

УДК 535.215.12 : 537.226.33

И. Ф. Канаев, В. К. Малиновский

(Новосибирск)

## МЕХАНИЗМЫ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННО-АНИЗОТРОПНОГО РАССЕЙЯНИЯ В $\text{LiNbO}_3$

Исследовано поляризационно-анизотропное (ПА) рассеяние света, т. е. рассеяние с поворотом поляризации. Приведены данные, показывающие существенное различие временных характеристик развития ПА- и ПИ (поляризационно-изотропное) -рассеяний. Для ПА-рассеяния характерна длительная временная задержка начала развития и более длинные (в 5—10 раз) времена достижения равновесного состояния. В предложенной модели ПА-рассеяние связывается с шумовыми флуктуирующими полями, направленными перпендикулярно оси Z, которые наведены фотогальваническим током, текущим параллельно Z. Рассеянный на шумовых полях свет претерпевает нестационарное голографическое усиление. Запись голограмм осуществляется за счет взаимодействия лучей ПА-, ПИ-рассеяний и основного. Показано, что в случае ПА-рассеяния в качестве рассеивающих центров могут выступать и голографические решетки. Запись последних осуществляется лучами ПА-рассеяния, при этом условия Брэгга выполняются только для основного пучка. На основании опытных данных утверждается, что запись голограмм в  $\text{LiNbO}_3$  осуществляется только за счет скалярной интерференции. Обсуждены причины, приводящие к рассеянию обыкновенной волны в необыкновенную и наоборот.

**Введение.** В последнее время уделяется внимание интенсивному поляризационно-анизотропному (ПА) рассеянию, т. е. рассеянию с поворотом поляризации, наблюдаемому в сегнетоэлектрических кристаллах. Наиболее изучен в этом плане  $\text{LiNbO}_3$ . Считается, что ПА-рассеяние, как и поляризационно-изотропное (т. е. без изменения поляризации) (ПИ) рассеяние, связано с голографическим усилением исходного стационарного шумового рассеяния. Однако прямой голографический опыт [1] показывает, что слабые пучки (которые имитируют исходное рассеяние) в  $\text{LiNbO}_3$  претерпевают лишь кратковременное переходное, нестационарное усиление. Для объяснения результатов ПИ-рассеяния в [2] предложена динамическая модель. В ней рассеяние связывается с нестационарными фотоиндуцированными рассеивающими центрами.

В настоящей работе качественно обосновывается динамическая модель ПА-рассеяния, выясняется физическая схема этого явления в  $\text{LiNbO}_3$ . Приводится ряд экспериментальных фактов, ранее широко не обсуждавшихся.

Для описания введен ряд сокращений: лучи  $o, e$  (обыкновенный и необыкновенный); рассеяние  $o-e, o-o, e-e, e-o$  (первая буква означает поляризацию основного, а вторая — рассеянного лучей);  $k_o, k_p$  — волновые векторы основной и рассеянной волн;  $k_j$  — вектор голографической или интерференционной световой решетки  $k_j = k_i - k_s$ , и используются кристаллофизические оси координат.

**Эксперименты.** Большая часть описанных ниже опытов проведена на образцах Y-среза  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  (0,1 вес. %) толщиной  $h = 0,6$  мм и  $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$  (0,1 вес. %),  $h = 1$  мм, сокращенно будем называть их  $\text{Fe}_{06}$ -образец и  $\text{Cu}_1$ -обра-

зед. Данные по записи голограмм, ПИ-рассеяния и другие на этих образцах приведены в [1—4]. Облучение проводилось в направлении, перпендикулярном оси  $Z$ , лучом аргонового лазера с длиной волны  $\lambda = 0,514$  нм. Ниже будут обсуждаться наиболее интенсивные виды рассеяния, которые в литературе в той или иной степени описаны.

*Характеристики рассеяния в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ .* Схематическое изображение рассеяния при облучении  $o$ -пучком приведено на рис. 1, *a*. Плотность линий соответствует примерному относительному распределению интенсивности. Рассеяние в форме квадрата с разрывами вблизи осей  $X$  и  $Z$  имеет относительно небольшую интенсивность и визуально выделяется в некоторых условиях опытов слабо. Высокую интенсивность имеет рассеяние, вытянутое в направлении, близком к оси  $Z$ . Оно поляризационно-изотропно, обозначим его как  $o-o(\parallel Z)$ . Наиболее сильным может быть рассеяние с поворотом поляризации  $o-e(\perp Z)$ . Оно вытянуто перпендикулярно оси  $Z$ , и его интенсивность сильно зависит от толщины кристалла. Так, при  $h \approx 0,4$  см имеется только сильное рассеяние  $o-o(\parallel Z)$ ,  $o-e(\perp Z)$  практически отсутствует. В  $\text{Fe}_{06}$ -образце оба вида рассеяний сравнимы. При  $h \approx 0,8$  мм в рассеяние  $o-e(\perp Z)$  уходит практически вся интенсивность облучающего пучка. Характерный вид стационарного рассеяния при облучении  $\text{Fe}_{06}$ -образца представлен на рис. 1, *b*.

Наблюдается существенное различие временных характеристик рассеяний  $o-e(\perp Z)$  и  $o-o(\parallel Z)$ ,  $e-e(\parallel Z)$ . Под последним подразумевается рассеяние, возникающее при облучении кристалла  $e$ -лучом, оно составляет около 95 % рассеянного света. Изменение во времени интенсивности  $I$  (пунктирная кривая на рис. 2) проходящего через кристалл  $e$ -пучка можно считать характеристикой интегрального  $e-e(\parallel Z)$ -рассеяния. Аналогичная характеристика (кривая  $I$ ) для  $o$ -пучка сложнее. При облучении  $o$ -пучком сначала развивается только  $o-o(\parallel Z)$ -рассеяние (кривая  $I'$ ). Как можно понять из кривых (полученных при одинаковых интенсивностях), характерные времена ( $\tau_n$ ) развития рассеяний  $o-o(\parallel Z)$  и  $e-e(\parallel Z)$  сравнимы. Рассеяние  $o-e(\perp Z)$  (кривая  $I''$ ) начинает развиваться через некоторое время задержки  $t \approx (4 + 6)\tau_n$ . Его характерное время развития  $\tau_n$  превышает  $\tau_n$  в 5—8 раз. Отметим, что задержка имеется только в случае первого облучения области кристалла (ранее не подвергавшейся облучению). При повторных облучениях (после длительного стирающего облучения  $e$ -лучом или после облучения  $e$ -лучом ранее не облученной области, или после изменения угла падения облучающего пучка) задержка не обнаруживается. При этом характерное время  $\tau_n$  остается тем же самым. Описанные выше характеристики хорошо воспроизводимы.

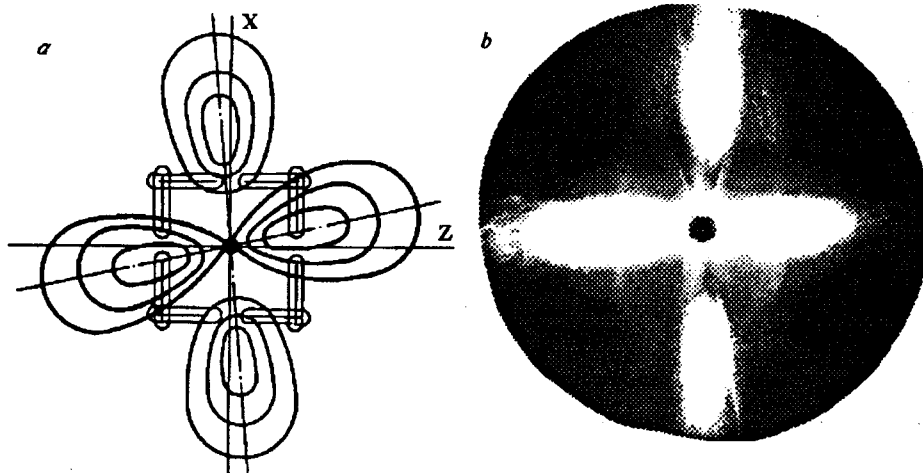


Рис. 1. Рассеяние  $o$ -луча в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

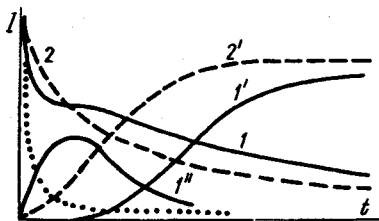


Рис. 2. Зависимость от времени интенсивностей основного  $o$ -пучка (кривая 1),  $o-e(\perp Z)$ -рассеяния (кривая 1'),  $o-o(\parallel Z)$ -рассеяния (1'') при первом облучении и основного  $o$ -пучка (2) и  $o-e(\perp Z)$ -рассеяния (2') при повторном облучении.

Пунктирная кривая — интенсивность основного пучка при облучении  $e$ -пучком; кривые рассеяний не нормированы

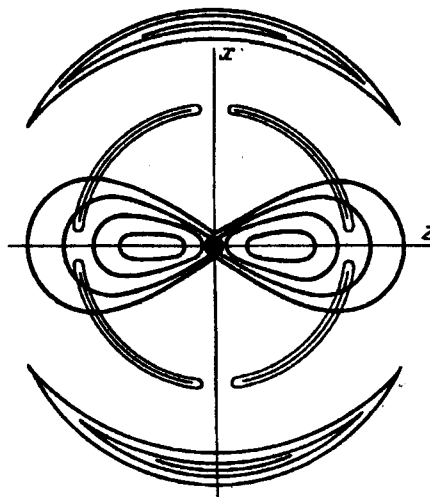


Рис. 3. Рассеяние  $e$ -луча в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$

**Характеристики рассеяния в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$ .** В образце  $\text{Cu}_1$   $o$ -пучок претерпевает  $o-o(\parallel Z)$ -рассеяние, но только в начале экспозиции. При подходе к равновесному состоянию  $o$ -пучок почти полностью восстанавливается.

При облучении  $e$ -пучком возникает стационарное  $e-e(\parallel Z)$ -рассеяние (рис. 3), которое, как и в  $\text{Fe}$ -образцах, развито сильно. Отличие заключается в том, что при длительном облучении в  $\text{Cu}_1$ -образце появляется и интенсивное ПА-рассеяние  $e-o$ , имеющее форму кольца с относительно широкими разрывами на пересечениях с осью  $Z$ . Кольцевое рассеяние  $e-o(K)$  при облучении ранее не засвеченной области появляется также с задержкой и имеет большее относительно  $\tau_n$  характерное время развития  $\tau_s \approx (6 + 8)\tau_n$ . После светового стирания  $o$ -лучом и при последующем повторном облучении  $e$ -лучом кольцевое рассеяние восстанавливается без задержки за времена порядка  $\tau_n$ . Интегральная интенсивность рассеяния  $e-o(K)$  в  $\text{Cu}_1$ -образце в некоторых условиях достигает 50 % от исходной прошедшей через кристалл интенсивности.

В первые моменты облучения  $e$ -пучком (за времена порядка  $\tau_n$ ) возникает также кольцевое рассеяние меньшего диаметра (его поляризация смешанная). Во многих условиях опытов оно проявляется слабо, а в стационарном состоянии практически исчезает.

**Голографические характеристики.** Из голографических опытов, проведенных по методике [1, 4], отметим следующие факты. Характерные времена ( $\tau_n$ ) записи поляризационных голограмм (облучение пучками со взаимно перпендикулярными поляризациями  $k_{12} \perp Z$ ) отличаются от введенных выше  $\tau_n, \tau_s$ . Для случая образцов  $\text{FeO}_6$  и  $\text{Cu}_1$  выполняется соотношение  $\tau_n \leq \tau_n < \tau_s$ .

При распространении слабого  $o$ -пучка по пути, совпадающему или существенно не совпадающему с одним из лучей рассеяния  $e-o(K)$  в  $\text{Cu}_1$ -образце, существенных различий в характеристиках нестационарного усиления не наблюдается (в первом случае оно несколько меньше). Голографическая характеристика, выделяющая первый случай, заключается в том, что  $e$ -луч дифрагирует на записанной решетке одновременно в два направления (дифрагированные  $o$ -лучи приходят в кольцо в диаметрально противоположных точках). Такие решетки, как известно, получили название параметрических.

Как видно из данных рис. 1, в  $\text{Fe}$ -образце рассеянный свет  $o-e(\perp Z)$  отсутствует вблизи облучающего пучка. Отметим, что в некоторых случаях граница интенсивности рассеянного света в этой области оказывается довольно резкой. Голографический эксперимент не показывает каких-либо различий в

характеристиках  $e$ -пучка в случаях его расположения в теневой и интенсивно освещенной областях.

*Некогерентность пучков рассеяния.* Обращает на себя внимание тот факт, что пучки рассеяния, имея пространственно ограниченную форму, не испытывают перерассеяния. Облучение кристалла пучком, подобным рассеянному, вызывает рассеяние этого пучка.

Модель. Как можно понять из [2], ПИ-рассеяние является результатом невозможности однозначного согласования распределений  $\Delta n$  и  $I$ . В фоторефрактивной среде  $\Delta n$  является функцией  $I$ , эта связь определяется механизмами изменений  $\Delta n$ . Обратную связь между  $I$  и  $\Delta n$  определяют законы оптики. Разные законы прямой ( $\Delta n$  от  $I$ ) и обратной ( $I$  от  $\Delta n$ ) связи приводят к тому, что равновесное состояние может не сводиться к постоянным во времени значениям  $\Delta n$  и  $I$  в каждой точке. Пусть, например, в начальный момент облучения, кроме основного облучающего пучка, имеются случайные малоинтенсивные шумовые пучки рассеяния (они могут быть зарожены вне фоторефрактивной среды). В результате взаимодействия основного и случайных пучков возникают шумовые интерференционные максимумы. В некоторых из них, согласно уравнениям интерференции, интенсивность оказывается значительно большей, чем в исходном пучке. Изменения  $\Delta n$  в областях максимумов и минимумов шумовой интерференции будут являться в общем случае рассеивающими центрами. Рассеяние на этих центрах, в свою очередь, меняет распределение интенсивности и случайных интерференционных максимумов. При наличии обратной связи (например, за счет отражений от поверхностей кристалла и окружающих его предметов) между изменениями  $I$ , происходящими внутри кристалла, с интенсивностью на входе в кристалл процесс перестройки  $\Delta n$  и  $I$  может длиться бесконечно.

В [2] показано, что в  $\text{LiNbO}_3$  рассеяние происходит именно на фотоиндуцированных центрах. Центры определяют пространственное распределение, а явление голографического усиления — величину интенсивности рассеяния. Это подтверждается, например, таким фактом: интенсивность рассеяния зондирующего луча (имеющего отличную от записывающего длину волны) оказывается более чем на порядок выше исходной, имеющейся до облучения.

Практически очевидно, что по описанной выше схеме рассеяние может индуцироваться при любых связях  $\Delta n$  и  $I$ , анизотропных свойствах и механизмах изменения  $\Delta n$ . Однако конкретные характеристики фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) могут сильно меняться в зависимости от отмеченных факторов, и для выяснения принципов ПА-рассеяния необходим дополнительный анализ. Вопрос о ПА-рассеянии неоднократно обсуждался в литературе, и при этом за основу брались некоторые свойства сегнетоэлектриков, и в частности однозначно недоказанные. В связи с этим есть необходимость кратко обсудить общие причины ПА-рассеяния.

Будем исходить из общепринятого положения о том, что запись голограмм и рассеивающих центров в сегнетоэлектриках происходит за счет индуцирования светом электрических полей. Примем во внимание также свойства, связанные с электрооптическим эффектом: в  $\text{LiNbO}_3$  [5] дифракция (а также рассеяние) с поворотом поляризации осуществляется только при  $X$ ,  $Y$ -составляющих электрических полей; при  $Z$ -составляющих возможна дифракция только без поворота поляризации.

Известно, что сегнетоэлектрические кристаллы под действием света генерируют электрический ток  $j^*$ , называемый фотогальваническим. Прямые измерения многих авторов показывают, что в  $\text{LiNbO}_3$  составляющие  $j_{x,y}^*$  малы по сравнению с  $j_z^*$  ( $j_{x,y}^* \leq 10^{-1} j_z^*$ ). Эти токи оказываются недостаточными для

возбуждения полей экспериментально наблюдаемых голографических решеток при ориентации  $k_{12} \perp Z$ . Недостаточными являются и диффузионные токи. В наиболее популярных к настоящему времени объяснениях запись ПА-решеток  $k_{12} \perp Z$  связывают с циркулярным ФГ-током [6]. Последний является

следствием специфичности предполагаемой связи ФГ-тока с полем световой волны  $\vec{E}$  [7]:

$$j_i^* = \beta_{ijk} \vec{E}_j \vec{E}_k. \quad (1)$$

Однако модельные описания, в основе которых лежит ток (1), встречаются в практике непреодолимые противоречия, например, в  $\text{LiNbO}_3$  осуществляется запись высокоэффективных голограмм в условиях, разрешенных и запрещенных тензором  $\beta_{ijk}$  [3]. Далее модель предсказывает стационарное усиление слабых пучков при  $k_{12} \perp Z$ ; в опытах оно оказывается нестационарным [1].

Для объяснения записи решеток  $k_{12} \perp Z$  в [3, 4] принимается во внимание то, что ток  $j_z^*$  может генерировать не только поля, параллельные  $Z$  ( $E_z^* = \kappa\beta I/\sigma$ ), а также в определенных условиях имеющие составляющие на оси  $X, Y$  ( $E_{x,y}^* = E_z^* \cos\varphi$ ), но и шумовые знакопеременные поля  $E_{x,y}^{**}$ . Последние возникают при неоднородном распределении интенсивности. Величины шумовых полей сравнимы с  $E_z^*$ , что влечет за собой сравнимость эффективности голограмм, записываемых в полях  $E_z^*$  и  $E_{x,y}^{**}$ . Шумовые поля  $E_{x,y}^{**}$  образуют и центры рассеяния с поворотом поляризации.

В опытах интенсивность ПА-рассеяния оказывается чувствительной к отклонению облучающего пучка от первоначального направления. Это указывает на участие в процессах рассеяния явления голографического усиления. Значительная доля лучей ПА-рассеяния имеет поляризацию, перпендикулярную поляризации основного пучка. Как правило, запись голограмм в пучках с перпендикулярными поляризациями связывают с чувствительностью среды к направлению поляризации, поскольку обычная (или скалярная) интерференция здесь отсутствует. Известно, что чувствительность к поляризации может определяться, например, явлением дихроизма. Не вдаваясь в подробности, отметим, что в  $\text{LiNbO}_3$  запись осуществляется и в таких ориентациях, в которых участие дихроизма исключается, поэтому его можно не учитывать. Аналогичная ситуация, как уже отмечалось, имеет место и для моделей фотогоальванического эффекта (ФГЭ), берущих за основу связь (1).

Новые принципы записи ПА-голограмм в фоторефрактивных средах предложены в [3, 4]. В основе объяснений используется факт, заключающийся в том, что в таких средах индуцируется интенсивное рассеяние и следует рассматривать взаимодействие не двух, а многих лучей. В большом количестве лучей рассеяния имеются лучи с поляризацией, не перпендикулярной поляризациям основных записываемых пучков. Между ними возникает интерференция, описываемая членами:

$$J_{1p} = \sqrt{I_1 I_p} e_1 e_p \cos k_{1p} R; \quad J_{2p} = \sqrt{I_2 I_p} e_2 e_p \cos k_{2p} R. \quad (2)$$

Кроме того, имеются члены

$$J_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} e_1 e_2 \cos k_{12} R, \quad (3)$$

$$J_{12}^* = (\sqrt{I_2 I_p} e_2 e_p \cos k_{1p} R + \sqrt{I_1 I_p} e_1 e_p \cos k_{2p} R) \cos k_{12} R, \quad (3')$$

содержащие один и тот же вектор решетки  $k_{12}$ . В выражениях (3) и (3') имеются некоторые пространственные различия решеток. Первую (основную) можно представить как чередование плоскостей максимумов (при  $e_1 e_2 \neq 0$ ). Вторая (дополнительная) состоит из чередующихся столбиков максимумов. На обеих структурах для основных пучков выполняются условия Брэгга. При ортогональных поляризациях основных пучков  $e_1 e_2 = 0$  и соответственно  $J_{12} = 0$ . В этом случае за запись голографических структур, через которые возможна дифракционная связь между основными лучами, будут отвечать члены  $J_{1p}$ ,  $J_{2p}$ ,  $J_{12}^*$ .

В данной работе нет возможности более подробно рассмотреть затронутые вопросы. При обсуждении ПА-рассеяния мы примем за основу следующее. При облучении когерентным светом в кристалле возникает шумовое поле  $E_{x,y}^{**}$ , в локальных областях его величина сравнима с полями  $E_z^*$ . Запись решеток  $k_{12} \perp Z$  происходит в шумовых полях. Запись голограмм осуществляется только за счет скалярной интерференции. Механизм записи несдвиговой.

*Отличие временных характеристик ПИ- и ПА-рассеяний.* Задержка и длительное развитие ПА-рассеяния относительно ПИ-рассеяния связаны, по-видимому, с отсутствием в первые моменты облучения шумового поля и с его длительным формированием. В начале облучения поля решеток  $k_{12} \parallel Z$  формируются ФГ-током  $j_z^*$ , а решеток  $k_{12} \perp Z$  ввиду отсутствия шумового поля — током, равным нулю. В связи с этим вначале и должно появиться ПИ-рассеяние, как это наблюдается в опытах. ПИ-рассеяние, развиваясь, вносит все большую хаотизацию в распределение интенсивности, тем самым способствует постепенному заполнению освещенной части объема локальными областями, в которых формируются шумовые  $E_{x,y}^{**}$  поля. Чем больший суммарный объем занят шумовыми полями, тем эффективней могут быть записаны решетки  $k_{12} \perp Z$ . Можно считать, что степень хаотизации распределения интенсивности определяет действующее шумовое поле.

Величина голографического усиления при несдвиговом механизме записи зависит от интенсивности слабого луча [1]. В связи с этим важную роль играют именно центры с большой величиной  $E_{x,y}^{**}$ , которые определяют начальную фазу формирования ПА-рассеяния. Минимальное время, требуемое для возникновения локальных максимумов  $E_{x,y}^{**}$ , равно максвелловскому времени  $\tau_M$ . В условиях линейной связи  $\Delta I$  и  $I$  в ФГЭ величина  $E_{x,y}^{**}$  зависит, в частности, от различия интенсивностей  $\Delta I$  однородной и неоднородной областей. Исходное шумовое рассеяние, как правило, слабо по интенсивности и с его участием создается мало областей с большими  $\Delta I$ . Отличия возрастают по мере хаотизации в распределении  $I$ . Отсюда понятно, что для образования достаточно большого количества областей с относительно высокими значениями  $E_{x,y}^{**}$  необходимо время, большее чем  $\tau_M$ .

Время относительно полной или максимальной перекачки света в ПИ-рассеяние (обозначенное ранее через  $\tau_n$ ) не означает наступления максимума хаотизации распределения интенсивности или ее равновесного состояния (т. е.  $\tau_n \leq \tau_M$ ). Равновесие в каждом слое достигается после того, как оно

достигнуто в предыдущих слоях кристалла, так как последние участвуют в перераспределении интенсивности. Это указывает на зависимость времени установления равновесного состояния (распределения интенсивности, величины эффективно действующего поля) от толщины образца. Установление равновесного состояния начинается от входной грани кристалла в связи с малыми здесь значениями  $\Delta I$  и продвигается вглубь. По мере продвижения, очевидно, нарастает до определенной величины и шумовое поле. С толщиной, как мы видим, растут возможности для формирования ПА-рассеяния. Последнее может принимать самостоятельное участие в создании шумового поля. При возникновении ПА-рассеяния начинается процесс перестройки одного вида рассеяния в другой. Перестройка является также фактором, определяющим временную характеристику ПА-рассеяния.

Световое стирание когерентным пучком, применяемое в опытах, описанных выше, очевидно, не уничтожает шумового поля. Последнее только перестраивается. Сохранением шумового поля и соответственно интенсивных центров рассеяния объясняется отсутствие задержки начала развития ПА-рассеяния в повторных циклах облучения.

Более быструю запись ПА-решеток в голографических опытах по сравнению с временем формирования ПА-рассеяния ( $\tau_n$ ) можно связать с двумя факторами. Первый заключается в наличии исходных пучков. Второй обусловлен тем, что шумовое поле начинает возникать практически с начала

облучения. Оно может стать эффективным при записи голограмм для случая, в котором участвуют два постоянных пучка, за времена порядка  $\tau_M$ . Дальнейшая перестройка шумового поля может дать малый вклад в эффективность решеток.

**Конкуренция видов рассеяния.** Причина разнообразия характеристик ФИРС заключается, по-видимому, в том, что в его формировании участвует довольно широкий спектр анизотропных свойств, таких как ФГ-ток, электрооптика, диэлектрическая проницаемость, дихроизм поглощения, интерференционные световые фигуры, голографическое усиление. Каждое из этих свойств является весьма чувствительным к тем или иным экспериментальным условиям. Очевидно, что в конкретных условиях может сформироваться тот вид рассеяния, который в данных условиях оказывается наиболее конкурентоспособным. Рассмотрим ряд относительно простых факторов, определяющих конкурентоспособность ПА-рассеяния.

Одним из факторов является исходная интенсивность  $I_{0p}$  луча рассеяния. Чем она меньше, тем меньшее голографическое усиление испытывает интенсивность луча, что ограничит его участие в построении рассеяния. Согласно правилам электрооптики, при рассеяниях  $e \rightarrow e$ ,  $o \rightarrow o$ ,  $o \rightarrow e$   $I_{0p}$  пропорционально соответственно произведениям  $r_{33}E_z^*$ ,  $r_{13}E_z^*$ ,  $r_{15}E_{x,y}^{**}$ . Из соотношений  $E_z^* \approx E_{x,y}^{**}$  и  $r_{15} \approx r_{33} > r_{13}$  следует  $r_{13}E_z^* < r_{15}E_{x,y}^{**} \approx r_{33}E_z^*$ . Последнее неравенство показывает, что при облучении  $o$ -пучком может превалировать или, по крайней мере, быть активным рассеяние  $o \rightarrow e$ .

Фактором, определяющим процессы рассеяния, являются также поглощение и дихроизм поглощения  $o$ - и  $e$ -лучей. При относительно большом поглощении луч по мере прохождения образца ослабляется и характерные времена  $\tau_M$  записи и воспроизведения неоднородностей возрастают. Это связано с обратно пропорциональной зависимостью  $\tau_M$  от  $I$ . Увеличение  $\tau_M$  приводит к тому, что в глубоких слоях может не происходить отслеживание изменения распределения  $I$ , наводимого за счет менее глубоких слоев кристалла. Кроме того, может быть нарушена обратная связь: отраженный свет практически не меняет интенсивность на входе в кристалл. С большим поглощением  $o$ -луча в [2] связывается отсутствие стационарного рассеяния  $o \rightarrow o(\parallel Z)$  в  $\text{Cu}$ -образце. Без этого рассеяния, согласно предлагаемой модели, не может развиваться и  $o \rightarrow e$ -рассеяние.

В  $\text{Fe}$ -образцах дихроизм поглощения значительно слабее, и ПИ-рассеяние, как показывает опыт, имеет место при облучении  $o$ - и  $e$ -пучками. Тем не менее несколько большее поглощение  $o$ -лучей делает их, по-видимому, инерционной относительно  $e$ -лучей в воспроизводстве неоднородностей. Кроме того, как показано еще в ранних работах, фотогальванический коэффициент  $\beta$  для  $e$ -луча оказывается несколько большим  $\beta_e > \beta_o$ . Это приводит к генерации полей как  $E_z^*$ , так и  $E_{x,y}^{**}$ , несколько больших, чем в  $o$ -волне. Дихроизм ( $\kappa_o > \kappa_e$ ) и различие квантового выхода ФГ-тока ( $\beta_e > \beta_o$ ) увеличивают возможности возникновения рассеяния  $o \rightarrow e$ .

Опыты показывают, что пространственное распределение рассеяния в переходные моменты времени может существенно отличаться от того, которое имеет место в стационарном состоянии. Яркий пример этого виден при облучении  $\text{Fe}$ -образца  $o$ -лучом. Сначала возникает  $o \rightarrow o$ -рассеяние, по распределению сходное с диффузным. Затем оно вытягивается вдоль направления, близкого к  $Z$ . Спустя некоторое время начинает формироваться рассеяние  $o \rightarrow e(\perp Z)$ . В толстых образцах по мере приближения к равновесному состоянию  $o \rightarrow o(\parallel Z)$  почти исчезает, а  $o \rightarrow e(\perp Z)$  достигает максимума. Согласно законам оптики, в рассеянии отражены свойства рассеивателей и опыты, очевидно, показывают, что в процессе облучения происходит переход от одного вида рассеивающих центров к другому. Равновесным в случаях высокоинтенсивного стационарного рассеяния является, по-видимому, такое состояние, когда распределения  $\Delta I$  и  $I$  идентичны и поддерживают (или создают) друг друга. Будем называть такое состояние самоподдерживающимся

режимом. Возможность образования таких режимов является сильным фактором в конкурентоспособности видов рассеяния.

**Голографические центры рассеяния.** В работе [2] показано, что рассеяния  $o \rightarrow o(\parallel Z)$  и  $e \rightarrow e(\parallel Z)$  происходят на неоднородностях  $\Delta l$ , вытянутых перпендикулярно оси  $Z$ . Рассеяния  $o \rightarrow o(\parallel Z)$ ,  $e \rightarrow e(\parallel Z)$  и  $o \rightarrow e(\perp Z)$  внешне похожи, и это свидетельствует о возможности одинаковых форм рассеивателей, а также распределений интенсивности. В какой-то мере эта мысль должна быть справедливой. Действительно, отмеченные рассеяния представлены в виде набора пересекающихся лучей. Плоскости пересечения в среднем ориентированы соответственно перпендикулярно и параллельно оси  $Z$ . Интерференционные световые фигуры вытянуты в направлениях, перпендикулярных плоскости пересечения. Основное требование самоподдерживающегося режима — соответствие фигур интерференции и  $\Delta l$  — может быть выполнено. Запись вытянутых фигур интерференции в случае  $o \rightarrow e$  рассеяния может происходить в шумовом поле  $E_{x,y}^{**}$ . Последнее может образовываться и поддерживаться за счет рассеянных  $e$ -лучей. Однако при практически полном исчезновении основного  $o$ -пучка и рассеяния  $o \rightarrow o(\parallel Z)$ , которое наблюдается в толстых Fe-образцах, возможность активной записи усиливающих ПА-решеток сомнительна в рамках модельных решений, предложенных выше.

Выше мы не учли еще один фактор. В области пересечения каждой пары лучей образуются скалярные интерференционные решетки  $k_{pp}^{ee}$ . Эти решетки в среднем ориентированы перпендикулярно  $Z$  и могут быть записаны в шумовых полях  $E_{x,y}^{**}$ . При этом записывающие лучи  $e_p, e_p$  не могут дифрагировать на записываемой ими решетке вследствие условий Брэгга и электрооптики. Однако, как это видно из рис. 4, на этих решетках возможна дифракция основного пучка с поворотом поляризации. Например, на решетке, вектор которой расположен между точками  $a$  и  $b$ , свет дифрагирует из луча  $k^e$  в точку  $b$ . Из рисунка можно понять, что реализуется ситуация, когда два случайных пучка рассеяния (например,  $Oa, Ob$ ) записывают решетку ( $ab = aO$ ) и порождают (за счет дифракции на этой решетке основного пучка) третий луч рассеяния ( $Ob$ ). Это один из способов размножения лучей ПА-рассеяния. Он, очевидно, играет важную роль в конкурентоспособности видов рассеяний.

Можно констатировать существование некоторого правила параллелограммов (см. рис. 4): параллелограмм из векторов решеток может быть записан при наличии двух лучей из трех рассеянных, приходящих в его вершины; за счет дифракции из основного пучка усиливаются два рассеянных луча из трех, принимающих участие в записи. Назовем рассеяние на неоднородностях  $\Delta l$  первичным, а на голографических решетках вторичным (или голографическим). Анализ показывает, что области первичного и вторичного рассе-

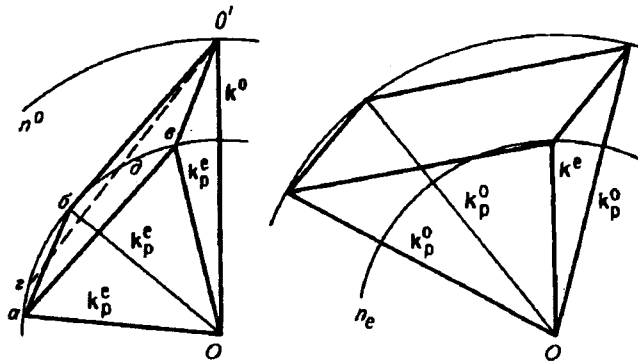


Рис. 4. Геометрическая иллюстрация возможности записи решеток  $k_{pp}^{ee}$  и  $k_{pp}^{oo}$  рассеянными  $e$ - и  $o$ -лучами  $k_p^e, k_p^o$ , способствующих  $o \rightarrow e$  и соответственно  $e \rightarrow o$  голографическим рассеяниям ( $OO'$  — касательная к поверхности волновых нормалей,  $gd = \partial O$ )



яний перекрываются. Это обеспечивает эффективный самоподдерживающийся режим: голографические центры, как и неоднородности, формируют лучи рассеяния, которые, пересекаясь, могут обеспечить запись аналогичных центров. Похожее правила, как можно понять из рис. 4, должны выполняться и для  $e$ - $o$ -рассеяния.

Лучи, рассеянные голографическими центрами, могут голографически усиливаться так же, как и лучи, рассеянные на неоднородностях  $\Delta n$ . Первые имеют преимущество в формировании рассеяния, так как могут обладать значительно большей исходной интенсивностью  $I_{0p}$ . Очевидно также, что рассеяние в этом случае может быть высокоинтенсивным и без голографического усиления. Однако, как можно понять из анализа рисунка типа 4, в реальных опытах создать самоподдерживающийся режим только на голографических центрах довольно сложно. Для этого необходимы большое угловое рассеяние ( $\sim \lambda$ ) и активное участие отраженных пучков. Последнее легче выполнить в  $e$ -лучах из-за их меньшего поглощения, т. е. при  $o$ - $e$ -рассеянии. Развитию  $o$ - $e$ -рассеяния в результате отрицательности  $\text{LiNbO}_3$  способствует и некий геометрический фактор (см. рис. 4). Каждому вектору в секторе  $abd$  соответствует равный вектор в секторе  $dO'b$ . Равенство соблюдается и в секторах  $dgb$  и  $вO'd$ . Понятно, что если в стационарном режиме сектор  $ag$  будет обеспечиваться относительно слабым первичным рассеянием, то в секторе  $бв$  может постоянно поддерживаться сильное голографическое рассеяние. Запись рассеивающих решеток осуществляется за счет взаимодействия лучей сектора  $ag$  с лучами сектора  $бв$ . Отметим, что луч  $Oa$  распространяется в кристалле под углом, близким к полному внутреннему отражению, а луч  $Oб$  — под углом ( $< 60^\circ$ )  $\approx 50^\circ$ . Значительная часть наблюдаемого на практике  $o$ - $e$ ( $\perp Z$ )-рассеяния находится в секторе  $бв$ . Именно с геометрическим фактором можно связать наблюдаемое на практике отсутствие рассеяния на малых углах ( $< 60^\circ$ ). Этот фактор не должен оказывать заметного влияния при записи голограмм в пучках, сформированных вне кристалла, что мы и видим в голографических опытах.

Превалирование  $o$ - $e$ ( $\perp Z$ )-рассеяния над  $o$ - $o$ ( $\parallel Z$ ) объясняется, по-видимому, следующими причинами: 1) неравенство  $r_{15}E_x^{**} > r_{13}E_z^*$ ; 2) существование двух видов рассеивающих центров; 3) меньшая инерционность  $e$ -луча в создании центров. Отсутствие активного  $e$ - $o$ -рассеяния при облучении  $e$ -лучом связано в основном с инерционностью  $o$ -луча: самоподдерживающийся режим устанавливается быстрее  $e$ -лучами  $e$ - $e$ ( $\parallel Z$ )-рассеяния.

**Кольцевое  $e$ - $o$ ( $K$ )-рассеяние в  $\text{LiNbO}_3$  : Cu.** В фоторефрактивной среде с анизотропным показателем преломления возможна реализация записи так называемых параметрических голограмм [5]. Их особенность, в частности, заключается в том, что один из записывающих пучков дифрагирует одновременно в два направления. Параметрической является решетка  $aO' = a'O'$  (рис. 5). Луч  $e$ ( $OO'$ ) дифрагирует в два  $o$ -луча ( $Oa, Oa'$ ). Для  $o$ -луча такая ситуация не реализуется. Как описано выше, прямые эксперименты по записи голограмм в  $e, o$ -пучках показывают, что в кольцевом рассеянии участвуют параметрические решетки. Рассмотрим особенности таких решеток в несколько ином аспекте, чем это делалось в ранее опубликованных работах.

Пусть основной  $e$ -пучок освещает весь объем кристалла, а рассеянный  $o$ -луч (в отличие от стандартного рассмотрения) имеет небольшие размеры в сечении ( $a$  — в плоскости рис. 6 и  $b$  — в перпендикулярном направлении). Соответствие такого предположения прак-

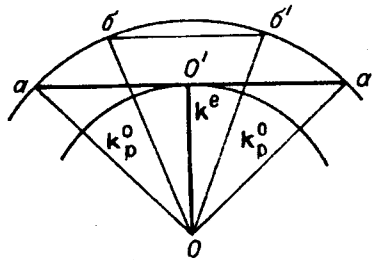


Рис. 5. Параметрические решетки ( $aO' = a'O' = бб'$ )

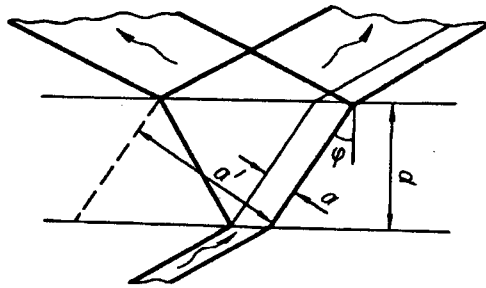


Рис. 6. Расширение пучка при записи параметрической решетки

тике можно видеть в следующем. Опыт показывает, что пучок рассеяния не перерассеивается. Это означает, что рассеянный свет не представляет собой одну когерентную волну. Он состоит из набора относительно тонких, претерпевающих изменения фаз и интенсивностей пучков. При ограниченном сечении одного из пучков запись обычной (непараметрической) решетки происходит только в области объема, занятого тонким пучком. Дифрагированные из основного пучка лучи распространяются также в этом объеме. В случае параметрической решетки из-за наличия второго направления дифрагированный луч выходит из объема исходного тонкого пучка. Таким образом, увеличивается и число рассеянных пучков, и объем, работающий на их усиление.

При входе в кристалл пучка сечением  $ab$  на выходе в случае записи параметрической решетки появятся два пучка сечением  $a'b$ . Величину  $a'$  нетрудно найти исходя из рис. 6:  $a' = a + 2d \sin \varphi$ . Будем считать, что решетки однородны. На обычной решетке энергия дифракции равна  $I\eta(ab)$ , а на параметрической —  $2I\eta(1 - \eta)(a + 2d \sin \varphi)b$ . Параметрическая дифракция вычислялась как дифракция пучка на двух разных решетках, имеющих одинаковую эффективность  $\eta$ . Отношение энергий дифракций покажет, по-видимому, отношение коэффициентов усиления рассеянного света двух рассматриваемых случаев, равное

$$2(1 - \eta)(1 + 2(d/a)\sin\varphi).$$

Видно, что усиление на параметрических решетках может быть выше при небольших значениях  $\eta$ , иными словами, при небольших значениях наводимых светом изменений показателя преломления. В кристаллах, легированных Си, фотогальванический коэффициент  $\beta$ , как известно, меньше, чем в Fe-образцах. Это означает, что при одних и тех же условиях в первом поля, наводимые светом, меньше (а соответственно меньше и  $\Delta n$ ). С этой причиной можно связать факт появления кольцевого рассеяния в Си- и его отсутствие в Fe-образцах.

Как показывает опыт, относительно слабое  $e-o(\perp Z)$ -рассеяние наблюдается в Си-образцах и характеризуется неяркими непостоянными (блуждающими)  $o$ -лучами. Блуждающие лучи иногда пересекаются под таким углом, под которым может записаться решетка  $bb'$  (см. рис. 5), являющаяся параметрической для основного  $e$ -пучка. Блуждающие пучки могут случайно зарождаться и в направлениях кольцевого рассеяния. Все пучки этого направления размножаются и усиливаются на записываемых параметрических решетках.

**Заключение.** Из изложенного видно, что относительно простого, универсального объяснения всех видов ФИРС не имеется. Почти для каждого конкретного экспериментальных условий приходится выяснять вопросы о рассеивающих центрах, схемах самоподдерживающегося режима, роли голографического усиления, а также каким интерференционным членом обязана запись усиливающих решеток и т. д. Работы [2] и настоящая обрисовывают общую физическую схему явления ФИРС для фоторефрактивных сред с локальным откликом. Для более детального понимания затронутых вопросов необходимо их дальнейшее обсуждение и активное исследование.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канаев И. Ф., Малиновский В. К. Механизмы усиления слабых пучков при записи поляризационных и скалярных голограмм в  $\text{LiNbO}_3$  // Автометрия.—1992.—№ 4.
2. Канаев И. Ф., Малиновский В. К. Механизм рассеяния света в фоторефрактивных средах // Автометрия.—1991.—№ 4.
3. Kanaev I. F., Malinovsky V. K. Violation of rules of restriction of hologram recording and reading in  $\text{LiNbO}_3$  // Ferroelectrics.—1992.—126.—P. 45.
4. Канаев И. Ф., Малиновский В. К. Механизмы записи поляризационных голограмм в  $\text{LiNbO}_3$  // ФТТ.—1992.—№ 8.
5. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.—Л.: Наука, 1983.
6. Стурман Б. И. Фотогальванический эффект — новый механизм нелинейного взаимодействия волн в электрооптических кристаллах // Квантовая электрон.—1980.—7, № 3.
7. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии // УФН.—1980.—130, № 3.

*Поступила в редакцию 15 февраля 1993 г.*

---

**Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!**