния  $e-e(V)$  тоже имеет вид дуг. Их наличие мы связываем с анизотропными вытянутыми образованиями  $\Delta l$  (рис. 10). Последние могут быть обусловлены рассеянием  $e-e(\parallel Z)$ . Оно имеет два симметричных относительно основного пучка максимума и может быть представлено в виде двух конусов лучей. Лучевые векторы располагаются случайным образом на поверхности и в объеме конусов. Интенсивными фигурами интерференции в каждом конусе являются цилиндры с осями, близкими по ориентации к оси конуса. Цилиндрические формы могут поддерживаться и парами пучков — основным и одним из максимумов рассеяния  $e-e(\parallel Z)$ . В рассеянии  $e-e(\parallel Z)$  имеются и кратковременно существующие, блуждающие пучки,

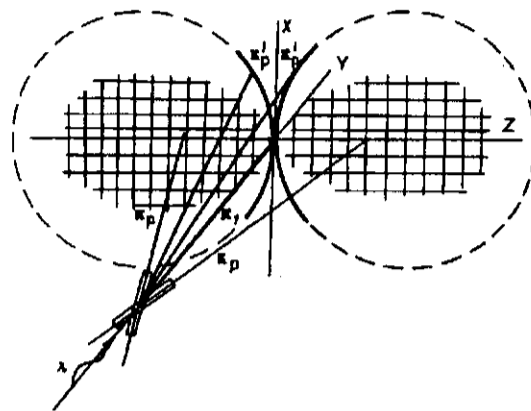


Рис. 10. Схема образования рассеяния  $e-e(V)$

которые тоже способствуют образованию вытянутых форм  $\Delta l$ . Таким образом, есть несколько схем поддержания двух систем образований  $\Delta l$ , вытянутых вдоль двух пересекающихся направлений. Рассеяние на них основного пучка с учетом некоторого разброса направлений должно происходить в два относительно широких конических слоя. Режимы само-

поддержания здесь менее эффективны: начальное (не усиленное) рассеяние на рассматриваемых неоднородностях имеет максимум в направлении, перпендикулярном оси  $Z$  (за счет скользящего угла рассеяния), соответственно  $k_{0r} \perp Z$ , и коэффициент нестационарного голографического усиления близок нулю. Рассеяние, подобное  $e-e(V)$ , не наблюдается при облучении тех же кристаллов  $o$ -лучом. Здесь есть дополнительное ослабление режимов самоподдержания за счет существенного уменьшения соответствующих электрооптических коэффициентов.

Связь рассеяния с фотоиндуцированными центрами однозначно выявляется при исследовании облученной области кристалла зондирующим лучом: отличный по длине волны от основных зондирующий луч, сильно не удовлетворяющий условию Брэгга, воспроизводит картину рассеяния. При этом интенсивность рассеяния во много раз превышает уровень фона, имеющегося до облучения.

**Заключение.** В работе обращено внимание на интерференцию как на явление, способное обеспечить нелинейное изменение интенсивности (в частном случае как  $N^2 I$ ) в зависимости от параметров, обычно не учитываемых. Один из параметров — это количество слабых пучков рассеяния ( $N$ ). Показано, что "интерференционной" нелинейности в фоторефрактивных материалах свойственно "самоусиление".

Из практики известно, что фоторефракция в той или иной степени присуща любым материалам, и особенно при воздействии мощных световых импульсов. В связи с этим интерференционная нелинейность интенсивности может определять многие детали явлений взаимодействия когерентного излучения с веществом. Ярким примером этого служит индуцированное рассеяние лазерных пучков. Мы полагаем, что результаты работы могут быть полезны при разработке оптических схем с применением лазерных световых пучков.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Обуховский В. В., Стоянов А. А., Лемешко В. В. Фотоиндуцированное рассеяние света на флуктуациях фотоэлектрических параметров среды // Квантовая электрон.— 1987.—14, N 1.
2. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН.—1979.—129, N 1.

Поступила в редакцию 31 января 1991 г.