

УДК 535.8 : 539.213

П. КЭТОЛАЙНЕН, А. О. ОЗОЛС, В. Я. ПАШКЕВИЧ, М. Я. РЕЙНФЕЛДЕ,
О. САЛМИНЕН, П. СИЛФСТЕН, К. К. ШВАРЦ
(Йозенсу, Финляндия — Рига, СССР)

ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ САМОУСИЛЕНИЕ
В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ As_2S_3

Введение. Голографическое самоусиление (ГСУ) — это эффект увеличения дифракционной эффективности (ДЭ) нестационарной голограммы в процессе ее считывания одним из записывающих пучков. Первые сведения по ГСУ относятся к сегнетоэлектрикам-монокристаллам $LiNbO_3:Fe$ [1]. В работе [2] ГСУ наблюдалось в аморфных халькогенидах. Общим для разных классов материалов является зависимость ГСУ от толщины образца d , периода решетки Λ и начальной дифракционной эффективности η_0 . При этом степень ГСУ тем выше, чем меньше η_0 [3, 4]. Однако не ясно, до какого минимального критического значения можно уменьшать η_0 , чтобы происходило самоусиление.

ГСУ может иметь как когерентный характер (продолжение записи голограммы считывающим и дифрагированным пучками, например, в кристаллах $LiNbO_3:Fe$ [1, 3]), так и некогерентный (увеличение модуляции и (или) изменение среднего поглощения голограммы в силу особенностей фотофизических процессов, например, в кристаллах KBr с F-центрами [5]). В аморфных пленках As_2S_3 , как показали измерения, ГСУ при возбуждении диффузно рассеянным светом и одним из записывающих пучков в режиме записи толстых и промежуточных голограмм преимущественно имеет когерентный характер (вклад в степень ГСУ около 60—70 %).

Экспериментальные исследования и анализ полученных результатов в рамках модели дополнительных голографических решеток [3, 4] показали, что в материалах с амплитудно-фазовой оптической записью («на почернение») ГСУ определяется изменением фазовой составляющей комплексного показателя преломления. Таким образом, в этих материалах для увеличения степени ГСУ надо увеличить длину волны света при считывании. Однако при этом следует учесть, что оптическое возбуждение переходов зона — зона (начальная запись и процесс ГСУ) вызывает сдвиг края фундаментального поглощения в длинноволновую сторону, что приводит к изменению спектральной светочувствительности относительно считывающего излучения. Настоящая работа посвящена исследованиям зависимости максимальной ДЭ при ГСУ η_{max} от начальной ДЭ η_0 , зависимости ГСУ от периода голограммы Λ , а также влияния упомянутого длинноволнового сдвига края поглощения пленки на считывание длинноволновым светом.

Методика и объекты. Используемая в настоящей работе экспериментальная установка позволяет наблюдать ГСУ при начальных дифракционных эффективностях $\eta_0 \geq 10^{-6}$ % (рис. 1).

Исследованы свеженанпыленные пленки As_2S_3 толщиной $d = 6$ мкм. В качестве источников света использованы Ag^+ -лазер фирмы «Spectra Physics» 165 (линии с $\lambda = 488$ и 514 нм) и He—Ne ($\lambda = 632,8$ нм)-лазеры. Для записи начальной решетки (до η_0) пучок возбуждающего света с $\lambda_{зап} = 488$ или 514 нм разделяется на два эквивалентных компонента R_1 и S_1 , угол между которыми 2Θ (рис. 1, а). Считывание схематически отображено на рис. 1, а и б. Дифракционная эффективность определяется как $\eta = P_{R_i}' / P_{R_i}$ или $\eta = P_{S_i}' / P_{S_i}$, где $i = 1$ соответствует свету с длинами

волн $\lambda = 488$ или $514,5$ нм, $i = 2$ — свету с длиной волн $\lambda = 632,8$ нм. Степень самоусиления определялась отношением $\xi = \eta(t) / \eta_0$, где $\eta(t)$ — дифракционная эффективность при считывании одним пучком в момент t .

При исследовании ГСУ внимание следует обращать на двоякую функцию считывающего пучка. С одной стороны, этот пучок является пучком, возбуждающим ГСУ, а с другой — зондирующим.

Вообще, могут иметь место следующие случаи:

1. Запись (пучками R_1 и S_1) и считывание (пучком R_1 или S_1) одним и тем же светом ($\lambda_{зап} = \lambda_{сч}$), при этом считывающий пучок одновременно возбуждает ГСУ и зондирует голограмму (см. рис. 1, б).

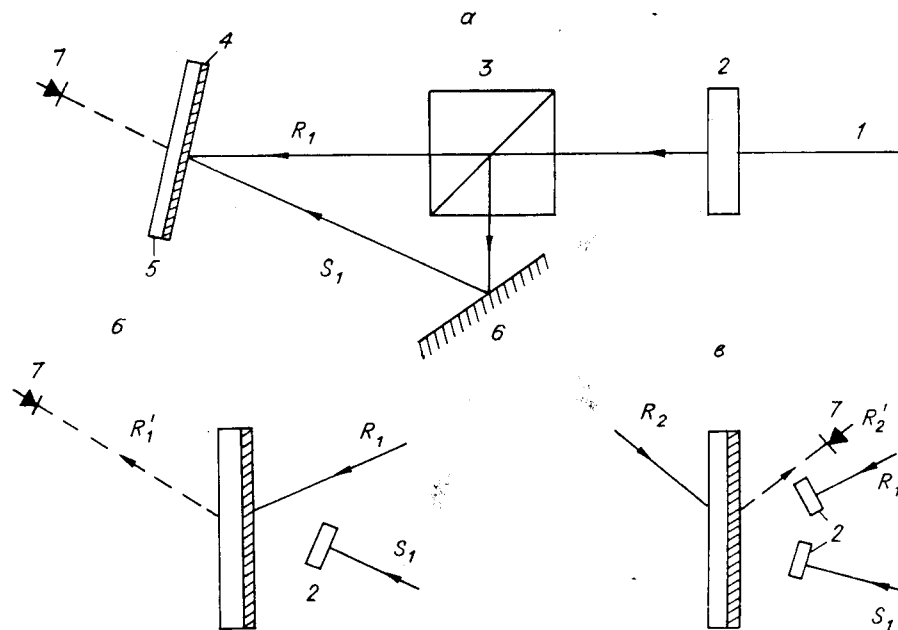


Рис. 1. Схема исследований голографического самоусиления в As_2S_3 : а — запись; б, в — считывание: 1 — лазерный луч; 2 — блокирующая установка; 3 — светоделительная призма; 4 — светочувствительная пленка; 5 — подложка; 6 — зеркало; 7 — фотодиод. Пучки R_1 и S_1 соответствуют падающему свету при записи и считывании, R_1 — дифрагированному свету с длиной волны 488 или 514,5 нм, R_2 и R_2' — считывающему и дифрагированному свету с длиной волны 632,8 нм

2. Запись светом одной длины (пучками R_1 и S_1), считывание (при блокированных R_1 и S_1) светом другой длины волны (R_2 или S_2 ; $\lambda_{сч} > \lambda_{зап}$). Так же как в предыдущем случае, считывающий пучок одновременно возбуждает ГСУ и зондирует голограмму (рис. 1, в). Как отмечено выше, этот случай возможен только при условии, что предварительное облучение с $\lambda_{зап}$ при записи сделало пленку светочувствительной к свету с $\lambda_{сч}$, что подтверждается в настоящей работе.

3. Запись пучками R_1 и S_1 , считывание пучком R_1 или S_1 ($\lambda_{зап} = \lambda_{сч}$) и одновременно пучком R_2 или S_2 с другой длиной волны $\lambda'_{сч} > \lambda_{зап}$, который является только зондирующим. Средняя интенсивность при записи и считывании светом с длинами волн 514,5 и 488 нм в одном пучке поддерживалась $I = 0,3$ Вт/см², при считывании красным светом $I = 0,9$ Вт/см² (случай 2) или 0,01 Вт/см² (случай 3).

Для регистрации дифрагированного излучения сигнал с измерителей мощности снимался на двухканальном самописце. Один из каналов использовался для контроля интенсивности падающего света. Лазерный пучок света диафрагмировался, а затем расширялся так, чтобы распределение интенсивности в пучке соответствовало плоской волне. Использовалась блокирующая установка, позволяющая точно определить короткие времена экспозиции.

Результаты и выводы. Результаты по ГСУ для широкого диапазона η_0 ($10^{-6} \leq \eta_0 \leq 1\%$) при фиксированном угле $\Theta = 15^\circ$, $\Lambda \approx 1$ мкм представлены на рис. 2. Из рисунка следует, что при малых η_0 (до $10^{-6}\%$) общий характер ГСУ остается таким же, как и при более высоких, т. е. большее самоусиление имеет место при меньших начальных ДЭ и порога ГСУ нет. Зависимости $\eta_{max}(\eta_0)$ в логарифмическом масштабе при достаточно малых η_0 изображаются прямыми, которые по мере увеличения η_0 переходят в кривые насыщения.

Кривой 3 показано, что при достаточно больших интенсивностях красного света (632,8 нм) и при предварительном облучении пленок фотонами, соответствующими краю поглощения ($\hbar\omega \approx E_g$), возможно возбуждение ГСУ и красным светом. Если эти условия не выполняются, то ни запись голограмм, ни ГСУ красным светом в пленках As_2S_3 невозможно. Однако более эффективно ГСУ при записи и возбуждении зеленым светом (514,5 нм) и зондировании красным (632,8 нм).

Из рис. 2 следует также спектральная зависимость ГСУ: при записи начальной решетки светом $\lambda_{зап} = 488$ нм или $\lambda_{зап} = 514$ нм и считывании тем же светом большее усиление при фиксированных начальных ДЭ имеет место для более длинноволнового света. Это подтверждает справедливость вывода о фазовом характере ГСУ в данных материалах.

Исследовалась также зависимость максимальной степени самоусиления от периода голографической решетки $\xi_{max} = f(\Lambda)$ при постоянной η_0 (рис. 3). Максимальное ξ_{max} соответствует периоду $\Lambda = 1,5$ мкм. При этом же периоде и толщине образ-

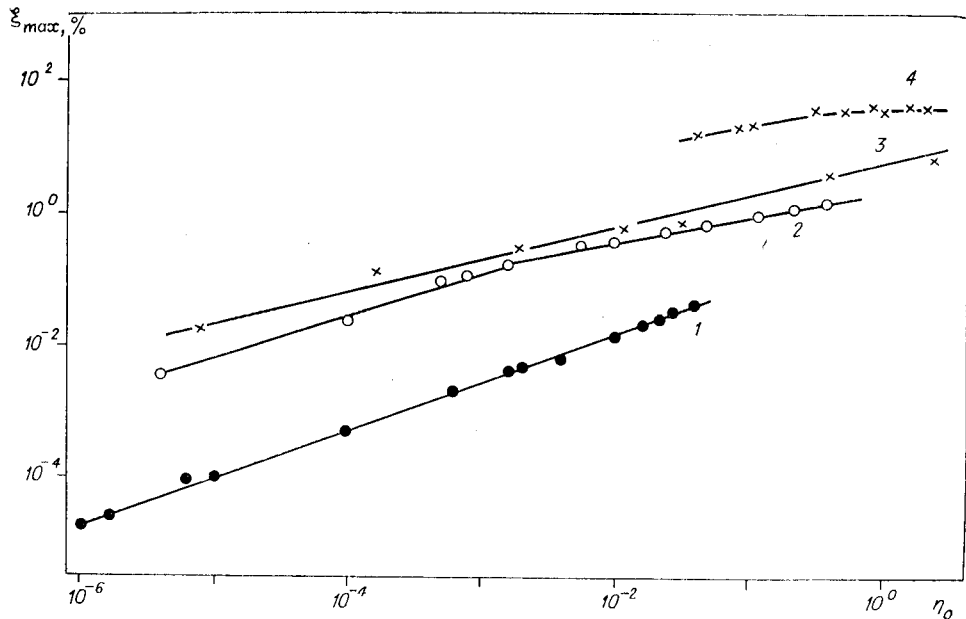


Рис. 2. Зависимость максимальной дифракционной эффективности от начальной при голографическом самоусилении:

1, 2 — запись и считывание проведены светом с длинами волн 488 и 514,5 нм соответственно; 3 — запись — светом 514,5 нм, считывание — 632,8 нм; 4 — запись — светом 514,5 нм, считывание — одновременно светом 514,5 нм (возбуждение ГСУ) и 632,8 нм (зондирование). Для зависимостей 1 — 3 $d = 6$ мкм, для 4 $d = 11,7$ мкм; $\Lambda = 1$ мкм

ца максимальное значение принимает также дифракционная эффективность голограммы, записанной с начала до конца двумя пучками. Очевидно, что уменьшение эффективности голографической записи при $\Lambda < 1,5$ мкм обусловлено ограниченной разрешающей способностью материала (при уменьшении Λ возрастает роль рассеянного света в пленке, который уменьшает эффективную модуляцию), а при $\Lambda > 1,5$ мкм — переходом к тонким голограммам [3].

Однако следует подчеркнуть, что $\xi_{\max} > 1$ даже при $\Lambda = 100$ мкм, т. е. в режиме записи тонких голограмм, где самоусиление не может быть обусловленным записью дополнительных голографических решеток [3]. При больших Λ самоусиление, очевидно, имеет не голографический, когерентный характер, а существенно другую некогерентную природу, которую еще предстоит исследовать.

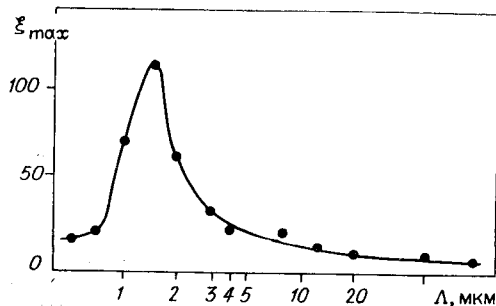
При малых $\eta_0 \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ %, $\lambda_{\text{зап}} = \lambda_{\text{сч}} = 632,8$ нм, $d = 6$ мкм, $\Theta = 10^\circ$ впервые наблюдалось ГСУ также в аморфных пленках As—Se. Как известно, при более высоких η_0 считывание одним пучком приводит к стиранию. Это подтверждает наличие достаточно большой фазовой составляющей при записи голограмм в As—Se красным светом.

Для чисто фазовых голограмм можно показать, что ограниченность динамического диапазона приводит к зависимости $\xi_{\max} \sim \eta_0^{-1}$. Кривые на рис. 2 соответствуют $\xi_{\max} \sim \eta_0^{-a}$, где $a = 0,25 - 0,61$ растет с $\lambda_{\text{сч}}$. Видимо, отличие a от 1 связано с наличием амплитудной составляющей голограмм, однако конкретный механизм следует выяснить в будущем.

Отметим, что при низких η_0 (порядка 10^{-6}) особого внимания требует контроль фонового излучения, так как в противном случае это может привести к значительным неточностям в определении $\eta(t)$. При экспонировании образца без записи начальной решетки наблюдалось примерно трехкратное увеличение рассеянного

Рис. 3. Зависимость максимальной степени самоусиления от периода голографической решетки:

$\lambda_{\text{зап}} = \lambda_{\text{сч}} = 514,5$ нм; $\eta_0 = 3,2 \times 10^{-3}$ %



образцом света, интенсивность которого примерно на шесть порядков ниже интенсивности падающего света. Очевидно, это вызвано образованием шумовых голограмм и в пленках As_2S_3 впервые наблюдалось авторами работы [6].

При изучении ГСУ обнаружено темновое изменение записи: после выключения записывающего света ДЭ увеличивается. При низких η_0 эти темновые изменения достигают 30 % и более за несколько минут, однако они заметно меньше, чем при освещении голограммы.

Перечислим основные выводы работы:

Экспериментально показано, что ГСУ в аморфных пленках As_2S_3 имеет преимущественно когерентный характер для толстых и промежуточных голограмм и некогерентный — для тонких голограмм.

ГСУ связано главным образом с фазовой составляющей амплитудно-фазовых голограмм в As_2S_3 .

Степень ГСУ тем больше, чем меньше начальная ДЭ, причем порог ГСУ отсутствует вплоть до $\eta_0 = 10^{-6}$ %.

При предварительном облучении коротковолновым светом в аморфных пленках возможно возбуждение ГСУ и длинноволновым светом.

Степень ГСУ максимальна при периоде голограммы 1,5 мкм.

3. Zivarts K., Ozols A., Augustovs G., Velshene M. Photoelasticity and self-enhancement of holograms in $LiNbO_3$ crystals // *Ferroelectrics*.— 1987.— V. 75.— P. 231.
4. Рейнфельде М. Я., Озолс А. О., Шварц К. К. Самоусиление голографической записи в аморфном As_2S_3 // Изв. АН ЛатвССР.— 1986.— № 3.
5. Озолс А. О. Самоусиление амплитудных голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.— 1979.— № 3.
6. Аникин А. А., Малиновский В. К., Соколов А. А. Механизм усиления светорассеяния при оптической записи на пленках As_2S_3 // *Квантовая электрон.*— 1980.— Т. 7, № 1.

Поступило в редакцию 7 декабря 1987 г.

УДК 535.36 : 535.21 : 537.226

В. В. ЛЕМЕШКО, В. В. ОБУХОВСКИЙ

(Киев)

ТОНКАЯ СТРУКТУРА КОЛЕЦ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО КРОССРАССЕЯНИЯ СВЕТА

Прохождение света через фоторефрактивные среды (ФС) обычно сопровождается появлением сильного рассеяния на фотонаведенных неоднородностях показателя преломления $\Delta n(r)$ [1, 2]. В настоящее время известно несколько разновидностей такого рассеяния [3—5]. В частности, при наличии двух пучков накачки, пересекающихся в кристалле под углом $\alpha > \pi/2$, возникает четырехволновое кросс-рассеяние света (ЧВКР) [5]. Область локализации последнего сосредоточена вблизи от конуса синхронизма

$$\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_4^s \simeq \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2^s, \quad (1)$$

образующие которого проходят через волновые векторы накачек $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3$. Волны излучения, рассеянного в противоположные полусферы, нумеруются индексами 2 и 4 (рис. 1).

В настоящей работе показано, что индикатриса ЧВКР обладает тонкой структурой, т. е. угловое распределение интенсивности рассеяния $I_{2,4}^s$ представляет собой последовательность близко расположенных максимумов. Специально проведенные нами исследования угловых характеристик других видов рассеяния, возникающих в ФС, не обнаружили тонкую структуру ни в фотоиндуцированном рассеянии света, ни в параметрическом рассеянии голографического типа [3].

Схема эксперимента в основном соответствует [5]. В качестве ФС использовались пластинки кристалла $LiNbO_3:Fe$ x - или y -среза толщиной 1,5 мм (концентрация Fe 0,05 вес. %). Накачка I ($\lambda = 0,44$ мкм, $P = 20$ мВт), падая на выходную грань ГГ' ФС под углом $\Theta_0 \sim 0,1-10^\circ$ к нормали (здесь и ниже приводятся величины углов в кристалле), порождает отраженную волну 3 , которая играет роль второй накачки (см. рис. 1). Через 1—5 мин после начала облучения на экране возникают яркие дужки четырехволнового кроссрассеяния (рис. 2, а), направленного как в переднюю