

РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КОЛЬЦО И ДУГИ
В КРИСТАЛЛАХ LiNbO_3

© И.Ф.Канаев, В.К.Малиновский

Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия
(Поступила в Редакцию 16 февраля 1996 г.
В окончательной редакции 27 мая 1996 г.)

Прямые наблюдения показали, что фотоиндуцированное рассеяние света кольца и дуги при облучении LiNbO_3 двумя сходящимися пучками исходит от фотонаведенных неоднородностей показателя преломления. Это противоречит распространенному представлению о рассеянии как о голографическом усилении исходного фонового шума. В основу таких представлений заложена фазовая согласованность четырех взаимодействующих пучков при записи параметрических голограмм. Показано, что в реальных параметрических процессах большую значимость имеют дифракции в два направления и увеличения объема записи.

Облучение фоторефрактивных материалов лазерными когерентными пучками, как известно, сопровождается сильным фотоиндуцированным рассеянием света (ФИРС). В данной работе обращается внимание на особенности рассеяния, возникающие при облучении фоторефрактивного кристалла LiNbO_3 двумя пучками. В этом случае на экране, перпендикулярном биссектрисе угла схождения облучающих пучков, рассеяние имеет вид тонкого кольца и двух дуг.

В объяснениях ФИРС популярна идея голографического усиления исходного фона рассеяния (статическая модель). В работе [1] доказывается, что кольцо и дуги возникают вследствие выборочного голографического усиления лучей из фона исходного рассеяния за счет параметрических голографических решеток. Последние имеют ненулевой коэффициент усиления по отношению к непараметрическим решеткам.

В альтернативной динамической модели ФИРС [2] предлагается несколько иное развитие процесса. Полагается, что за счет фоторефрактивных свойств материала и интерференции когерентных световых пучков образуются не только голографические решетки, но и рассеивающие центры в виде неоднородностей Δn . В стационарном состоянии ФИРС является самосогласованным (самоподдерживающимся) процессом: наводимые анизотропные центры обеспечивают анизотропное рассеяние, последнее постоянно претерпевает нестационарное голографическое усиление; в рассеянном свете поддерживается мигрирующая интерференция, способствующая воспроизведению таких же центров, на которых сформировано рассеяние.

Далее мы покажем, что роль голографических параметрических процессов в образовании дуг и кольца велика, но отличается от приписываемой в статической модели [1].

В последней величина голографического усиления, необходимая для объяснения наблюдаемого рассеяния, должна быть 10^4-10^6 . Прямые измерения, приведенные далее показывают, что эта величина порядка 10–30. Интенсивность же рассеяния при этом получается большой потому, что голографическому усилению подвергается высокоинтенсивный анизотропный фотонаведенный фон рассеяния. Будут также описаны эксперименты, из которых однозначно выясняются некоторые существенные детали процесса двухпучкового рассеяния, важные для модельных расчетов.

1. Эксперимент

Характерные детали двухпучкового рассеяния представлены на рис. 1. За рассеивающими объектами в облучаемой области кристалла проведено наблюдение под микроскопом. Обнаружено, что в процессе облучения когерентным светом формируется интерференционное поле, которого не существовало в начальный момент. С течением времени облучения возникают рассеивающие объекты, они выделяются высокой интенсивностью и по форме идентичны интерференционным максимумам.

В некогерентном свете получены микрофотографии рассеивающих объектов, наведенных в процессе облучения. Они представлены на рис. 2, а–с. Рассеивающие объекты различны при облучении одним (рис. 2, а) и двумя пучками (рис. 2, б, с). В случае рис. 2, б в рассеянии интенсивны были дуги, а в случае рис. 2, с — кольцо. При рассеянии в кольцо (рис. 2, с) видна ячеистая структура, она состоит из неоднородностей, вытянутых перпендикулярно рисунку.

Подробно условия и результаты микроскопических наблюдений опубликованы в [3]. Здесь подчеркнем только некоторые факты: исходные дефекты, хорошо видимые в начале облучения, в некоторых случаях увеличивают яркость, они отличаются от наведенных постоянством

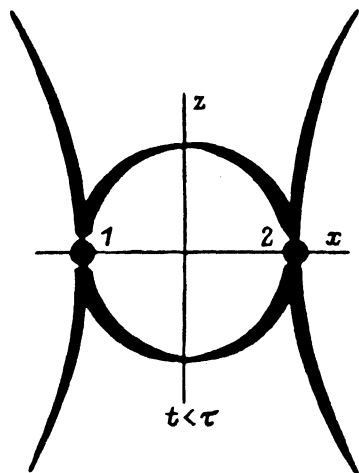


Рис. 1. Вид рассеяния на экране.

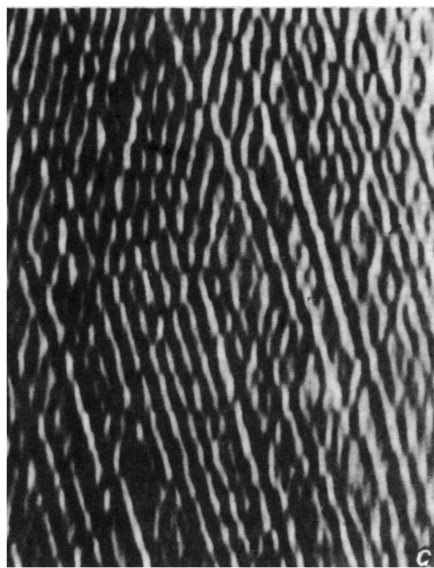
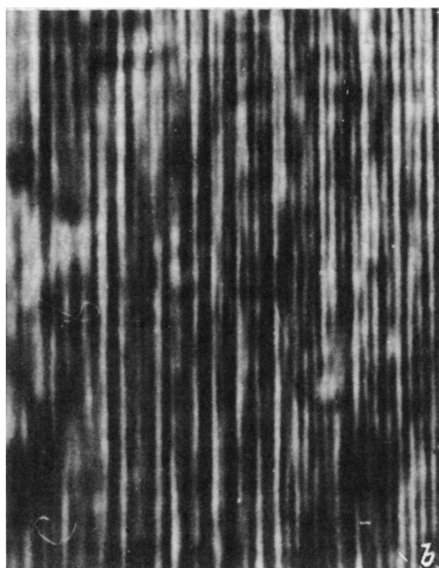
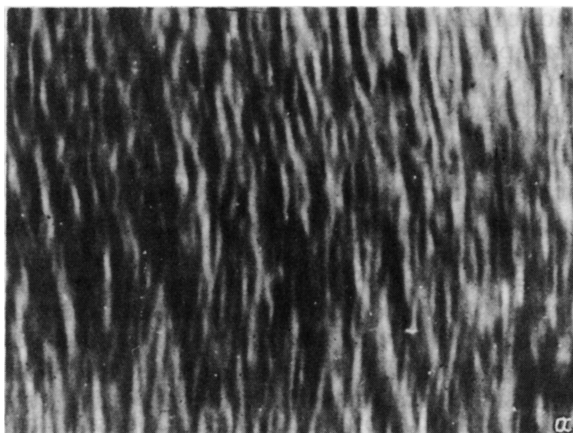


Рис. 2. Микрофотографии наведенных неоднородностей.
a — при одном, *b* и *c* — при двух облучающих пучках; в рассеянии высокоинтенсивны или дуги (*b*), или кольцо (*c*).

месторасположения и сохраняют начальную форму, часто отличающуюся от формы фотонаведенных центров; при отсутствии видимых дефектов рассеяние исходит только от фотонаведенных центров. Это противоречит основной, базовой, идее статических модельных представлений.

Теоретический расчет и эксперименты, приведенные авторами в [1], показывают, что рассеяние в кольцо максимально при достижении стационарного состояния; рассеяние в дуги имеет максимум на переходной стадии процесса, в стационарном состоянии наблюдаются интенсивности. Подчеркнем, что такие черты не являются характерными для двухпучкового рассеяния. Далее будет показано, что в одном и том же образце можно получить весьма интенсивное рассеяние либо в кольцо, либо в дуги, одновременно в кольцо и дуги.

Некоторые свойства рассеяния при облучении LiNbO_3 двумя пучками мы описывали в работах [2,3]. Здесь будут приведены новые данные. Два облучающих пучка ($\lambda = 0.488 \text{ nm}$) распологаались симметрично относительно поверхности образца y -среза, интенсивности пучков одинаковы, вектор интерференционной решетки $k_{12} = k_1 - k_2$ перпендикулярен оси третьего порядка z , волны необыкновенные. Исследовались $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0.1 wt.%) толщиной 0.6 mm.

При небольших углах схождения ($\varphi < 10^\circ$) облучающих пучков и на переходной, и на стационарной стадиях рассеяния в кольцо практически не наблюдается. Около 90% интенсивности пучков перекачивается в стационаре в дуги. Количество дуг при малых φ четыре: две, проходящие через основные пучки, высокоинтенсивные, две другие (также симметричные относительно центра), менее интенсивные, проходят через дифракционные пучки, появляющиеся в этих случаях. Расстояния между пучками по линии, проходящей по их центрам, одинаковы. Поляризация света в дугах и дифракционных пучках та же, что и у основных пучков. С увеличением φ ($\varphi > 10^\circ$) дополнительные дуги и дифракционные пучки не возникают. При кратковременном перекрытии одного из облучающих пучков на входе (т.е. при считывании одним пучком) картина рассеяния сохраняется. Ее интенсивность падает, относительная контрастность при этом меняется незначительно.

При $15 \leq \varphi \leq 25^\circ$ в стационарной картине рассеяния одинаково интенсивны и кольцо, и дуги. Пучки при этом теряют 40–60% интенсивности, т.е. имеется значительное «просветление» по сравнению со случаями малых и больших φ . При перекрытии одного пучка практически полностью исчезает половина картины рассеяния, располагавшаяся около перекрытого пучка (остается одна дуга и половина кольца).

При $\varphi > 25^\circ$ в рассеянии по интенсивности превалирует кольцо. При считывании одним пучком детали кольца сохраняются. При угловом сканировании считывающим пучком рассеяние не исчезает. Здесь мы опишем одну важную деталь в изменяющейся при сканировании картине рассеяния. При изменении угла считывания (в плоскости падения облучающих пучков) наблюдается световое кольцо с изменяющимся диаметром, его центр при этом остается на биссектрисе угла схождения облучающих пучков (напомним, что у «параметрических» световых колец центр смещается с изменением угла считывания). Такое кольцо может возникать, когда в кристалле имеются неоднородности, вытянутые вдоль биссектрисы. Такие неоднородности, как было отмечено выше (и подробно в [3]), имеются, они хорошо видны под микроскопом. Интенсивность в кольце при считывании облучающим пучком не под углом записи в 10–30 раз меньше, чем при считывании под углом записи. Это значение (т.е. 10–30), очевидно, и есть величина голографического усиления шумового рассеяния в кольцо, наведенного к моменту равновесного состояния. Описываемое диффузное (или шумовое) кольцо наблюдается и при считывании гелий-неоновым лазером. Интенсивность этого кольца по измерениям в разных опытах составляет 3–6% от интенсивности основного пучка.

При ориентации $k_2 \parallel z$ и облучении необыкновенными пучками рассеяние вытянуто вдоль оси z , как при одном облучающем пучке. В рассеяние уходит 90–95% интенсивности облучающих пучков. Дуг не наблюдается. Кольцо по интенсивности сравнимо с фоном существующего рассеяния.

2. Обсуждение

В статических моделях интенсивность рассеяния описывается выражением $I = I_0 \exp \Gamma_s x$, где I_0 — интенсивность исходных лучей рассеяния, Γ_s — коэффициент стационарного голографического усиления. Реальный процесс, как показано в [4] на примере рассеяния одного пучка, следует описывать выражением типа

$$I = I'_0 \exp(D + \Gamma_d)x. \quad (1)$$

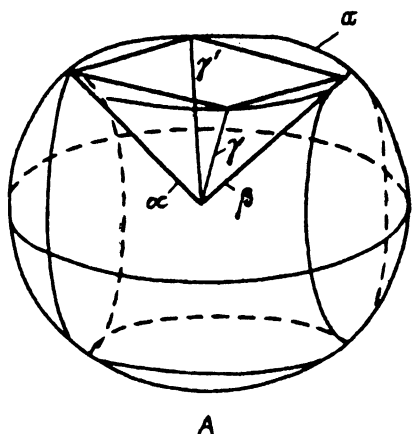
Здесь D — коэффициент наведенного диффузного рассеяния. Диффузное рассеяние анизотропно вследствие анизотропии фотонаведенных центров рассеяния, Γ_d — коэффициент динамического голографического усиления, через него учитывается усиление нестационарных пучков рассеяния ($I'_0 \exp(Dx)$ на нестационарных голографических решетках). В I'_0 входит интенсивность света на входной поверхности кристалла, осуществляющая обратную связь с проходящим через кристалл светом (за счет отражений от неоднородностей, граней, окружающих кристалл предметов). Прямые измерения в [4] показали, что $I'_0 \exp Dx$ составляет 10% от интенсивности облучающего пучка и D в 2 раза больше Γ ($\exp \Gamma x = 10$). В опытах с рассеянием кольца, описанных выше, $I'_0 \exp Dx = 3-6\%$ и $\exp \Gamma x = 10-30$. Здесь и далее под Γ подразумевается реально действующий коэффициент голографического усиления. Исходя из физической аналогичности задач одно- и двухпучковых рассеяний и близости экспериментальных значений наведенного диффузного рассеяния и голографического усиления, можно сделать вывод о том, что величина D и в кольцевом рассеянии сравнима или больше Γ . Прямые наблюдения показывают, что рассеяние исходит от фотоиндуцированных центров. Это означает, что при рассмотрении стационарного состояния можно полностью пренебречь лучами исходного рассеяния. Интенсивность последних оказывается на 2-4 порядка ниже наведенного диффузного рассеяния. Таким образом, предположение работы [2] о превалирующей роли наведенных центров в процессах ФИРС экспериментально подтверждается. Описанный в [2] реально действующий механизм динамического рассеяния делает невозможными способы усиления слабых пучков, предлагаемых в статических моделях. Действительно, если у световой волны, сформированной стационарными центрами или специальной схемой от лазерного источника, интенсивность $I_0 \ll I'_0 \exp Dx$, то ее роль в формировании интерференционного поля (ответственного за запись голограмм и рассеивающих центров) оказывается малой. Такой вывод и формулу типа (1) можно получить в рамках статической модели, предполагая фоторефрактивную среду исходно неоднородной.

Неучет фотонаведенных центров рассеяния делает постановку задач о ФИРС и многопучковых взаимодействиях некорректной; в решениях и выводах оказывается много несоответствий с экспериментальными характеристиками. Это уже неоднократно показано [2-6]. Принципиальные несоответствия есть и в выводах о кольцевом и дуговом рассеяниях [1]. Это отсутствие рассеяния в кольцо в условиях, не предсказываемых в модели, например, при $k_{12} \parallel z$ и при относительно

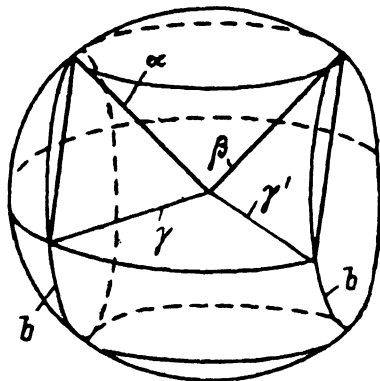
малых φ , и наличие неразрешенного стационарного рассеяния в дуги. Авторы и сами отмечают высокую интенсивность рассеяния в дуги, но она в условиях их эксперимента испытывает биения. Для объяснения авторам приходится приписать рассеивающим центрам некоторую динамичность: небреговские исходные центры рассеивают свет со сдвигом частоты. Такая идея высказана в [7] и уже неоднократно применена авторами работы [1], но пока без обоснований механизмов сдвига частоты и без экспериментальных доказательств его наличия. Поскольку в основе объяснений все равно остается усиление слабых исходных пучков, а в опытах видно, что лучи наведенного рассеяния исходят от фотонаведенных центров, то вкладом компонент исходного рассеяния, имеющих соответствующий сдвиг частоты, можно пренебречь, как и всем слабым исходным рассеянием. Далее мы предлагаем возможные варианты объяснений некоторых частных и общих характеристик ФИРС.

Рассеивающие неоднородности, как и элементы голографических решеток, возникают из-за свойств фоторефрактивной среды повторять в виде Δn световую интерференционную картину. Последняя определяется в начале облучения взаимодействием основного пучка с лучами исходного рассеяния и отраженными от граней кристалла и окружающих его предметов. При случайной комбинации пучков, как правило, не все максимумы интерференции равны по интенсивности. Интенсивные максимумы записываются быстрее (нелинейность записи по времени), что означает нелинейное воспроизведение световой картины, и возникает небреговское рассеяние. Это один из способов зарождения рассеивающих центров. Появление новых пучков рассеяния (голографически усиливающихся с течением времени) меняет поле интерференции. Новое поле, наложенное на предыдущую запись, приводит к вычленению некоторых элементов (максимумов, минимумов Δn) записи. Действительно, при этом в разных областях происходят процессы (дозапись, стирание, равновесие), не способствующие линейной записи нового интерференционного поля. Вычленение — это один из способов зарождения и размножения небреговских центров рассеяния. Возможность к саморазмножению и самоподдержанию неоднородностей можно видеть и в том, что рассеянный на нерегулярно распределенных неоднородностях свет обеспечивает, в частности, нерегулярно расположенные максимумы интерференции. Известным аналогом этого является интерференция от нерегулярных отверстий на плоском экране; вблизи экрана она нерегулярна. Небреговские рассеивающие структуры обеспечивает и интерференция, образованная только взаимодействием пучков рассеяния. Ясно, что записанные в таком случае решетки не будут бреговскими для основного пучка.

Фотонаведенные центры рассеяния пространственно анизотропны, как и участвовавшие в их образовании световые фигуры (максимумы и минимумы) интерференции. В [2] численным расчетом показано, что при рассеянии света вдоль конической поверхности (как при рассеянии в дуги и кольцо) световыми фигурами интерференции и соответственно элементами суммарной голографической решетки и рассеивающими индуцированными центрами являются столбики цилиндрической формы, параллельные оси конуса. Диффузное рассеяние на любой такой (параллельной оси конуса) цилиндрической неоднородности любого



A



B

Рис. 3. Схема параметрических процессов A и B на сфере волновых нормалей.

луча, лежащего на конусе (в том числе и основных облучающих) происходит по поверхности этого же конуса [2]. Из этого следует, что в коническом рассеянии может быть реализован самоподдерживающийся процесс: рассеянным светом поддерживается интерференционная картина, которая воспроизводит рассеивающие центры, и наоборот. В [2] предполагается, что конус рассеяния, наблюдаемый на экране в виде кольца, самоподдерживается цилиндрическими неоднородностями, параллельными биссектрисе угла схождения облучающих пучков. Конусы, часть которых видна в виде дуг, поддерживаются неоднородностями, параллельными общей биссектрисе углов между двумя парами лучей: падающим и отраженным. Экспериментальные данные (рис. 2, b, c) свидетельствуют о наличии таких неоднородностей. Параметрические голографические процессы, используемые в [1], свойственны лучам, расположенным на тех же конусах, куда идет диффузионное рассеяние от неоднородностей, параллельных оси конуса. Это значит, что голографическое усиление в динамических конических рассеяниях, т. е. Γ_d , определяется параметрическими голограммами.

К параметрическим в [1] относят решетки, в записи которых одновременно принимают участие оба основных пучка. Кольцо и дуги возникают соответственно в параметрических процессах типа A и B (рис. 3). В первом параметрическими являются тождественные решетки $k_{\alpha\gamma} \equiv k_{\beta\gamma'}$ и $k_{\alpha\gamma'} \equiv k_{\beta\gamma}$, во втором $k_{\alpha\gamma} \equiv k_{\beta\gamma'}$; α и β — векторы облучающих, а γ и γ' — рассеянных световых волн. Из рисунка видно, что в записи параметрических решеток могут участвовать рассеянные волны, векторы которых лежат на поверхности конусов с основанием a (процесс A) и поверхностях зеркально-симметричных двух конусов с основаниями b (процесс B).

Вывод о голографическом происхождении ФИРС в [1] предопределен постановкой задачи. Авторы априори считают, что с входной поверхности кристалла исходят во всех направлениях однородные по интенсивности, неограниченные по сечению пучки рассеяния; усиливаются лучи, для которых стационарное усиление $\Gamma_s \neq 0$. При взаимодействии двух пучков (слабого и сильного) в среде с локальным мезанизмом отклика, свойственного $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, как известно и из ра-

бот тех же авторов, $\Gamma_s = 0$, слабый пучок испытывает только переходное усиление и переходное и стационарное изменение фазы. В схеме *A* слабые пучки расположены асимметрично относительно основных сильных: один слева, другой справа. Изменения фаз слабых пучков в процессе записи оказываются с противоположным знаком. Это приводит к взаимной компенсации изменений в четырехпучковой интерференционной картине. Последняя остается неизменной, она не изменяет наклона, как при двухпучковом взаимодействии. В результате записывается решетка, на которой стационарное усиление Γ_s для обоих слабых пучков, участвующих в записи, не равно нулю. В схеме *B* оба слабых пучка расположены симметрично, на одной стороне от основных. Здесь взаимной компенсации не происходит. Процесс записи оказывается таким же, как при двухпучковом взаимодействии, и Γ_s для дугового рассеяния равно нулю. Из всего многообразия свойств интерференции, а соответственно и голограмм при расположении лучей на конической поверхности авторы используют одно малореализуемое в реальном рассеянии свойство: синхронное изменение фаз двух симметрично расположенных на конусе слабых лучей при четырехпучковом взаимодействии. Синхронность возможна лишь при идеальном выполнении предполагаемых на входе в кристалл условий. Нарушение любого из них (ограничение сечения, отсутствие одного из симметрично расположенных пучков или сильное различие интенсивностей исходных пучков рассеяния), как будет показано далее, приводит к рассогласованию фаз и качественно новым свойствам.

Запись параметрических голограмм по схемам *A* и *B* имеет особенность, которая описывалась в [5] для другого вида рассеяния. Она должна учитываться при наличии тонких пучков (тоньше основных), какими можно считать пучки рассеяния, и заключается в следующем. Запись обычных решеток происходит только в объеме, занимаемом пучком рассеяния, область записи параметрической решетки из-за ее свойства дифрагировать в два направления простирается в пространство, значительно превышающее объем тонкого пучка. Действительно, как только в объеме пучка γ (рис. 4) началась запись параметрической решетки, появляются дифрагированные лучи двух направлений. Одни распространяются в объеме пучка γ , другие образуют новый пучок лу-

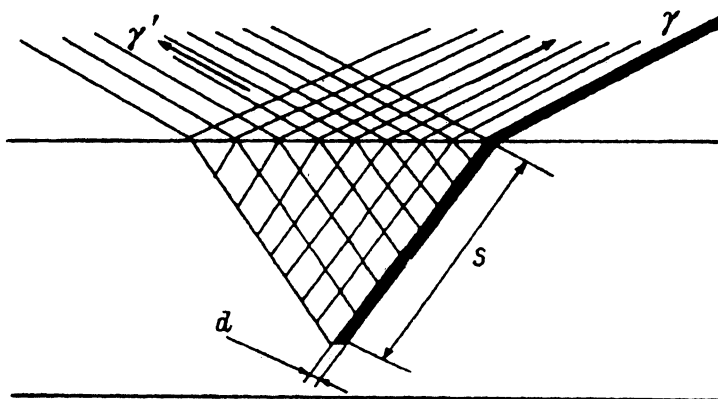


Рис. 4. Схема записи параметрической решетки. Основные пучки не показаны.

чей γ' . Запись решетки в объеме лучей γ' приводит к возникновению лучей, параллельных γ . При такой записи говорить о голографическом усилении фонового или исходного луча рассеяния некорректно. Логичней вести для таких случаев понятие наведенных голографических центров (или объемов) рассеяния. Пучок γ' надо считать зарожденным на голографическом центре, поскольку в этом направлении исходного пучка не существовало. Голографические центры рассеяния играют существенную роль, в частности, в рассеянии с поворотом плоскости поляризации [8]. Эффективность параметрических голограмм, записанных указанным выше способом, может быть больше по отношению к обычной голограмме на величину, связанную с различием объемов записи.

В реальном процессе при записи решеток с участием тонких пучков могут реализовываться следующие события. В начальный момент записи решетка возникает только в объеме пучка γ . Дифракция в этот пучок пропорциональна эффективности η ($\eta \sim S^2$) и площади hd (h — толщина пучка в направлении, перпендикулярном рисунку), т.е. $I_\gamma \sim S^2hd$. В γ' -направлении $\eta \sim d^2$ и соответственно $I_{\gamma'} \sim d^2Sh$. Имеется существенное различие потоков света в S/d раз в γ - и γ' -направлениях. Решетка за счет лучей γ' может не записываться вследствие малой интенсивности, существования в этом направлении других интенсивных лучей, управляющих флуктуацией интерференции. С подавлением участия лучей γ' в записи можно связать факты отсутствия или слабого развития конических рассеяний.

Синхронизованные изменения фаз в пучках γ, γ' практически невозможны, в частности из-за того, что лучи пучков γ, γ' проходят до пересечения неодинаковый путь по параметрической решетке (вследствие ее треугольной формы). Не обеспечивается и совместный одновременный четырехпучковый процесс записи; запись отдельных участков параметрической решетки осуществляется одной парой пучков и занесена по времени. Это позволяет сделать важный вывод о том, что запись параметрической решетки происходит по законам двухпучкового взаимодействия, т.е. реализуется переходное усиление слабых пучков. Более обобщенный вывод: в процессах параметрической и непараметрической записи решеток (т.е. для всех видов рассеяний при облучении одним или несколькими пучками) в приближении небольшого изменения интенсивности облучающих пучков голографическое усиление в (1) может описываться одной и той же функцией Γ_d . Увеличенный объем записи, появление второго дифракционного пучка, сопутствующие параметрическому процессу, логичней отнести к характеристике фотонаведенных рассеивающих центров D . Она должна описывать все слабые пучки, претерпевающие голографическое усиление. Понятно, например, что свойство дифрагировать в два направления увеличивает число направленно-рассеивающих центров (которому пропорционально D) в 2 раза.

Неразрешимым и, возможно, поэтому практически необсуждаемым в статических модельных объяснениях является вопрос о причине отсутствия повторного ФИРС лучей рассеяния. Согласно расчетам [1], лучи кольцевого рассеяния в переходном и стационарном состояниях остаются когерентными. Когерентные пучки, как известно из практики

и как указывают авторы, претерпевают ФИРС. Следует ожидать, что аналогичные расчеты, примененные к паре пучков кольцевого рассеяния, приводят к вторичному рассеянию, в частности, в новые кольца и дуги. Когерентные пучки рассеяния должны образовывать и вторичное рассеяние с индикатрисой, вытянутой вдоль оси z . Такое рассеяние свойственно случаю облучения одним пучком и известно из практики наблюдений как наиболее интенсивное.

Основой динамического ФИРС является спонтанное самоподдерживающееся развитие рассеивающих центров. Ясно, что нарушение каких-то условий спонтанного развития может полностью исключить участие конкретных видов рассеяния (в том числе повторного) даже при сравнимости параметров, входящих в уравнение (1), описывающее стационарное состояние. Полное качественное и тем более аналитическое описание процесса рассеяния во времени сделать пока трудно, но основные причины подавления других видов рассеяния довольно очевидны. Следует полагать, что превалирующее в данных условиях рассеяние устанавливает свои характерные времена жизни рассеивающего центра, флуктуации в интерференционной картине, существования голографического (усиленного) образа рассеивающего центра, существования пучка рассеяния и изменений его фазы. Из-за постоянной смены фаз лучи рассеяния некогерентны. Некогерентность лучей рассеяния затрудняет запись совместных решеток, она нарушает условия спонтанного саморазвития повторного ФИРС и конкурирующих видов рассеяния.

Преимущественное развитие одного вида рассеяния в тех или иных условиях, безусловно, обеспечивается большей величиной параметров, определяющих интенсивность рассеяния. Высокая конкурентоспособность конических рассеяний в оптимальных условиях связана с высоким значением коэффициента фотонаведенного рассеяния D из-за участия брегговских (голографических) центров. Последние вторичны, т. е. не могут возникать без небрегговских диффузных центров, и во многих случаях ослабление конкурентоспособности связано с изменением параметров, зависящих от диффузных фотонаведенных центров. Объяснения связи некоторых характеристик дугового и кольцевого рассеяния с цилиндрическими неоднородностями при изменении условий облучения приведены в [2]. Здесь мы кратко рассмотрим причину изменения конкурентоспособности между дуговым и кольцевым рассеянием при изменении угла φ между облучающими пучками. Интенсивность рассеяния на цилиндрической неоднородности связана с ее длиной l и углом падения на нее света. Выражая последний через φ , получим, что интенсивность рассеяний соответственно в дуги и кольцо пропорциональны $l \cos(\varphi/2)$ и $l \sin(\varphi/2)$. Видно, что с уменьшением φ диффузное рассеяние в кольцо падает. Из опытов можно сделать вывод о том, что рассеяние в кольцо малоинтенсивно уже при относительно больших φ . При этом величина Γ , зависящая от пространственного расположения лучей, еще не может быть малой для лучей кольцевого рассеяния (в случаях $\Gamma = \Gamma_{s,d}$). Здесь нет возможности образования высокоинтенсивного небрегговского кольцевого рассеяния. Оно в силу падения отражательной способности соответствующих неоднородностей оказывается на уровне диффузного ненаправленного фотонаведенного фона, уровень последнего, надо полагать, при любом виде рассеяния намного превышает исходный.

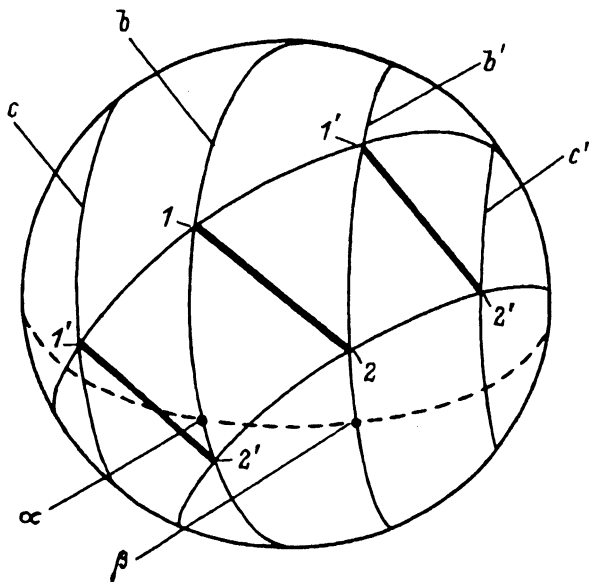


Рис. 5. Параметрический процесс типа C .
 α и β — точки, в которые приходят основные пучки.

При малых φ сечение рассеяния оптимально для неоднородностей, обеспечивающих рассеяния в дуги. Мы полагаем, что появление дополнительных дуг и дифракционных пучков при малых φ связано с участием еще одного параметрического процесса, назовем его процессом C -типа (рис. 5). На этом рисунке показана сфера волновых нормалей, b, b' — конусы, на которых располагаются векторы рассеянных волн, усиливаемых в параметрическом процессе типа B . Если лучи рассеяния 1 и 2, приходящие на переднюю (или заднюю) поверхность сферы, записывают голографическую решетку k_{12} , то на этой решетке будут дифрагировать лучи, приходящие в точки $1'$ и $2'$. Решеток типа k_{12} может быть много, и дифракция на них лучей с конусов b, b' обеспечит появление лучей на конусах c, c' . Они возникнут и в случае, когда решетки типа k_{12} записываются за счет взаимодействия основной волны α (или β) с рассеянными на конусе b' (или b). Из рис. 5 можно понять, что с уменьшением угла φ между α и β (т. е. с уменьшением расстояния между b и b') число конусов может увеличиться. С ростом угла в силу геометрических причин появление дополнительных конусов становится невозможным. Дифракция без повтора поляризации по правилам электрооптики разрешена только на решетках, векторы которых имеют составляющую на ось z . Это значит, что в условиях эксперимента два дополнительных дифракционных пучка не имеют прямой дифракционной связи с основными пучками. Они обеспечиваются светом от волн рассеяния, векторы которых расположены на конусах b, b' . Такой способ записи, мы полагаем, надо учитывать при объяснении дополнительных дифракционных порядков. Рассеяние в конусы c, c' может не иметь непосредственной связи с небреговским рассеянием, оно может возникать и поддерживаться за счет фотонаведенных голографических центров.

При $15 \leq \varphi \leq 25^\circ$ интенсивности рассеяний в дуги и кольца близки, оба вида рассеяний одинаково конкурентноспособны. Исчезновение половины картины рассеяния при перекрывании одного из лучей означает отсутствие перекрестного взаимодействия; основной пучок не записывает голограмм с лучами (чужими), рассеянными другим основным пучком. Запись, как мы и полагали выше, осуществляется в парном взаимодействии, причем в данном случае только со своими пучками рассеяния. Отсутствие перекрестного взаимодействия можно объяснить тем, что основной пучок через записываемую решетку управляет фазой своего усиливаемого пучка, делая его существенно некогерентным по отношению к другому основному пучку.

Ввиду отсутствия перекрестного взаимодействия интенсивность рассеяния I можно представить в виде суммы двух членов $I'_{1,2} \exp(D_{1,2} + \Gamma_{1,2})$, где индексы 1, 2 относятся соответственно к дуговым и кольцевому рассеяниям. Полагая близость параметров I' , D , Γ дуговых и кольцевых рассеяний (что в случае равнозначного участия, по-видимому, соответствуют действительности), получим $I = 2I'_{1,2} \exp(D_{1,2} + \Gamma_{1,2})$. Надо иметь в виду, что каждое рассеяние 1 и 2 развивается на своих небреговских цилиндрических центрах, ориентированных во взаимно перпендикулярных направлениях. Разумно полагать, что в случаях превалирования кольцевого или дугового рассеяния общее число наведенных центров в единице объема не меньше, т. е. $D \geq D_1 + D_2 \approx 2D_{1,2}$; интенсивность рассеяния будет не менее, чем $I' \exp(2D_{1,2} + \Gamma_{1,2})$. Сравнивая полученные выражения для интенсивностей, определим, что I в случае $15 \leq \varphi \leq 25^\circ$ может быть меньше, чем в случаях $\varphi \leq 15^\circ$ или $\varphi \geq 25^\circ$, в $(2I'_{1,2}I') \exp(-D_{1,2}x)$ раз. Существенное падение интенсивности рассеяния при $15 \leq \varphi \leq 25^\circ$, как видим, можно объяснить нелинейной связью интенсивности рассеяния с числом фотонаведенных центров.

Дифракционная связь (перекрестная и между пучками рассеяния) осуществляется при полном превалировании одного вида рассеяния: кольцевого или дуговых. На это указывает факт сохранения картины рассеяния без существенного изменения ее контраста при перекрытии на входе одного из пучков. Здесь для объяснений следует, по-видимому, привлечь взаимодействие не двух или четырех, а большего числа пучков, которые записывают одну голограмму. Интенсивность облучающих пучков почти полностью перекачивается в рассеяние. В результате пучки рассеяния на какой-то толщине кристалла и на каком-то отрезке времени своего существования становятся более когерентными относительно друг друга. Основные пучки в результате истощения не управляют их фазой. Когерентность делает возможным согласованные многопучковые взаимодействия между рассеянными пучками.

В заключение следует отметить, что подробного обсуждения требуют еще многие частные и общие особенности ФИРС. Однако, как видно из литературных источников, есть пока необходимость выяснить главные причины рассеяния. В статье на конкретных примерах показано, что рассеяние не может быть связано только с голографическим усилением. В создании ФИРС равноправно участвуют два фактора: голографическое усиление и наведенные центры рассеяния. Роль голографического усиления пассивна, она сводится к усилению интенсивности рассеяния, наведенного фотоиндуцированными центрами.

Список литературы

- [1] B. Sturman, M. Gouklov, S. Odulov. Appl. Phys. **В 56**, 193 (1993).
- [2] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский. Автометрия, **4**, 37 (1991).
- [3] I.F. Kanaev, V.K. Malinovsky. Ferroelectrics **170**, 219 (1995).
- [4] И.Ф. Канаев, Н.В. Суровцев. ФТТ **36**, **8**, 2175 (1994).
- [5] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский. ФТТ **34**, **8**, 2528 (1992).
- [6] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский. Автометрия, **4**, 87 (1992).
- [7] Б.И. Стурман. ЖЭТФ **100**, 1071 (1991).
- [8] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский. Автометрия, **4**, 3 (1993).