

УДК 535.215.12:537.226.33

©1994

## МОДЕЛЬ АНИЗОТРОПНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В $\text{LiNbO}_3$

*И.Ф.Канаев, Н.В.Суровцев*

Рассматривается индуцированное рассеяние света, индикатриса которого вытянута в направлениях, параллельных оптической оси ( $z$ ) в  $\text{LiNbO}_3$ . Этот вид рассеяния не объясняется в популярной модели голографического усиления исходного шума. Показано, что рассеяние обусловлено наведенными неоднородностями показателя преломления. Пространственные формы последних оказываются вытянутыми в направлениях, перпендикулярных  $z$ .

При прохождении лазерного пучка через сегнетоэлектрический кристалл  $\text{LiNbO}_3$  возникает сильное фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС). В популярных моделях ФИРС связывается со стационарным голографическим усилением исходного фона рассеяния. Однако такая идея приемлема только для случая нелокального отклика среды на воздействие света [1]. При локальном отклике, что установлено для  $\text{LiNbO}_3$ , в ряде случаев коэффициент голографического усиления в стационарном состоянии обращается в нуль. Возникновение стационарного рассеяния при локальном отклике объясняется в работе [2] (динамическая модель). В этой работе рассеяние связывается с индуцированными нестационарными неоднородностями показателя преломления  $\Delta n$ . Свет, рассеянный каждой неоднородностью, претерпевает нестационарное голографическое усиление.

В настоящей работе предлагается дальнейшая разработка динамической модели ФИРС. Исследуется случай наиболее интенсивного для  $\text{LiNbO}_3$  вида рассеяния без поворота поляризации. Экспериментально установлено, что коэффициент голографического усиления не превышает 10. Эта величина в моделях стационарного голографического усиления исходного голографического шума должна быть порядка  $10^4 - 10^6$ .

### 1. Эксперимент

Опыты проведены на образце Y-среза  $\text{LiNb}_3\text{:Fe}$  (0.1 вес.%, в дальнейшем Fe-образец) толщиной  $h = 0.6$  мм и образце  $\text{LiNbO}_3\text{:Cu}$  (0.1 вес.%, Cu-образец),  $h = 1$  мм. Образцы помещались в кювету с водой, чтобы избежать поверхностных электрических пробоев, вносящих в измерения нестабильность. Облучение проводилось параллельно оси Y лучом аргонового лазера ( $\lambda = 0.514$  мкм). Интенсивность входящего

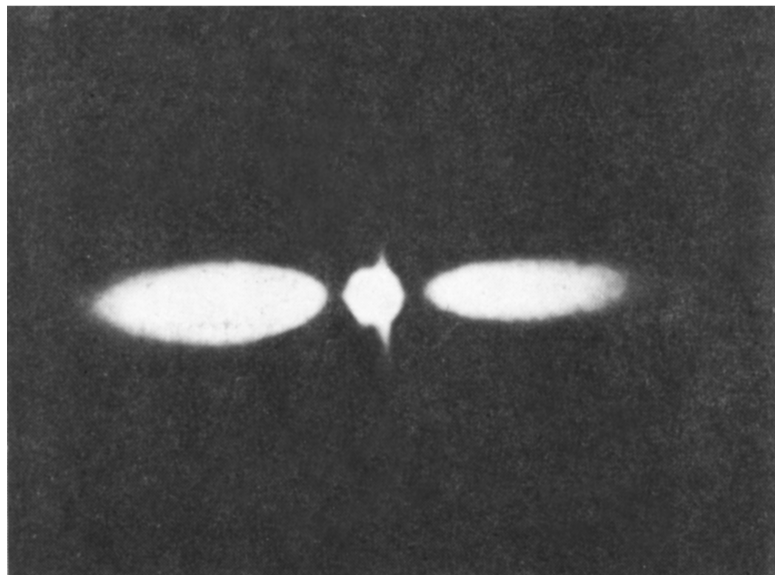


Рис. 1. Стационарное рассеяние  $e$ -луча.

в образец пучка  $10 \text{ Вт/см}^2$ , освещаемая площадь  $2 \text{ мм}^2$ . Некоторые характеристики ФИРС и голографической записи на исследуемых образцах имеются в [2,3].

В данной работе исследовалось рассеяние обыкновенного ( $o$ ) и необыкновенного ( $e$ ) лучей без поворота поляризации. Наиболее интенсивным является рассеяние, индикатриса которого вытянута в направлениях, близких к  $z$ . Будем обозначать это рассеяние для  $o$ -луча  $o-o(\parallel Z)$ , для  $e$ -луча  $e-e(\parallel Z)$ .

Характерный вид рассеяния  $e$ -луча, проходящего через образец  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ , представлен на рис. 1. В этом опыте интенсивность проходящего пучка уменьшилась по отношению к исходной на 90%. Из них 60% ушло в рассеяние  $e-e(\parallel Z)$ . В Fe-образце этот вид рассеяния наиболее активен — в него уходит не менее 95% мощности пучка. Зависимость распределения интенсивности по круговому сечению от угла с осью  $Z$  в Si-образце представлена на рис. 2 (угол с направлением облучающего пучка равен  $8^\circ$ ).

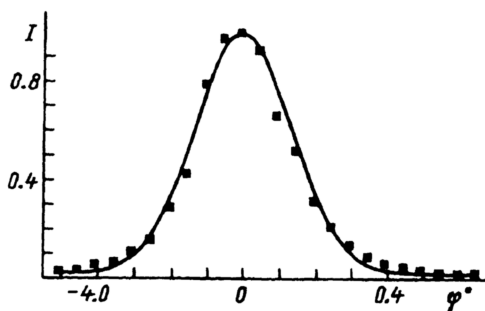


Рис. 2. Угловое распределение рассеяния.  
Точки — экспериментальные данные.

При облучении  $o$ -лучом стационарное рассеяние в  $\text{Cu}$ -образце слабое. В  $\text{Fe}$ -образце рассеяние  $o-o(\parallel Z)$  активно и имеет особенность: в отличие от  $e-e(\parallel Z)$  оно вытянуто вдоль прямой, имеющей с осью  $Z$  некоторый угол. Величина этого угла, по данным работ [2,4], составляет примерно  $15-18^\circ$ . Наши измерения распределения интенсивностей показывают, что угол между максимумами рассеяний  $o-o(\parallel Z)$  и  $e-e(\parallel Z)$  составляет  $10-12^\circ$ .

При изменении направления облучения, как известно, должно нарушиться условие Брэгга для голографических решеток, записанных при взаимодействии основного пучка с рассеянными. После изменения направления основной пучок будет испытывать рассеяние без голографического усиления. В опытах измерения проводились за времена, которые значительно меньше времен записи новых неоднородностей и решеток. Начиная с угла  $\alpha \gtrsim 4^\circ$  интенсивность рассеяния прекращала уменьшаться и достигала постоянной величины. Отношение интенсивностей рассеяния при  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha \gtrsim 4^\circ$  мы будем называть голографическим усилением. Оно в области максимума интенсивности варьировалось в разных опытах от 7 до 13.

Была использована другая возможность выяснить фотоиндуцированное рассеивающее действие облученной области. Она заключалась в использовании для зондирования слабого луча гелий-неонового лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм), который не удовлетворяет условию Брэгга для шумовых голограмм, записанных при  $\lambda = 0.514$  мкм. Наблюдаемая индикатриса рассеяния зондирующего луча аналогична рассеянию луча аргонного лазера. Она тоже вытянута вдоль  $Z$ .

Существование 10%-ного рассеяния не может быть объяснено дифракцией на голограммах, записанных пучками рассеяния. Для этого каждый пучок рассеяния должен иметь интенсивность порядка 10% от основного. Это видно из соотношений экспериментальных

$$\eta_{pp} I_0 / \eta_{0p} I_0 \simeq 10^{-1}$$

и оценочных из формулы Когельника

$$\eta_{0p} \sim I_0 I_p, \quad \eta_{pp} \sim I_p I_p.$$

Следовательно,

$$I_p / I_0 = \eta_{pp} / \eta_{0p} \simeq 10^{-1},$$

здесь  $I_0$ ,  $I_p$  — интенсивности пучков основного и рассеянного;  $\eta_{0p}$ ,  $\eta_{pp}$  — дифракционная эффективность решеток, записанных соответственно пучками основным, рассеянным и рассеянными.

Существование рассеяния в отсутствие голографического усиления позволяет предположить, что в процессе облучения наводятся центры рассеяния. Для создания рассеяния, вытянутого вдоль  $Z$ , эти центры должны быть анизотропными. Согласно предположениям [2], центры возникают за счет шумовой интерференции. Мы исследовали под микроскопом распределение интенсивности облучающего пучка на выходной грани кристалла. В начальный момент облучения интенсивность однородна. С течением времени появляются яркие максимумы и практически стопроцентные минимумы, вытянутые в среднем поперек

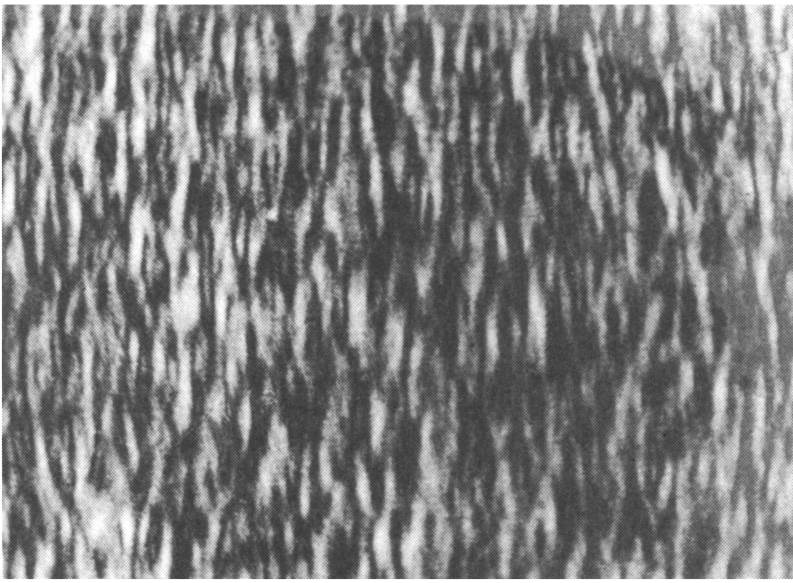


Рис. 3. Микрофотография распределения интенсивности.

оси  $Z$ . В равновесном состоянии (рис. 3) они испытывают плавную (с максвелловским временем) перестройку без существенных изменений картины распределения. Средний размер световых неоднородностей в направлениях, параллельных  $Z$ , составляет  $\sim 2$  мкм. Подчеркнем, что аналогичная структура только с меньшим контрастом наблюдается в облученном кристалле и в белом свете.

## 2. Модель

При облучении кристалла, кроме основного пучка, имеются слабые дополнительные пучки рассеяния. В результате многолучевой интерференции распределение света становится неоднородным. Математически многолучевая интерференция описывается суммой или, как часто выражаются, набором решеток  $E_i E_j e^{ik_{ij}\tau}$ . В местах пересечения максимумов многих решеток интенсивность может оказаться значительно выше средней, она пропорциональна  $IN^2$  ( $N$  — число пучков с интенсивностью  $I$ ). Связь  $\Delta n$  с интенсивностью в  $\text{LiNbO}_3$  нелинейна во времени  $\Delta n \sim (-t/\tau)$ , где  $\tau$  — характерное максвелловское время  $\tau \sim I^{-1}$ . Вследствие последних двух факторов на каком-то этапе времени облучения  $\Delta n$  не может быть выражена через решетки, заданные исходными световыми пучками. Для описания необходимо ввести дополнительные, в общем случае хаотически распределенные, образования  $\Delta n$ , которые будут являться центрами рассеяния. Эти центры приводят к изменению распределения интенсивности и соответственно к новому набору световых решеток. В нелинейности записи этих решеток будет уже сказываться наличие фона  $\Delta n$ , наведенного предыдущим облучением. Если связь между  $\Delta n$  и  $I$  не испытывает насыщения (например,  $\Delta n \sim I$ ) и имеется обратная связь (пояснение о которой будет дано ниже), то процесс перестройки в распределениях  $\Delta n$  и  $I$  может

длиться бесконечно. Это краткая аннотация модели ФИСР, предлагаемой в работе [2].

Выше было приведено дополнительное подтверждение модели: прямое наблюдение показывает, что в процессе облучения возникают мигрирующие световые максимумы и минимумы. Ниже мы более подробно, чем в [2], обсудим связь распределения интенсивности рассеяния с параметрами, определяющими процесс фоторефракции.

Рассеяние в стационарном состоянии, как можно понять из [2], является результатом установления самосогласованного или самоподдерживающегося режима: распределения  $\Delta n$  и  $I$  воспроизводят друг друга. Однозначного, точного воспроизведения быть не может, так как прямая  $\Delta n(I)$  и обратная  $I(\Delta n)$  связи управляются разными физическими законами. Первая определяется механизмами записи, вторая — законами оптики. Воспроизводится только общий характер структур распределений.

Почти все свойства, определяющие фоторефракцию, анизотропны. Анизотропными, например, являются световые фигуры многолучевой интерференции. Среди них имеются и вытянутые в относительно разных направлениях формы. За счет анизотропного механизма записи в  $\Delta n$  отобразятся фигуры определенных направлений. Индуцированные с таким выбором центры  $\Delta n$  подкорректируют направления вытянутости фигур интерференции. Проиллюстрируем это предположение.

Для примера рассмотрим центры  $\Delta n$  в виде цилиндров. Пусть они расположены в плоскости  $XZ$  и их оси ориентированы вдоль направления  $X$ . Основная волна, распространяющаяся вдоль  $Y$ , будет рассеиваться на них в направлениях, лежащих в плоскости  $YZ$ , перпендикулярной образующим цилиндров. Максимумы интенсивности интерференции в данном случае имеют цилиндрические формы, ориентированные вдоль  $X$ . При наличии углового разброса направлений расположения цилиндров относительно  $X$  такой же угловой разброс относительно  $Z$  будет иметь место в распределении рассеяния.

На рис. 4 приведен результат машинного расчета распределения интенсивности при интерференции 11 лучей. Направления лучей выбраны так, чтобы они расположились в пределах экспериментально наблюдаемого рассеяния. Темные и светлые области показывают интенсивность выше и соответственно ниже определенного уровня. На рис. 4, *a*, *b* показаны распределения в плоскости, параллельной ( $YZ$ ) и перпендикулярной ( $XZ$ ) основному лучу. Видно, что световые фигуры интерференции, так же как и предполагаемые рассеиватели, вытянуты в направлениях, близких к  $X$ . Подчеркнем, что результаты машинного расчета (рис. 4, *b*) по внешнему виду похожи на экспериментально наблюдаемую под микроскопом картину распределения интенсивности. В рассматриваемом случае возможна реализация механизма самоподдержания — рассеяние на вытянутых центрах  $\Delta n$ , ориентированных в каком-либо направлении, приводит к созданию также ориентированных максимумов интенсивности света и, следовательно, максимумов  $\Delta n$ .

Рассмотрим стационарную картину рассеяния, подразумевая под голографическим усилением его усредненное по времени значение. Для упрощения будем рассматривать рассеяние в виде распределения  $N(y, \theta, \varphi)$  пучков с фиксированной интенсивностью  $i$  (здесь  $\theta$  — угол между рассеянной и основной волной,  $\varphi$  — угол между проекцией

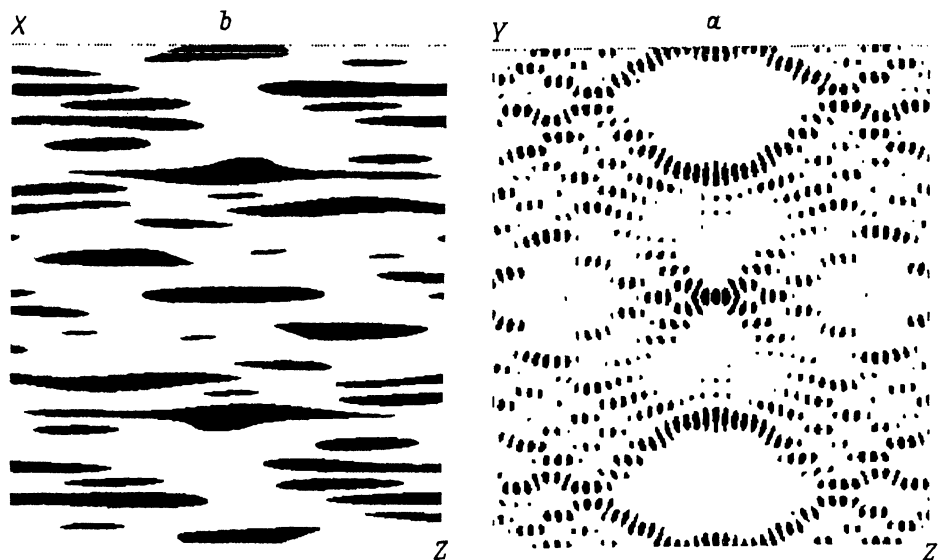


Рис. 4. Расчетное распределение интенсивности при взаимодействии 11 лучей.

рассеянного светового пучка на плоскость  $XZ$  и осью  $Z$ ; рис. 5). Индуцированные центры рассеяния представим в виде цилиндров с  $\Delta n$ , зависящим только от ориентации цилиндра. Будем рассматривать цилиндры, расположенные параллельно плоскости  $XZ$ . Так, ориентированные цилиндры имеют наибольшее сечение рассеяния для основного пучка. Введем  $\rho(y, \varphi')$  — распределение фотоиндуцированных центров ( $\varphi'$  — угол между осью  $X$  и осью цилиндра). Входную грань кристалла поместим в  $y = 0$ ,  $y_0$  обозначим толщину кристалла. Изменение распределения рассеяния при прохождении толщины  $dy$  определяется двумя факторами: голографическим усилением  $\eta$  (оно при описании рассеяния фиксированными по интенсивности пучками выражается изменением количества пучков, идущих в заданном направлении) и

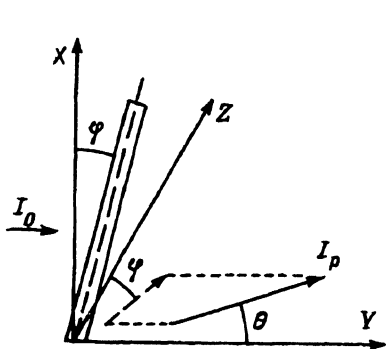


Рис. 5. Иллюстрация расположения цилиндрической неоднородности и направлений облучения  $I_0$  и рассеяния  $I_p$ .

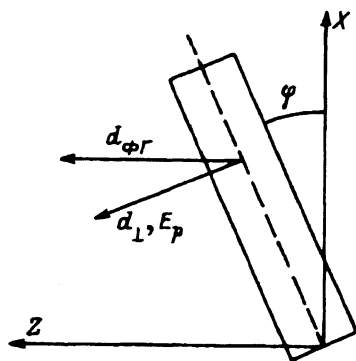


Рис. 6. Иллюстрация расположения неоднородностей и направлений фотогальванических токов и электрических полей.

рождением пучков  $V$  на центрах рассеяния

$$\frac{dN(y, \theta, \varphi)}{dy} = V(y, \theta, \varphi) + \eta(y, \theta, \varphi). \quad (1)$$

На цилиндре, ориентированном под углом  $\varphi'$ , основной пучок, рассеиваясь, должен дать пучки рассеяния  $N(y, \theta, \varphi)$  с  $\varphi = \varphi'$  (формально считаем, что в  $\rho(y, \varphi)$   $\varphi'$  меняется от 0 до  $2\pi$ ). Учтем, что в соответствии с формулой Френеля рассеяние на неоднородности пропорционально  $\Delta n_p^2(\varphi)$ . Введем  $\omega(\theta)$  — зависимость интенсивности рассеяния на индуцированном центре от угла между основным и рассеянным лучами. Будем учитывать только фотоиндуцированные неоднородности  $\Delta n$ . Тогда

$$V(y, \theta, \varphi) \sim \rho(y, \varphi) \Delta n_p^2(\varphi) \omega(\theta) I_0, \quad (2)$$

где  $I_0$  — интенсивность основного пучка.

Распределение  $\rho(y, \varphi)$  образуется в результате многолучевой интерференции пучков рассеяния, расположенных в плоскости, образующей угол  $\varphi$  с осью  $Z$ . Эту связь мы выразим в виде

$$\rho(y, \varphi) \sim \int_0^\pi N(y, \theta, \varphi) d\theta, \quad (3)$$

$\eta$  может быть записана как

$$\eta(y, \theta, \varphi) \sim \Delta n_g(\theta, \varphi) N(y, \theta, \varphi) I_0, \quad (4)$$

где  $\Delta n_g(\theta, \varphi)$  характеризует запись голограммы пучком с интенсивностью  $i$ , распространяющимся в направлении  $(\theta, \varphi)$ .

Изменением интенсивности основного пучка пренебрежем, поскольку мы выясняем только относительное угловое распределение рассеяния. В таком случае получаем

$$\frac{dN(y, \theta, \varphi)}{dy} = \beta_1 \Delta n_p^2(\varphi) \omega(\theta) \int_0^\pi N(y, \theta', \varphi) d\theta' + \beta_2 \Delta n_g(\theta, \varphi) N(y, \theta, \varphi), \quad (5)$$

где  $\beta_1, \beta_2$  — некоторые коэффициенты.

Известно, что  $\Delta n$  в  $\text{LiNbO}_3$  пропорционально наведенному фотогальваническому току, текущим вдоль  $z$ , электрическому полю. В плоской или цилиндрической освещенной области фотогальванический ток можно представить в виде двух составляющих — продольной и поперечной. Для рассматриваемой задачи важной является поперечная составляющая электрического поля. Для цилиндрической области, согласно рис. 6, можно записать

$$E_{pz} = \alpha_1 \cos^2 \varphi, \quad E_{px} = \alpha_1 \sin \varphi \cos \varphi, \quad (6)$$

где  $\alpha_1$  — некоторый коэффициент.

Аналогично можно вычислить составляющие электрического поля для штрихов голографической решетки, записываемой основным лучем и рассеянным в направлении  $(\theta, \varphi)$

$$E_{gz} = \alpha_2 \cos^2(\theta/2) \cos^2 \varphi, \quad E_{gx} = \alpha_2 \cos^2(\theta/2) \cos \varphi \sin \varphi. \quad (7)$$

Учитывая, что рассеяние происходит в небольшие углы (угол полного внутреннего отражения  $\sim 26^\circ$ ), положим в (7)  $\cos^2 \theta/2 \simeq 1$ . Тогда решение уравнения (5) можно записать в виде

$$N(y, \theta, \varphi) = I(y, \varphi) \omega(\theta),$$

где  $I(y, \varphi)$  отвечает уравнению

$$\frac{dI(y, \varphi)}{dy} = \beta_3 [\Delta n(\mathbf{E}_p(\varphi))]^2 I(y, \varphi) + \beta_2 \Delta n(\mathbf{E}_g(\varphi)) I(y, \varphi). \quad (8)$$

Решение (8) зависит от распределения  $I(0, \varphi)$  на входе в кристалл. Согласно представлениям, изложенным в [2], на  $I(0, \varphi)$  оказывает влияние свет, отраженный от граней кристалла и окружающих его предметов. В результате этого образуется обратная связь: неоднородное, меняющееся во времени, распределение интенсивности, созданное происходящими в объеме процессами, передается в распределение, действующее на входе. Обратная связь может внести дополнительную анизотропию: например, свет, отраженный от выходной, а затем от входной граней, дополняет  $I(0, \varphi)$  распределением, имеющимся на выходе. Однако последовательное рассмотрение этого случая требует учета в уравнениях изменения интенсивности основного пучка и поэтому здесь рассматриваться не будет. Будем полагать, что на входе распределение рассеяния изотропно, и тем самым определим роль внутренних факторов. При таком предположении решение (8) принимает вид

$$I(y, \varphi) = I(0) \exp \left\{ \left[ \beta_3 [\Delta n(\mathbf{E}(\varphi))]^2 + \beta_2 \Delta n(\mathbf{E}_g(\varphi)) \right] y \right\}. \quad (9)$$

Рассматривая (9) для случая, когда основной пучок является необыкновенным, т.е.

$$\Delta n(\mathbf{E}) = r_{33} E_z, \quad (10)$$

получим зависимость от угла  $\varphi$ , которая максимальна при  $\varphi = 0$ , что соответствует рассеянию, вытянутому вдоль  $Z$

$$I(\varphi) \sim e^{(\gamma \cos^4 \varphi + g \cos^2 \varphi)}, \quad (11)$$

где  $\gamma, g$  — коэффициенты. Второе слагаемое в показателе экспоненты описывает влияние голографического усиления; из сравнения с описанным в работе экспериментом  $g \sim 2$ . Отнормированная зависимость (11) при  $g = 2$  и  $\gamma = 4$  представлена на рис. 2 сплошной линией.

В случае обыкновенного основного пучка

$$\Delta n \sim r_{22} \cos \varphi \sin \varphi + r_{13} \cos^2 \varphi$$



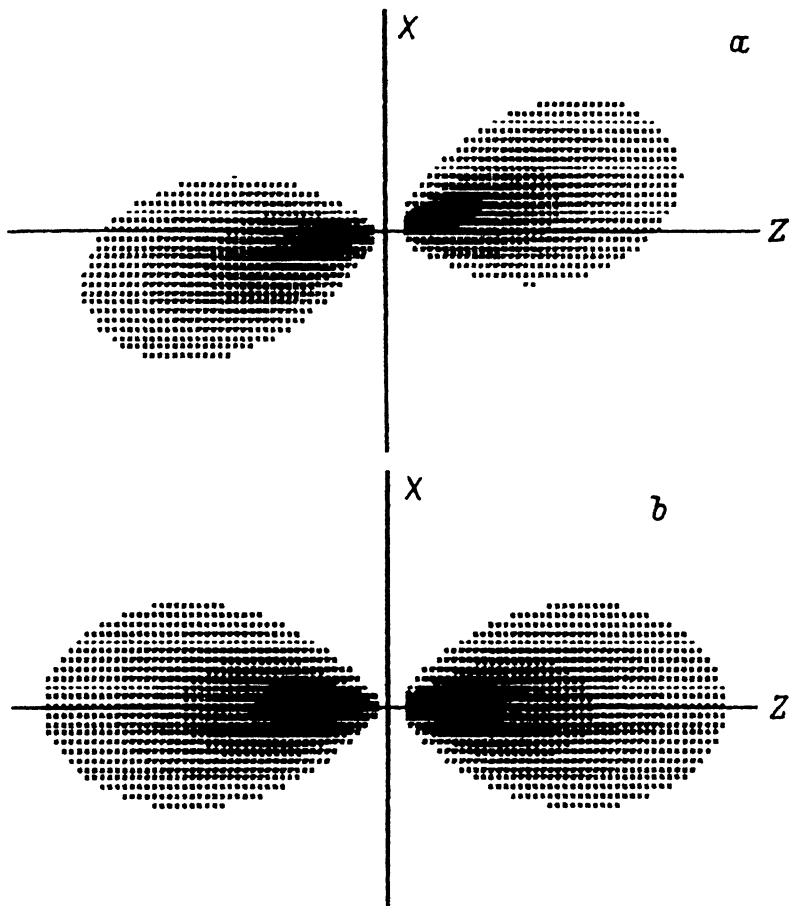


Рис. 7. Расчетное распределение рассеяний  $e-e(\parallel Z)$  (а) и  $o-o(\parallel Z)$  (б).

решение (11) имеет тот же вид с заменой  $\cos^2 \varphi$  на  $r_{22} \cos \varphi \sin \varphi + r_{13} \cos^2 \varphi$ . В этом случае легко вычислить, что максимальное рассеяние для  $\text{LiNbO}_3$  ( $r_{22}/r_{13} = 0.4$ ) достигается при  $\varphi = 11^\circ$ , что хорошо совпадает с экспериментом.

Был сделан численный расчет распределения интенсивности рассеяния (рис. 7). При этом учитывалось, что разные пучки рассеяния имеют разную длину взаимодействия с основным пучком. Она ограничена из-за конечных размеров сечения основного пучка.

В заключение подчеркнем, что в литературе внимание в основном уделено объяснению менее интенсивных рассеяний, проявляющихся в более специфических условиях по сравнению с  $o-o(\parallel Z)$  и  $e-e(\parallel Z)$ . Последние не согласуются с идеями модели стационарного голографического усиления исходного фона рассеяния. В динамической модели, как мы видим, эти виды рассеяния (и др. [2]) находят объяснение. Предположения, делаемые в этой модели, подтверждаются опытными данными, а расчетные характеристики рассеяния соответствуют экспериментальным зависимостям.

Авторы благодарят Международный благотворительный фонд «Культурная инициатива» (Фонд Сороса) за частичную финансовую поддержку работы.

#### Список литературы

- [1] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 113-137.
- [2] Канаев И.Ф., Малиновский В.К. // Автометрия. 1991. № 4. С. 37-48.
- [3] Канаев И.Ф., Малиновский В.К. // ФТТ. 1992. № 8. С. 2529-2537.
- [4] Хатьков Н.Д., Шандаров С.М. // Автометрия. 1983. № 2. С. 61-64.

Институт автоматики  
и электрометрии СО РАН  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
31 марта 1993 г.  
В окончательной редакции  
20 октября 1993 г.