

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА САМОДИФРАКЦИИ И РЕШЕТОК ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В СТЕКЛЕ, НАВЕДЕННЫХ ВЗАИМНОКОГЕРЕНТНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПОЛЯМИ E_w И E_{2w}

М.К.Балакирев, В.А.Смирнов

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 февраля 1995 г.

Экспериментально обнаружены и исследованы эффект самодифракции и образование решеток показателя преломления в стекле во взаимнокогерентных световых полях основной и удвоенной частот. Изучены свойства решеток в зависимости от интенсивности и поляризации полей, а также от сдвига фазы между ними. Показано, что особенности решеток удовлетворительно объясняются с привлечением модели когерентного фотогальванического эффекта.

Освещение изотропной среды взаимнокогерентными световыми полями с отличным от нуля средним кубом поля может создавать в среде постоянный ток [1–4]. Такое явление известно как когерентный фотогальванический эффект (КФГЭ). Пространственное разделение зарядов КФГ-током J в неоднородной среде (или при неоднородности освещения) должно порождать электрическое поле E_0 и, соответственно, обратимую оптическую анизотропию среды. Предположительно [5], такая оптическая анизотропия обуславливает эффективную поляризуемость второго порядка $\chi^{(2)}$, возникающую в стеклах при достаточно длительном освещении [6–8] (хотя возможны и другие механизмы возникновения $\chi^{(2)}$ [9]). Электрическое поле, однако, должно порождать в изотропной среде и анизотропию показателя преломления вследствие квадратичного эффекта Керра. При этом в стекле может формироваться эффективная дифракционная решетка (ДР) связанная с пространственной периодичностью поля E_0 в области пересечения лучей. Поэтому в стеклах должны проявляться эффекты "самодифракции" освещающих среду лучей в процессе формирования оптической анизотропии и, кроме того, специфическое рассеяние света в течение времени жизни решетки. В известной нам литературе такие эффекты не рассматривались. Эксперименты с ДР позволяют независимо изучать свойства и природу возникающей оптической анизотропии и, в частности, устанавливать их связь с развиваемыми в [1–4] моделями.

В настоящем сообщении мы приводим первые результаты по наблюдению эффекта самодифракции и изучению некоторых свойств фотоиндуцированных ДР в стекле. Основное внимание уделено зависимостям эффективности дифракции от взаимной ориентации поляризаций оптических полей, сдвига фазы $\Delta\phi$ между ними, их интенсивности и поляризации дифрагирующего луча.

В наших экспериментах объектом исследования являлась стеклянная пластина ПМ-40 (стекло К-8). В эксперименте два параллельных луча первой и второй гармоник неодимового лазера фокусировались линзой в образец так, чтобы перетяжки лучей лежали в области их пересечения. Угол θ_0 между лучами варьировался раздвижением лучей, падающих на линзу. Поляризации лучей e_1 ($\lambda_1 = 1,079$ мкм) и e_2 ($\lambda_2 = 0,539$ мкм) изменялись друг относительно друга и относительно плоскости сведения лучей полуволновыми пластинками.

Установленный после удвоителя фазосдвигающий элемент позволял плавно менять фазу между полями с максимальной скоростью π рад/с. Длительность импульсов основной гармоники 15 нс, максимальная энергия в импульсе 18 мДж, максимальная интенсивность в перетяжке $\sim 10^9$ Вт/см², частота следования 12,5 Гц. Регистрация прошедшего и дифрагированного света осуществлялась в дальней зоне фотоумножителем. Чувствительность измерительного канала на длине волны 1,079 мкм в полосе 300 МГц составляла $\sim 10^{-9}$ Дж/имп.

Измерительный цикл состоял из двух частей. Вначале образец освещался обоими лучами с выбранной ориентацией e_1 и e_2 (запись решетки). В процессе записи, в основном, регистрировалась интенсивность дифрагированного излучения первой гармоники в его максимуме. Предельное время записи (50 мин) определялось насыщением интенсивности дифрагируемого света. На следующем этапе (считывание) один из лучей перекрывался и регистрировалась дифракция оставшегося луча. Поляризация падающего на образец луча либо сохранялась, либо поворачивалась на $\pi/2$ вокруг его оси.

Результаты экспериментов могут быть сформулированы коротко следующим образом.

1. В процессе записи наблюдается возрастающая во времени дифракция записывающих лучей. При малых углах θ_0 угловое распределение дифракции подобно распределению дифракции на апертуре (рис.1). При увеличении θ_0 эффективность дифракции основной частоты возрастает почти на два порядка вблизи некоторого угла $\theta_0 = \theta_B$ ($\theta_B \simeq 4,8^\circ$ в эксперименте, рис.2), а далее вновь уменьшается. При $\theta_0 = \theta_B$ эффективность дифракции $\eta = I_d/I_0$ порядка 10^{-3} (I_0, I_d - интенсивности прошедшего и дифрагированного лучей, соответственно).

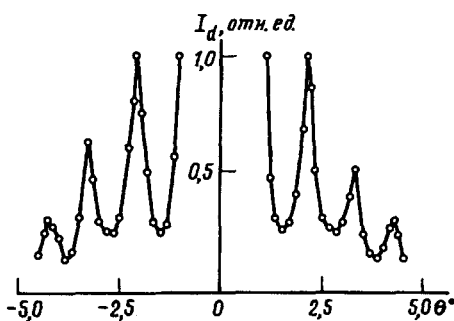


Рис.1. Угловое распределение интенсивности дифрагированного излучения основной частоты при $\theta_0 = 1^\circ$

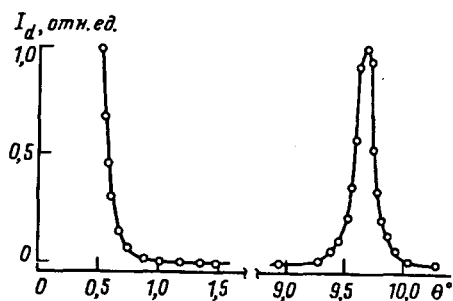


Рис.2. Угловое распределение интенсивности дифрагированного излучения основной частоты при $\theta_0 = 4,8^\circ$

2. Изменение разности фаз между полями при переходе от одного цикла записи к другому не меняет ни интенсивности, ни картины дифракции. Однако если в процессе записи модулировать разность фаз с максимальной частотой, то эффективность дифракции уменьшается до нуля. Наблюдение при очень медленном изменении фазы показывает периодическую модуляцию интенсивности дифрагируемого луча.

3. Характерное темновое время жизни решеток порядка 40 мин.

4. Эффективность дифрагируемого света существенно зависит как от взаимной ориентации e_1 и e_2 пишущих лучей, так и от ориентации e_{1S} считывающего луча. Если e_1 и e_2 лежат в плоскости схождения лучей (n – нормаль к ней) и поляризации считывающего и пишущего лучей одинаковы, то η максимальна, и при $\theta_0 = \theta_B$ достигает значения $3 \cdot 10^{-3}$; если же при считывании $e_{1S} \parallel n$, то η уменьшается в 300 раз. При записи с взаимноортогональными поляризациями полей так, что $e_1 \parallel n$, $e_2 \perp n$, и считывании лучом с $e_{1S} \perp n$, η уменьшается почти на порядок ($\eta = 2,5 \cdot 10^{-4}$). Если же $e_{1S} \parallel n$, η уменьшается еще в 60 раз. Наконец, если при записи $e_2 \parallel e_1 \parallel n$, то уровень дифракции мал (на пределе разрешения аппаратуры).

5. Зависимость интенсивности дифрагированного луча от полной интенсивности основного луча, падающего на удвоитель, показана на рис.3. Видно, что эта зависимость близка к степенной с показателем, заключенным между 4 и 5.

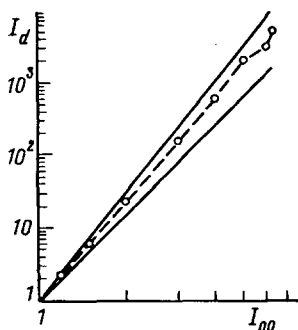


Рис.3

Все приведенные результаты, исключая кинетику записи и релаксации ДР, удовлетворительно согласуются с моделью КФГЭ [2–4], если принять, что в образце за счет разделения зарядов накапливается долгоживущее поле E_0 , пропорциональное КФГ-току J :

$$E_0 \sim J = E_1^2 E_2 (\sigma_1 e_1 (e_1 e_2) + \sigma_2 e_2) \cos(2k_1 r + k_2 r + \Delta\phi), \quad (1)$$

индексы 1, 2 относятся к основной и второй гармоникам, $k_{1,2}$ – волновые векторы волн в среде, $E_{1,2}$ – огибающие пучков, $\sigma_{1,2}$ – проводимости.

Пространственная структура измененного показателя преломления Δn пропорциональна квадрату поля E_0 . Она содержит периодическую компоненту (решетка) и плавную (апертура). Обе компоненты промодулированы в пространстве квадратом амплитуды поля – $(E_2 E_1^2)^2$. Из-за дисперсии показателя преломления ($n_1 = 1,506$, $n_2 = 1,518$) фронт решетки при малых углах θ_0 развернут почти перпендикулярно к k . Поэтому основной вклад в дифракцию дает апертурная компонента. При увеличении θ_0 решетка разворачивается так, что для угла $\theta_0 = \theta_B$ выполняются условия брэгговской дифракции; рассчитанное значение $\theta_B = 4,8^\circ$ удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Поляризационные зависимости могут быть объяснены следующим образом. При записи с $e_2 \parallel n$ КФГ-ток течет параллельно плоскостям решетки, и разделение зарядов происходит на периферии пересечения пучков, то есть ярко выраженной ДР не возникает. Если запись осуществляется с $e_1 \parallel n$, $e_2 \perp n$, то полностью выпадает вклад от первого слагаемого в (1),

и эффективность ДР существенно уменьшается. При считывании, очевидно, наиболее эффективно дифрагирует луч, который по отношению к системе является "необыкновенным", то есть $e_{1s} \parallel E_0$.

Из (1) следует, что изменение $\Delta\phi$ лишь сдвигает фазу ДР в пространстве. Поэтому при любом постоянном $\Delta\phi$ эффективность дифракции одинакова. Напротив, если $\Delta\phi$ модулируется во времени с периодом, много меньшим времени накопления анизотропии, то происходит усреднение E_0 , и ДР не возникает. Именно это и наблюдается в эксперименте.

В принятой модели, очевидно, $I_d \sim \Delta n I_0 \sim (E_1^2 E_2)^2 I_0 \sim E_2^2 I_0^3$. В эксперименте $E_2 \sim I_0$, поэтому должно быть $I_d \sim I_0^5$, что близко к наблюдаемому (рис.3).

Мы полагаем, что в основе наблюдаемых в работе явлений лежит КФГЭ. К сожалению, механизмы записи и релаксации ДР, связанные с кинетикой объемного заряда в стекле, в настоящее время не имеют однозначного объяснения и требуют дальнейших исследований.

Авторы благодарны М.В.Энтину за полезные дискуссии.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93-02-15717).

-
1. Н.Б.Баранова, Б.Я.Зельдович, Письма в ЖЭТФ **45**, 562 (1987).
 2. М.В.Энтин, ФТП **23**, 1066 (1987).
 3. Э.М.Баскин, М.В.Энтин, Письма в ЖЭТФ **48**, 554 (1988).
 4. В.Б.Сулимов, ЖЭТФ **101**, 1749 (1992).
 5. Е.М.Дианов, П.Г.Казанский, Д.Ю.Степанов, Квантовая электроника **16**, 887 (1989).
 6. R.N.Stolen and H.Tom, Opt. Lett. **12**, 585 (1987).
 7. V.M.Chyurikov, Yu.E.Kapitzky, V.M.Lukyanov, and B.Ja.Zeldovich, Sov. Lightwave Commun. **1**, 389 (1991).
 8. Б.Я.Зельдович, Ю.Е.Капицкий, В.М.Чуриков, Письма в ЖЭТФ **53**, 77 (1991).
 9. Е.М.Дианов, А.М.Прохоров, В.О.Соколов, В.Б.Сулимов, Письма в ЖЭТФ **50**, 13 (1989).