

УДК 535.215.12:537.226.33

© 1992

## МЕХАНИЗМ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ В ПУЧКАХ С ОРТОГОНАЛЬНЫМИ ПОЛЯРИЗАЦИЯМИ В $\text{LiNbO}_3$

И. Ф. Канаев, В. К. Машинский

Экспериментально выяснено, что в  $\text{LiNbO}_3$  нарушается ряд запретов на запись и считывание голограмм, обусловленных электрооптикой, отсутствием скалярной интерференции (при ортогональных поляризациях облучающих пучков) и имеющимися ныне представлениями о механизмах записи. Например, одинаково высокоэффективная запись осуществляется как при ориентациях  $k^{ee}$ ,  $k^{oo} \parallel C$ ,  $k^{oo} \perp C$  (они известны как оптимальные), так и при ориентациях  $k^{ee}$ ,  $k^{oo} \perp C$ ,  $k^{oo} \parallel C$  (по имеющимся представлениям запись не должна осуществляться). Здесь  $k^o$ ,  $k^e$  — волновые векторы обыкновенного и необыкновенного световых пучков,  $k^{oo} = k^e - k^o$ , ... — векторы решеток. В перечисленных ориентациях высокоэффективная связь возникает при условии  $h\Delta n_m \lambda$  ( $h$  — толщина кристалла,  $\Delta n_m$  — максимум индуцированного светом изменения показателя преломления). Полученные данные противоречат известной модели, в которой запись голограмм  $k^{oo} \perp C$  связывается с циркулярными фотогальваническими токами. Для объяснения результатов привлекается эффект фотоиндуцированного рассеяния, за счет которого обеспечивается многолучевая (скалярная) интерференция. Показано, что дифракционная связь между облучающими пучками происходит через решетки  $k_{1p}$ ,  $k_{2p}$  ( $k_1$ ,  $k_2$  — волновые векторы облучающих, а  $k_p$  — рассеянного лучей), дополнительную  $k_{12}$  и основную  $k_{12}$ . Последняя имеет место при неортогональных поляризациях облучающих пучков.

В последнее время привлекает внимание способность фоторефрактивных (ФР) кристаллов типа  $\text{LiNbO}_3$  к записи так называемых поляризационных (П) голограмм. Запись осуществляется световыми пучками со взаимно ортогональными поляризациями. При такой ориентации поляризаций интерференция, как известно, отсутствует. Периодической переменной в этом случае является пространственное распределение направления результирующей поляризации. Запись голограмм оказывается возможной, если изменения показателя преломления  $\Delta n$  зависят от направления поляризации. В  $\text{LiNbO}_3$   $\Delta n$  определяется фотонаведенными электрическими полями ( $E$ ),  $\Delta n = \gamma_{ij} E_j$ , которые генерируются за счет фотогальванических (ФГ) токов  $J_\phi$  [1]. Широко распространено мнение, что направление протекания тока зависит от направления поля световой волны  $\vec{E}$  (а соответственно от поляризации  $e^n = \vec{E}/|\vec{E}|$ ) [2]

$$(j_\phi)_i = \beta_{jik} = \vec{E}_j \vec{E}_k. \quad (1)$$

В настоящей работе будет показано, что запись П-голограмм в ФР материалах можно объяснить, не привлекая зависимость  $\Delta n$  от поляризации, а учитывая лишь связь  $\Delta n$  с интенсивностью света. При этом принимается во внимание известный, но обычно не учитываемый факт, заключающийся в том, что облучение ФР материалов всегда сопровождается индуцированным рассеянием облучающих когерентных пучков. Поляризация рассеянных лучей, даже в отсутствие специальных деполаризирующих факторов, как известно, не может оставаться параллельной поляризации исходного светового пучка. В связи с этим из-за лучей рассеяния в распределении интенсивности появляется много новых интерфе-

рещеточных членов. Некоторые из них (как будет показано ниже) могут обеспечить запись таких голографических решеток, на которых возможна взаимная дифракция облучающих пучков.

Мы приведем примеры, демонстрирующие запись голограмм в условиях, в которых она запрещена в моделях, основанных на использовании тока (1). Говоря о запретах и противоречиях с (1), мы будем подразумевать под  $\beta$  не абстрактный тензор третьего ранга, а конкретный, сейчас уже широко известный фотогоальванический тензор с теоретически обоснованными экспериментально «выявленными» коэффициентами. Отметим также факты, показывающие нарушение правил электрооптики, если не учитывается участие в записи голограмм лучей рассеяния.

## 1. Эксперименты

Описываемые опыты приведены на кристаллах Y-среза, легированных Fe (0.1 вес.%, толщина  $h=0.6$  мм) и Cu (0.1 вес. %,  $h=1$  мм). Данные по индуцированному рассеянию на них приведены в [3]. Выбор образцов определился наличием в них высокоэффективной записи П-голограмм.

В качестве важного экспериментального факта следует выделить то, что описанные в литературе и ниже наблюдения эффективных П-голограмм проведены на образцах, удовлетворяющих условию  $\Delta n_m h \geq \lambda$ . Здесь  $\Delta n_m$  — максимальные для среды изменения  $\Delta n$ , индуцированные светом;  $\lambda$  — длина волны облучения. (В исследуемых нами образцах величины  $\Delta n_m h$  близки и составляют на  $\lambda=0.5$  нм  $3\lambda^0$  для обыкновенной ( $\lambda^0$ ) и  $8\lambda^e$  для необыкновенной ( $\lambda^e$ ) волн). При выполнении этого условия оказывается возможным высокоинтенсивное (до 90% [3]) индуцированное рассеяние. На выходе из кристалла вместо двух исходных пучков наблюдается световое поле сложной формы, сильно зависящее от времени и условий опытов. «Голографические» характеристики значительно отличаются от тех, которые наблюдаются в опытах с тонкими ( $\Delta n_m h \geq \lambda$ ) образцами. Ниже мы отметим особо выделяющиеся отличия такой характеристики, как дифракционная эффективность  $\eta$ .

В качестве пространственных координат будем использовать кристаллофизические оси X, Y, Z (Z параллельна оптической оси). Введем обозначения:  $k_j$  — волновой вектор световой волны и  $e_j^n$  — ее поляризация;  $k_j = k_{ij}$  — вектор голографической или световой решетки; верхние индексы ( $e_j^n$ ,  $k_j^n$ ,  $k_{ij}^{nn}$ ) в случаях  $o$  и  $e$  обозначают поляризацию обыкновенной ( $e^o \perp Z$ ) и необыкновенной ( $e^e \neq 0$ ) волн.

В опытах применялась стандартная симметричная двухпучковая схема записи элементарных решеток. Приводимые ниже количественные данные получены на стационарной стадии процессов записи;  $\lambda=0.5$  нм; исходные интенсивности входящих в кристалл пучков одинаковы. Экспериментальное значение эффективности получено на основе соотношения

$$\eta^* = I_d / (I_d + I_1).$$

Здесь  $I_d$  и  $I_1$  — интенсивности первого и нулевого порядков дифракции на выходе из кристалла. Нижними индексами в выражении  $\eta_{ij}$  будут отмечаться лучи, между которыми выясняется дифракционная связь.

Результаты следующие. 1) При тех ориентациях  $k_{12}^{nn}$  относительно осей кристалла, при которых обнаруживается дифракционная связь ( $\eta^* \neq 0$ ) между основными (облучающими) пучками, она оказывается

несимметричной: дифракция из пучка 1 в направлении пучка  $2\eta_{12}^*$  не равна дифракции в обратном направлении  $\eta_{12}^* \neq \eta_{21}^*$ . Это имеет место и для случая  $k_{12}^{oo,ee} \parallel Z$ , который известен как оптимальный для записи голограмм в  $\text{LiNbO}_3$ . В некоторых опытах величина асимметрии достигала 3 и более.

2) Запись голографических решеток обнаруживается и в оптимальных ориентациях  $k_{12}^{oo,ee} \parallel Z$ , и в случае  $k_{12}^{eo} \parallel Z$ , в котором она не должна осуществляться согласно существующим модельным представлениям. При  $k_{12}^{eo} \parallel Z$  имеется дифракция с поворотом поляризации ( $e^e \leftrightarrow e^o$ ),  $\eta_{12}^{*eo}$  достигает значений 0.1—0.3, и одновременно без поворота поляризации ( $e^e - e^e, e^o - e^o$ )  $\eta_{12}^{*ee} \approx 0.1$ . Кроме того, при небольшом повороте облученного кристалла (или с помощью зондирующего луча) выявляется наличие дифракции без поворота поляризации со значительно большей эффективностью  $\eta_{12}^{*ee} = 1$  (при этом  $\eta^{*eo}$  практически обращается в нуль). При  $k_{12}^{oo,ee} \parallel Z$  значения  $\eta_{12}^{*oo,ee}$  находятся в пределах 0.3—0.5. В ее временном развитии не обнаруживается переходов через максимумы, близкие к 1, как это следовало бы ожидать из ее синусоидального характера, выраженного в известной формуле Когельника. Подчеркнем, что на более тонких образцах переход через максимум, близкий к 1, наблюдается. Например, на образце, легированном Cu (0.1 вес. %), удовлетворяющем условию  $\Delta n_m = h = 1.2 \lambda^o$ , в максимуме  $\eta_{12}^{*oo}$  достигает значения 0.94.

3) Запись обнаруживается также в условиях  $k_{12}^{eo} \perp Z$  и  $k_{12}^{oo,ee} \perp Z$ . Реализация высокоэффективных голографических решеток при  $k_{12}^{eo} \perp Z$  известна, это описано во многих работах и привлекается для подтверждения справедливости представления ФГ тока в виде (1). Для случая  $k_{12}^{oo,ee} \perp Z$  каких-либо сведений в литературе нет. Мы подчеркнем следующие особенности. Имеется дифракция  $\eta_{12}^{*ee,oo} \approx 0.1$  и одновременно  $\eta_{12}^{*eo} \approx 0.2$ . Кроме того, как и в описанном выше пункте, при небольшом повороте кристалла выявляется наличие дифракции с большей эффективностью  $\eta_{12}^{*eo} \approx 1$ . Зондирующий луч с другой относительно записывающих длиной волны показывает также высокие эффективности, причем не только в случае  $k_{12}^{oo,ee} \perp Z$ , но и при  $k_{12}^{eo} \parallel Z$ .

## 2. Модели

Согласно модельным представлениям, изложенным в [3], воздействие когерентного света на ФР материалы обязательно сопровождается явлением индуцированного рассеяния. При выполнении условия  $\Delta n_m h > \lambda$  интенсивность индуцированного рассеяния может достигать 90%-ной интенсивности облучающего пучка. Вследствие этого надо полагать, что начиная с некоторого момента времени облучения распределение интенсивности определяется многолучевой интерференцией.

Пусть основные лучи  $k_1^e, k_2^o$  сходятся в объеме кристалла: они симметричны относительно поверхности Y-среза и располагаются в плоскости XY. При такой ориентации поляризации пучков ( $e_1^e, e_2^o$ ) оказываются перпендикулярными ( $e_1^e \parallel Z, e_2^o \perp Z$ ). Для упрощения анализа примем, что рассеивается только луч  $k_1^e$ . Поляризация рассеянных лучей ( $e_p^e$ ) в общем случае, как известно, не может быть параллельной исходной  $e_1^e$ . Если нет специальных деполяризующих фак-

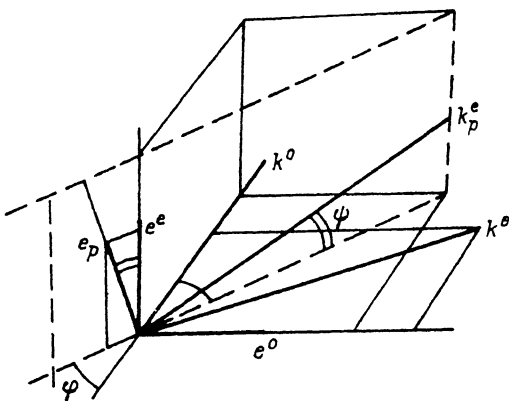


Рис. 1.

торов, то  $e_p^e$  образует с  $e_1^e$  угол  $\varphi$ , равный углу отклонения рассеянного луча  $k_p^e$  от плоскости, перпендикулярной  $e_1^e$  (рис. 1). Условие  $e_p^e \perp e_2^e$  удовлетворяется лишь для лучей  $k_p^e$ , лежащих в двух плоскостях, содержащих векторы  $k_2^o, e_1^e$  и  $k_2^o, k_1^e$ . Если эти плоскости взять в качестве базовых и через  $\Psi$  и  $\varphi$  обозначить угол произвольного луча рассеяния с ними, то составляющие  $e_p^e$  на  $e_2^o$  и  $e_1^e$  будут соответственно равны  $\sin \varphi \sin \Psi$  и  $\cos \varphi$ . В уравнении многолучевой интерференции

$$I = \sum_i I_i + \sum_{i,j} \sqrt{I_i I_j} e_i^e e_j^e \cos(k_i - k_j) R \quad (2)$$

появятся интерференционные члены

$$\mathcal{I}_{1p} = 2 \sqrt{I_1 I_p} \cos \varphi \cos(k_1^e - k_p^e) R,$$

$$\mathcal{I}_{2p} = 2 \sqrt{I_2 I_p} \sin \varphi \sin \psi \cos(k_2^o - k_p^e) R. \quad (3)$$

Когда  $e_1^e \perp e_2^o$ , то  $\mathcal{I}_{12} = 0$  и запись голограмм будет осуществляться в основном за счет членов типа (3) (вкладом членов, описывающих взаимодействие рассеянных лучей между собой, мы будем пренебрегать). Предположим, что голографические решетки с векторами  $k_{1p}^{e^e} = k_1^e - k_p^e$ ,  $k_{2p}^{o^e} = k_2^o - k_p^e$  однородны по пространству и их эффективности соответственно  $\eta_{1p}, \eta_{2p}$ . Для случая, в котором обе решетки расположены в одном и том же пространстве, экспериментально измеряемую эффективность  $\eta_{12}^*$  можно выразить через  $\eta_{1p}$  и  $\eta_{2p}$  исходя из уравнений баланса интенсивности. Например, при  $I_{01} \neq 0$ ,  $I_{02} = 0$  интенсивности на выходе из кристалла могут быть записаны как

$$I_1 = I_{01} (1 - \eta_{1p}), \quad I_2 = I_{01} \eta_{1p} \eta_{2p},$$

$$I_p = I_{01} \eta_{1p} (1 - \eta_{2p}), \quad I_1 + I_2 + I_p = I_{01}.$$

Отсюда найдем

$$\eta_{12}^* = \eta_{1p} \eta_{2p}.$$

Как и в случае одной пространственной решетки  $\eta^*$  оказывается симметричной:  $\eta_{12}^* = \eta_{12}^*$ .

Для дальнейшего анализа учтем, что в реальных процессах разность фаз между основными световыми пучками не меняется либо меняется медленно по сравнению с изменениями в пучках рассеяния. Учитывая связь, существующую

между векторами решеток  $k_{12} = k_{1p} - k_{2p}$ , которая накладывает условия на фазовые соотношения между аргументами косинусов в (2)

$$k_{12}R = k_{1p}R - k_{2p}R,$$

можно после соответствующих тригонометрических преобразований представить (2) в виде

$$\begin{aligned} I = & I_1 + I_2 + I_p + 2\sqrt{I_1 I_2} e_1^n e_2^n \cos k_{12}R + \\ & + \sqrt{I_1 I_p} e_1^n e_p^n \cos k_{1p}R + \sqrt{I_2 I_p} e_2^n e_p^n \cos k_{2p}R + \\ & + (\sqrt{I_1 I_p} e_1^n e_p^n \cos k_{2p}R + \sqrt{I_2 I_p} e_2^n e_p^n \cos k_{1p}R) \cos k_{12}R. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь имеются дополнительные члены, определяющие модуляцию интенсивности по закону  $\cos k_{12}$  (обусловленные не взаимодействием основных пучков между собой, а взаимодействием каждого из них с рассеянным). Будем называть решетку ( $K_{12}$ ), определяемую ими, дополнительной,  $K_{12} = k_{12}$ . При участии относительно большого числа пучков рассеяния дополнительная световая решетка  $K_{12}$  будет иметь вид, схожий с некоей трехмерной кристаллической структурой, в которой место атомов занимают максимумы интенсивности. Структура может трансформироваться (растягиваться, сжиматься, испытывать поворот вдоль оси, параллельной  $k_{12}$ ) при изменении числа пучков и их направлений, но при этом будет оставаться периодичной вдоль  $K_{12}$  и удовлетворять условиям Брэгга для самодифракции пучков 1 и 2.

Вклад пучков рассеяния разных направлений в создание дополнительной решетки не одинаков. Например, имеются направления  $k_p$ , при которых  $k_{1p}R$  либо  $k_{2p}R$  оказываются равны нулю (такие  $k_{1p}$  и  $k_{2p}$  составляют с  $k_{12}$  угол  $45^\circ$ ). Лучи этих направлений, как следует из (5), при взаимодействии с основными обеспечивают интерференцию, пространственно идентичную с описываемым членом  $\mathcal{S}_{12}$ ; отличаются только амплитуды модуляций. Отмеченным условиям удовлетворяют  $k_p$ , оканчивающиеся на точках линии пересечения сферы волновых нормалей с конусами, осью которых является вектор  $k_{12}$ , а образующими являются линии, исходящие из начала и конца  $k_{12}$  под углом  $45^\circ$ . Заметную роль в создании дополнительной решетки  $K_{12}$  играют интерференционные члены, для которых выполнено условие  $k_{1p} \perp k_{12}$  или  $k_{2p} \perp k_{12}$ . Они, так же как и член  $\mathcal{S}_{12}$ , описывают структуры, удовлетворяющие условию Брэгга в нулевом приближении. Этот случай реализуется для  $k_p$ , заполняющих поверхности двух конусов с вершинами в центре сферы волновых нормалей; их оси параллельны  $k_{12}$ , образующими являются векторы  $k_1$  и  $k_2$ .

Реальный процесс индуцированного рассеяния динамичен [3]: каждый из лучей рассеяния зарождается, существует в течение некоторого характерного времени, затем исчезает. В любой конкретный момент времени число лучей конечно («моментальная» индикатриса рассеяния дискретна). В связи с этим распределение интенсивности будет иметь вид (2), но для разных областей кристалла и разных моментов времени количество членов, описывающих дополнительную решетку, будет неодинаково. Из-за миграции направлений лучей рассеяния и непостоянства их количества в каждой точке пространства амплитуда модуляции интенсивности дополнительной решетки оказывается неодинаковой по пространству и зависит от времени. Это решетка с флуктуирующими максимумами. При наличии зависимости (например, линейной)  $\Delta n$  от  $I$  в среде будет

записываться голографическая решетка с флуктуирующими в процессе облучения максимумами  $\Delta n$ .

Предположим, что решетки  $k_{1p}$ ,  $k_{2p}$ , а также дополнительная  $K_{12}$  (или  $k_{12}$ ) однородны, занимают одно и то же пространство и эффективность каждой из них соответственно  $\eta_{1p}$ ,  $\eta_{2p}$ ,  $\eta_{12}$ . На основе уравнений баланса интенсивности можно выяснить, что экспериментально измеряемые эффективности  $\eta_{12}^*$  при  $I_{02} = 0$  и  $\eta_{21}^*$  при  $I_{01} = 0$  оказываются не равны

$$\eta_{12}^* = (1 - \eta_{1p} / 2) (1 - \eta_{2p}) + (1 - \eta_{12} / 2) \eta_{1p} \eta_{2p},$$

$$\eta_{21}^* = (1 - \eta_{2p} / 2) (1 - \eta_{1p}) + (1 - \eta_{12} / 2) \eta_{1p} \eta_{2p}.$$

Когда эффективность одной из решеток невелика, например  $\eta_{2p} \rightarrow 0$ , то отношение

$$\eta_{12}^* / \eta_{21}^* = (1 - \eta_{1p} / 2) / (1 - \eta_{1p})$$

может достигать любого значения. Это объясняет наблюдаемую в экспериментах сильную асимметрию эффективности (при дифракции с поворотом поляризации асимметрия частично может быть связана с дихроизмом поглощения).

Поворот плоскости поляризации дифрагированного пучка, как известно, не зависит от механизмов записи  $\Delta n$ , а определяется диэлектрическими свойствами среды. В  $\text{LiNbO}_3$ , из-за характеристик электрооптического тензора [4] возможна дифракция с поворотом поляризации ( $e^o \leftrightarrow e^c$ ) только в случаях  $k_{ij} \perp Z$  и без поворота ( $e^{oc} - e^{co}$ ) при  $k_{ij}$ . Когда имеются составляющие  $(k_{ij})_{x, y, z} \neq 0$ , поляризация дифрагированного пучка смешанная. В опытах мы видим противоречия этому в двух разных по ориентации случаях: 1)  $e_1^c \perp e_2^o$ ,  $k_{12}^{co} \parallel Z$  2)  $e_1^c \parallel e_2^o$  (или  $e_1^o \parallel e_2^c$ ),  $k_{12}^{co} \perp Z$ . В первом имеется запрещенная электрооптикой дифракция  $e^c \leftrightarrow e^o$ , во втором  $e^c - e^c$ ,  $e^o - e^o$ . Чтобы не нарушались принципы электрооптики, необходимо предполагать, что в кристалле происходит запись решеток с векторами  $k_{1p}$ ,  $k_{2p}$ . Ввиду многообразия их ориентаций они могут иметь как X-, Y-, так и Z-составляющие. На первых разрешена дифракция с поворотом, на последней — без поворота поляризации.

В тех же опытах есть и дифракция, разрешенная электрооптикой  $e^{co} - e^{co}$  в первом и  $e^c \leftrightarrow e^o$  во втором случаях. Однако для ее наблюдения оказывается необходимым изменять угол падения записывающих (основных) пучков. Такое можно объяснить тем, что наряду с решетками  $k_{1p}$ ,  $k_{2p}$  записывается и решетка  $k_{12}^{co}$  в первой и  $k_{12}^{co, co}$  ( $k_{12}^{co, co}$ ) во второй ориентациях. На них не выполняется условие Брэгга для основных пучков (рис. 2). Условия выполняются для считывающих лучей  $k_c$ , удовлетворяющих равенствам  $k_c^{co} - k_c^{co} = k_{12}^{co}$  и  $k_c^c - k_c^o = k_{12}^{co, co}$  для первого и второго случаев.

Согласно имеющимся данным по прямым токовым измерениям, в  $\text{LiNbO}_3$  под действием света объемные ФГ токи в направлениях, перпендикулярных Z, не наблюдаются или они очень малы  $(j_{\phi})_{x, y} \leq 0.1 (j_{\phi})_z$ . Этот эмпирический результат может быть выражен в виде (часто используемом в практике [5])

$$j_{\phi} = G \chi c. \quad (6)$$

Здесь  $c$  — единичный вектор, параллельный Z;  $G$  — коэффициент Гласса. Согласно таким данным, в  $\text{LiNbO}_3$  за счет ФГ тока эффективно могут записываться только решетки, вектор которых имеет составляющую на ось Z. Однако запись решеток  $k_{ij} \perp Z$ , как показывают приведенные данные, осуществляется как при парал-

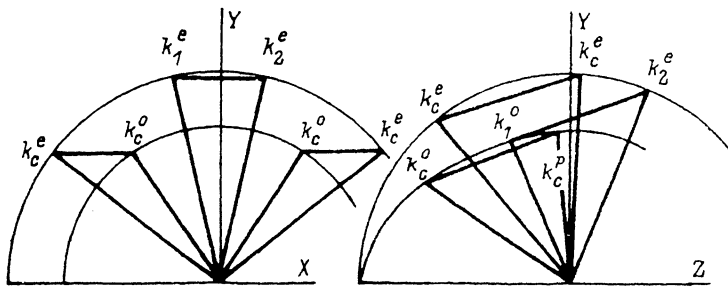


Рис. 2.

дельных, так и перпендикулярных поляризациях облучающих пучков. Это нельзя объяснить, например, в рамках диффузионных моделей: амплитуды полей  $E_x$ ,  $y$  (решеток  $k \perp Z$ ) и  $E_z$  (решеток  $k \parallel Z$ ) оказываются сравнимыми и очень большими по отношению к «диффузионным», нет характерных черт стационарного и асимметричного относительно осей  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  усиления пучков. Причину записи мы видим в следующем.

Одной из характерных черт явления индуцированного рассеяния является относительно мелкомасштабная хаотизация распределения интенсивности, обусловленная интерференцией. В таком случае ФГ ток (6) генерирует хаотическое распределение заряда, а следовательно, и электрического поля. Законы электродинамики предсказывают, что отличное от нуля усредненное по пространству поле должно иметь только  $Z$ -компоненту. Однако в каждой локальной области, размер которой определяется размером хаотизации, генерируемые поля имеют и  $X$ -,  $Y$ -компоненты. Будем называть эти локальные  $E_x$ ,  $E_y$  поля шумовыми  $E_{ш}$ . В шумовых локальных полях и осуществляется, по нашему мнению, запись искомым голографическим решеткам  $k \perp Z$ . Механизм записи такой же, как и в электрооптических средах, помещенных во внешнее поле. Отличия имеются в том, что в хаотичных по величине и по знаку шумовых полях записываемая решетка оказывается неоднородной по амплитуде и знаку  $\Delta l$ . Согласно формуле Когельника,  $\eta$  и  $\Delta l$  связаны квадратично, поэтому неопределенность знака  $\Delta l$  не исключает дифракцию. Ее не исключают и произвольные пространственные модуляции  $\Delta l$ .

Одной из причин возникновения шумовых полей является анизотропия световых фигур интерференции. Рассмотрим, например, световые фигуры в виде цилиндров, вытянутых эллипсов, плоскостей, и пусть  $\varphi$  — угол между  $Z$  и направлением вытянутости или это угол между  $Z$  и плоскостью. Перпендикулярно направлению вытянутости поле  $E_1$ , генерируемое ФГ током (6), можно выразить как  $E_1 = E_\phi \sin \varphi$ . Здесь  $E_\phi$  — поле, которое возникает в аналогичной пространственной ситуации при  $\varphi = \pi/2$ . Поле, названное шумовым, будет равно  $E_{ш} = E_\phi \sin \varphi \cos \varphi$ . В качестве следующего примера представим, что какой-то участок светового поля состоит из световых эллипсоидов, вытянутых вдоль оси  $Z$ . За счет ФГ тока (6) эти фигуры становятся электрическими диполями. Величина поля между близко расположенными разноименными концами диполей при достижении равновесного состояния в случае замороженного кристалла должна достигать значения  $E_{ш} = j_\phi / \sigma_\tau$  ( $\sigma_\tau$  — темновая проводимость). При этом направление  $E_{ш}$  определяется только взаимной ориентацией рассматриваемых полюсов и, в частности, может быть перпендикулярно  $Z$ .

Рассмотренные примеры показывают, что генерируемые током (6) поля  $E_z$  и шумовые  $E_{ш}$  могут быть близки по абсолютной величине. Следствием этого является сравнимость амплитуд электрических полей записываемых голографических решеток в условиях  $k_{jj} \parallel$  и  $\perp Z$  и дифракционных эффективностей последних. Динамичность рассеяния или в данном случае непостоянство

интенсивности во времени и в каждой локальной области проявляется в том, что непостоянно (по величине и знаку) в локальных областях и шумовое поле, оно флукутирующее. Наличие постоянной (или флукутирующей) световой решетки  $k_{jj} \perp Z$  модулирует за счет фотопроводимости флукутирующее электрическое поле. Промодулированное флукутирующее электрическое поле и является голографической решеткой.

Широко известно, что в сегнетоэлектрических кристаллах в некоторых условиях опытов наблюдается высокоинтенсивное индуцированное рассеяние с поворотом поляризации (поляризационно-анизотропное (ПА) рассеяние). Это рассеяние также связывают с записью П-голограмм: изначально слабое шумовое рассеяние  $e^o - e^e$  или  $e^e - e^o$  голографически усиливается на сдвиговых решетках  $k^{oe}, k^{eo}$ , записываемых за счет циркулярных токов в выражении (1). Мы здесь приведем один из экспериментальных фактов, противоречащих такому заключению: в опытах (особенно ярко проявляется в образцах, легированных Cu) не наблюдается постоянного усиления слабого пучка (как  $e^e$ , так и  $e^o$ ) при взаимодействии его с сильным ( $e^e$  или  $e^o$ ); наблюдается лишь нестационарное (кратковременное) усиление слабых пучков как  $e^e$ , так и  $e^o$  поляризаций (что соответствует несдвиговой модели записи голограмм). Отсутствие стационарного усиления одного из взаимодействующих пучков показывает, что такое невозможно и для начальных пучков рассеяния.

Ввиду необходимости изложения обширного материала мы не будем в данной статье подробно обсуждать ПА рассеяние. Отметим лишь следующее. Для возбуждения ПА рассеяния в соответствии с электрооптикой необходимы электрические поля, перпендикулярные  $Z$ . Ими, на наш взгляд, являются выше рассматриваемые шумовые поля  $E_{ш}$ . Последние могут образовываться и в ПА рассеянии. Поля обеспечивают флукутирующие рассеивающие центры  $\Delta l$ . За счет постоянного «обновления» центров «обновляются» и пучки рассеяния. Каждый «обновленный» пучок при наличии не насыщающейся связи между  $\Delta l$  и  $I$  проходит стадию стационарного голографического усиления. В результате таких процессов достигается стационарность рассеяния (постоянство во времени интеграла от интенсивности по пространству) и голографического усиления. Согласно приведенным рассуждениям, ПА рассеяние является вторичным: для его возникновения и усиления необходимо участие другого вида рассеяния. Этим другим рассеянием является рассеяние, обсуждаемое в [3], т. е. рассеяние, описываемое только током (6) без учета возможности записи голограмм в шумовых полях.

Выражение (1) описывает ток через «самостоятельный» фотогальванический тензор. Последний по представлениям моделей идентичен пьезоэлектрическому и также однозначно определяется симметрией кристалла, т. е. взаимным расположением атомов. Любые воздействия на кристалл, не приводящие к изменению его симметрии, не должны изменять константы и симметрию тензора. Эксперименты же показывают и наличие тока в запрещенных симметрией направлениях, и противоречащую теории малость тока в направлениях, перпендикулярных  $Z$ , и сильную (до трех порядков) изменчивость «констант» от интенсивности облучения, а также количественного и химического состава примесей; «константы» меняются и от относительно небольших механических напряжений. Наконец, голографические опыты, из которых можно получить информацию о циркулярном токе, связанном с компонентой  $\beta_{15}$ , указывают на отсутствие предсказываемого участка  $\beta_{15}$ . Такие данные противоречат имеющимся утверждениям об универсальности описания (1).

Формула (6) не включает в себя механизма токопереноса. В связи с этим ее нельзя считать частным случаем (1), и она не может описывать все симметричные свойства ФГ тока.

Альтернативное описание ФГ тока предложено в [6] в виде



$$j_{\Phi} = K\sigma^{\perp}E^{\perp}. \quad (7)$$

Здесь  $\sigma^{\perp}$  и  $E^{\perp}$  — проводимость и электрическое поле локальной области, в которой проводит время фотовозбужденный свободный электрон;  $K$  — коэффициент усреднения тока по освещенному объему;  $E^{\perp}$  есть суперпозиция полей, возбужденных разными способами. В [6] на основе опытов делается вывод, что ФГ ток в закороченном кристалле создается за счет пиро- и пьезоэлектрических полей, возникающих на короткое время в локальной области, поглотившей квант световой энергии. Имеются также данные [7], которые можно связать с наличием в кристаллах большого числа локальных механически напряженных областей. Напряжения могут быть вызваны внедрением примесей, их разным зарядовым состоянием и другими причинами. В таких областях вследствие пьезо- и сегнетосвойств кристалла могут существовать электрические поля, тоже способные обеспечивать дрейф фотовозбужденных электронов. Частным случаем (7), широко используемым и проверенным практикой, является фототок под действием внешне приложенного поля  $E$ ,  $j = \sigma E$ . Через это же выражение можно, очевидно, описывать и запись голограмм в случаях  $k_{ij} \perp Z$ , учитывая введенное выше шумовое поле  $E_{\Phi}$ ,  $j_{\Phi} = \sigma E_{\Phi}$ .

В моделях, из которых следует описание (1), исключена возможность дрейфовой природы ФГ тока. В (7) предусматриваются только дрейфовые механизмы. Мы считаем, что отмеченные в работе факты ставят под сомнение участие недрейфовых механизмов в фотогальваническом токе.

#### Список литературы

- [1] Glass A. M., Von der Linde D., Negran T. J. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 233—235.
- [2] Белиничер В. И., Стурман Б. И. // УФН. 1980. Т. 130. С. 415—458.
- [3] Канаев И. Ф., Малиновский В. К. // Автометрия. 1991. № 4. С. 37—48.
- [4] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды. Л.: Наука, 1983. 270 с.
- [5] Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Пугачев А. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 692—701.
- [6] Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Пугачев А. М. // Автометрия, 1988. № 4. С. 46—48.
- [7] Труды Всесоюзной конференции «Реальная структура и свойства ацентричных кристаллов». Благовещенск, 1990. Ч. II. С. 196—201.

Институт автоматки и электротри  
СО РАН  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
13 июня 1991 г.  
В окончательной редакции  
18 марта 1992 г.