

ТЕХНОЛОГИИ И ЭЛЕМЕНТЫ ФОТОНИКИ

УДК 666.113.32 : 535.212

Л. А. Агеев, В. К. Милославский, Т. Штайнборн, В. И. Лымарь
(Харьков)

СПОНТАННЫЕ РЕШЕТКИ,
ИНДУЦИРОВАННЫЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
В ПЛЕНКАХ As_2S_3-Ag

Спонтанные решетки (СР) были обнаружены в тонких пленках As_2S_3-Ag при облучении поляризованным лазерным светом в области прозрачности As_2S_3 ($\lambda = 633$ нм). Измерением периодов СР в зависимости от толщины пленок и после обработки результатов методами интегральной оптики установлена связь СР с рассеянными в пленках волноводными модами. С помощью электронной микроскопии обнаружена доменная структура СР, связанная с рассеянием мод отдельными дефектами.

Интерес к оптическим свойствам халькогенидных стеклообразных пленок связан с их применением в интегральной оптике [1], фотографии и голографии. Использование указанных пленок для регистрации световых пучков основано на их способности к фотопревращениям под действием излучения. Известен ряд эффектов, возникающих при облучении пленок (фотопотемнение, фотодиффузия и др. [2]), число которых расширяется при облучении поляризованным лазерным пучком, приводящим к различным явлениям фотоанизотропии [3]. Записи голограмм и голографических решеток с высокой дифракционной эффективностью способствует фотолегирование пленок различными металлами, и в частности серебром [4, 5].

Известно, что рост дифракционной эффективности в ряде случаев ограничивается возникновением шумовых голограмм. В тонких светочувствительных пленках к шумовым голограммам относятся спонтанные периодические структуры, появление которых связано с рассеянием в пленках волноводных мод [6].

В настоящей работе сообщается об обнаружении и исследовании спонтанных решеток (СР), индуцируемых в тонких аморфных пленках As_2S_3 , фотолегированных Ag при действии поляризованного лазерного пучка.

Описание эксперимента. Тонкие пленки As_2S_3 были получены путем вакуумного испарения порошка на ненагретые стеклянные подложки. Толщина пленок As_2S_3 варьировалась от 20 до 380 нм. Пленка покрывалась сверху тонким слоем Ag, постоянная толщина которого (около 10 нм) контролировалась кварцевым измерителем толщин. Суммарная толщина образцов измерялась с точностью ± 2 нм методом Толанского. Приготовленные образцы облучались нормально падающим на образец линейно поляризованным пучком лазеров (He—Cd, аргоновый, He—Ne-лазеры, $\lambda = 442, 488, 515$ и 633 нм).

О появлении СР можно судить по характерным картинам малоуглового рассеяния на экране, поставленном между лазером и облучаемым образцом. Как показано в [6], рост СР из-за разброса их волновых векторов сопровождается появлением узкой, вытянутой параллельно вектору поляризации E_0 индуцирующего пучка полосы рассеянного излучения. Малоугловое рассеяние позволяет контролировать появление и рост СР в процессе облучения без

изменения установки образца. Облучение пленок As_2S_3 —Ag лазерным светом всех длин волн приводит за короткий промежуток времени к появлению на облученном участке относительно прозрачного пятна, свидетельствующего о фоторастворении пленки Ag в As_2S_3 за счет фотодиффузионных и фотохимических процессов. Обнаружено, что при действии коротковолнового излучения с $h\nu > E_g$, где $E_g = 2,3$ эВ — ширина запрещенной зоны As_2S_3 , фоторастворение Ag не сопровождается появлением малоуглового рассеяния и СР; в то же время малоугловое рассеяние и СР появляются при действии излучения от He—Ne-лазера ($\lambda_0 = 633$ нм) в области относительной прозрачности As_2S_3 .

Фотоиндуцированные СР из-за их малого периода, меньшего λ_0 (зачастую $d < \lambda_0/2$), не могут быть обнаружены обычным образом по дифракции с помощью пробного пучка с длиной волны λ_0 . В связи с этим для определения d образец облучался пробным пучком с $\lambda < \lambda_0$ от He—Cd-лазера и углы дифракции измерялись по автоколлимационной схеме. Дифракционный рефлекс от СР имеет вид серповидной дуги с касательной к центру $\parallel E_0$, что свидетельствует об образовании нерегулярной СР со штрихами, преимущественно вытянутыми вдоль E_0 . Период решетки находился по углу дифракции в центре дуги. В заданном интервале толщин h As_2S_3 была исследована зависимость $d(h)$. Структура СР после обработки облученных образцов в фиксирующем растворе щелочи исследовалась с помощью электронного микроскопа ПЭМ-100.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Расположение рефлексов от СР относительно E_0 свидетельствует о связи СР с рассеянными в пленке волноводными TE -модами. Волноводные моды возбуждаются в визуально нерассеивающих пленках As_2S_3 за счет слабого рэлеевского рассеяния случайными дефектами, малыми по сравнению с λ размерами. Если предположить, что преобладающими являются изотропные центры рассеяния (гранулы Ag, дефекты точечного типа и др.), то рассеянное излучение имеет вид поляризованной сферической волны с амплитудой, зависящей от полярных углов θ и γ , где $\theta = \langle (k_x, z) \rangle$, $\gamma = \langle (k_x, x) \rangle$, k_x — волновой вектор рассеянной волны; k_x — тангенциальная составляющая k_x , равная волновому вектору волноводной моды β ; ось $x \parallel E_0$, ось z нормальна к поверхности образца. Вектор поляризации рассеянной волны E_s удобно разделить на TE - и TM -компоненты в плоскости, перпендикулярной k_x , где E_{STE} параллелен поверхности пленки; E_{STM} лежит в плоскости, проходящей через векторы k_x и k_x ; TE - и TM -компоненты возбуждают в пленке TE - и TM -моды соответственно. Амплитуды компонент при нормальном падении света на образец равны

$$A_{STE} = \frac{r_0}{r} A_0 \exp(-\alpha r) \sin \gamma, \quad (1a)$$

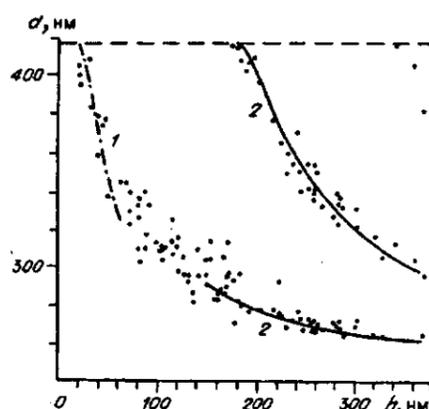
$$A_{STM} = \frac{r_0}{r} A_0 \exp(-\alpha r) \cos \gamma \cdot \cos \theta, \quad (1b)$$

где α — амплитудный коэффициент поглощения пленки; r_0 — характерная длина, зависящая от структуры и размеров центра рассеяния [7]; A_0 — амплитуда падающей волны.

На рассеянных модах при их сложении с падающей волной формируется интерференционное поле с периодом вдоль пленки $d = 2\pi\beta^{-1}$ и с видностью, зависящей от амплитуд A_{STE} и A_{STM} и азимутов γ и θ ; в частности, при рассеянии TE -мод видность пропорциональна $\sin^2 \gamma$ [8]. На начальном интерференционном поле в результате фотодиффузионных процессов и фотохимических превращений возникают СР, дальнейший рост которых определяется положительной обратной связью. Из (1a) и (1b) следует, что интерференционная картина с заметной видностью формируется при $d \ll \alpha^{-1}$, что объясняет отсутствие СР при облучении пленок в районе фундаментальной полосы As_2S_3 , где $\alpha > 10^4$ см $^{-1}$, и возникновение СР при облучении He—Ne-лазером. Так как $|A_{STE}|$ максимален при $\gamma = \pm \pi/2$, а $|A_{STM}|$ — при $\gamma = 0, \pi$, TE -

Рис. 1. Зависимость периода СР от суммарной толщины пленки $As_2S_3(Ag)$:

точки — эксперимент; 1 — расчетная зависимость $d(h)$ для TE_0 -решеток при $n = 2,80$ ($20 \leq h \leq 60$ нм); 2 — расчетная зависимость $d(h)$ для TE_0 - и TE_1 -решеток при $n = 2,52$ ($160 \leq h \leq 360$ нм)



решетки растут на модах, преимущественно рассеянных $\perp E_0$, ТМ-решетки — на модах, рассеянных $\parallel E_0$. Отношение $\eta = A_{STM}(0)/A_{STE}(\pi/2) = \cos\theta$, и так как в лучевом приближении $\beta = (2\pi/\lambda_0)n\sin\theta$ и для пленок конечной толщины $\beta < (2\pi/\lambda_0)n$, величина $\eta < 1$, что определяет в согласии с экспериментом преимущественный рост ТЕ-решеток.

Зависимость $d(h)$ (рис. 1) характерна для СР, формируемых на волноводных модах [6]. При малых h (около 20 нм) d близок к $(\lambda_0/n_1) = 418$ нм, где $n_1 = 1,515$ — показатель преломления стеклянной подложки. С ростом h период уменьшается до (λ_0/n^*) , где $n^* < n = 2,61$ — показатели преломления As_2S_3 при $\lambda_0 = 633$ нм. При $h \geq h_1 = 180$ нм возникают новые СР, период которых также уменьшается с ростом h , новые СР появляются при $h \geq h_2 = 343$ нм, начиная с $d = (\lambda_0/n_1)$. Таким образом, при $h < h_1$ СР растут на рассеянных TE_0 -модах, при $h_2 \geq h \geq h_1$ — на рассеянных TE_0 - и TE_1 -модах и т. д. В двух- и трехмодовых пленках, кроме TE_0 — TE_m -решеток ($m = 1, 2$), наблюдаются также «сверхрешетки» с большим d и с волновым вектором $K = K_{TE_0} - K_{TE_m}$, дифракционные рефлекссы от которых проявляются уже в процессе облучения пленок. Причиной возникновения «сверхрешеток» является интерференционное взаимодействие TE_0 - и TE_m -мод, рассеянных в одном направлении [6].

Расчет зависимости $d(h)$ проведен путем совместного решения уравнения фазового синхронизма $d = 2\pi\beta^{-1}$ и дисперсионного уравнения для TE_m -мод [9] в предположении оптической однородности пленки. Фотолегирование As_2S_3 серебром приводит к образованию двухслойной системы, состоящей из слоя $As_2S_3(Ag)$, обогащенного Ag определенной концентрации, и слоя As_2S_3 [10, 11]. Соотношение толщин As_2S_3 и Ag, при котором достигается полное фоторастворение Ag в As_2S_3 , приближенно равно 2 [11]. При толщине пленки Ag 10 нм средняя толщина обогащенного слоя $As_2S_3(Ag)$ около 30 нм, т. е. слой $As_2S_3(Ag)$ можно считать однородным при $h < 30$ нм, в то время как при $h \gg 30$ нм имеет место однородный слой As_2S_3 с тонкой пленкой $As_2S_3(Ag)$ на его поверхности. Так как показатель преломления неотожженной пленки As_2S_3 заметно меньше [12] n массивного стекла (2,61), а фотолегирование Ag приводит к заметному росту n [11, 13], флуктуацией n -слоя As_2S_3 и h - и n -слоев $As_2S_3(Ag)$ можно объяснить большой разброс точек в зависимости $d(h)$ на участке h (80—180 нм), где проявляется двухслойный характер облученной пленки.

В связи с изложенным расчет $d(h)$ проведен на участке малых (20—60 нм) и больших (180—380 нм) h путем подбора n на заданном участке посредством минимизации квадрата разностей экспериментальных и расчетных значений d . Расчет на первом участке дает $n = 2,80$, а на втором — $n = 2,52$. Сходные значения n получаются из толщин отсечек для TE_1 - и TE_2 -мод. Для однородного слоя

$$h_m = \frac{\lambda_0}{2\pi(n^2 - n_1^2)^{1/2}} \arctg \left(\frac{n_1^2 - n_0^2}{n^2 - n_1^2} \right)^{1/2} + \frac{m\lambda_0}{2(n^2 - n_1^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

Если $n_0 = 1$, $n_1 = 1,515$, $\lambda_0 = 633$ нм, имеем $n = 2,54$ при $h_1 = 180$ нм и $n = 2,51$ при $h_2 = 343$ нм. Из приведенных оценок следует увеличение показателя преломления слоя $As_2S_3(Ag)$ на 0,3 по сравнению с пленкой As_2S_3 ($n = 2,50$); рост n на несколько десятых при фотолегировании As_2S_3 серебром отмечался в [11, 13].

Электронномикроскопические снимки СР облученных пленок (рис. 2, а, б) сходны с микрофотографиями СР в пленках $AgCl-Ag$ [6]. В одномодовых пленках (см. рис. 2, а) СР нерегулярны и состоят из отдельных микрорешеток-доменов, вытянутых $\perp E_0$, в то время как штрихи внутри домена преимущественно $\parallel E_0$. Ширина домена составляет десятые доли микрометра, длина доменов в среднем равна 20 периодам СР (4—6 мкм). Отчетливо видны штрихи основной решетки с периодом $d = 2\pi\beta^{-1}$. Наблюдаются также домены с $d' = d/2$. Возможной причиной появления последних является интерференция двух TE_0 -мод, рассеянных навстречу друг другу, при этом возникает интерференционное поле с волновым вектором $K = 2\beta$. Из-за малости d' такие решетки не обнаруживаются по дифракции.

Причиной появления доменов является рассеяние TE -мод отдельными центрами рэлеевского типа. На это указывает искривление штрихов, вогнутая сторона которых обращена к наиболее узкой части домена. Равновесная форма доменов определяется азимутальным распределением амплитуды рассеянных TE -мод и видностью начальной интерференционной картины, пропорциональной $\sin^2\gamma$, конкуренцией TE -мод, рассеянных различными центрами, и положительной обратной связью, определяющей большую скорость развития СР с большей амплитудой.

Более сложный вид имеют снимки для двухмодовых пленок, на которых видны домены с большим (TE_1 -микрорешетки) и с малым (TE_0 -микрорешетки) периодами и микрорешетки с $d' = d/2$. Кроме обычных СР на TE -модах, на отдельных редких участках наблюдаются микрорешетки со штрихами $\perp E_0$ (см. рис. 2, б). Происхождение таких решеток связано с рассеянием TM_0 -мод. Наложение TM_0 - и TE_1 -решеток приводит к двумерной решетке, имеющей точечный характер, с периодами $d_{TE_1} > d_{TM_0}$. На рис. 2, б также отчетливо проявляется положение рассеивающего центра, приводящего к одновременному возбуждению TE_1 - и TM_0 -мод. Дифракционные рефлекс от TM_0 -решеток гораздо слабее рефлексов от TE -решеток и часто не видны, что затрудняет построение зависимости $d(h)$.

В силу недостаточного в настоящее время понимания механизма фоторастворения серебра в As_2S_3 трудно предложить конкретный механизм переноса массы при росте СР. Рост n при растворении Ag указывает на образование фазовой решетки с модуляцией n вдоль пленки. По-видимому, из-за боковой диффузии Ag [14] имеет место перенос Ag из максимумов в минимумы интерференционной картины, что приводит при полном растворении Ag к повышен-

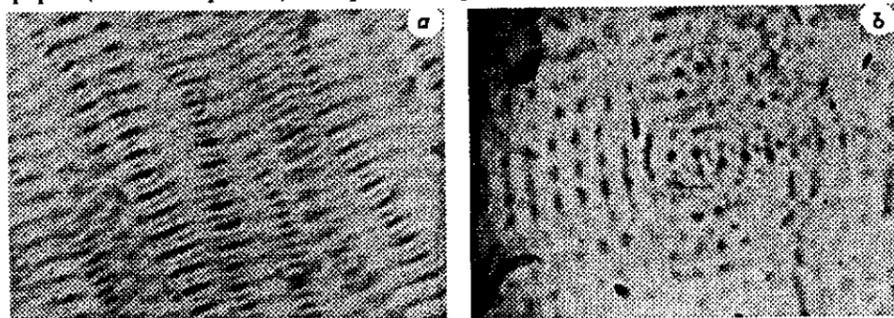


Рис. 2. Микрофотография СР:

а — одномодовая пленка $As_2S_3 - Ag$, $h = 105$ нм, $d_{TE_0} = 309$ нм; б — двухмодовая пленка, $h = 247$ нм, $d_{TE_1} = 340$ нм, $d_{TM_0} = 266$ нм

ной толщине слоя $As_2S_3(Ag)$ в интерференционных минимумах. Модуляция толщины этого слоя возможно вызывает модуляцию суммарной толщины пленки с образованием периодического поверхностного рельефа. Для дальнейшего изучения структуры СР и механизма переноса массы при их росте следует провести исследования спектральных характеристик облученных пленок и кинетики развития СР.

Эксперименты по наблюдению СР указывают на необходимость их учета как шумовых решеток при формировании голографических решеток монохроматическим излучением в области прозрачности As_2S_3 , а также при изучении различных фотоанизотропных эффектов [3], возникающих при облучении халькогенидных пленок поляризованным светом с $h\nu < E_g$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андриеш А. М., Пономарь В. В., Смирнов В. Л. и др. Использование халькогенидных стекол в интегральной и волоконной оптике (обзор) // Квантовая электроника.—1986.—13, № 6.
2. Любин В. М. Фотоструктурные превращения в халькогенидных стеклообразных полупроводниках // Автометрия.—1988.—№ 4.
3. Любин В. М., Тихомиров В. К. Фотоиндуцированный дихроизм в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников // ФТТ.—1990.—32, № 6.
4. Костышин М. Т., Романенко П. Ф., Стронский А. В. и др. О влиянии толщины слоя металла на процесс записи голографических решеток в светочувствительных системах $As_2Se_3-As_2S_3-Ag$ // Укр. физ. журн.—1986.—31, № 1.
5. Zakery A., Slingert C. W., Ewen P. I. S. et al. Chalcogenide gratings produced by the metal dissolution effect // J. Phys. D.—1988.—21, N 10.—P. 78.
6. Агеев Л. А., Блоха В. Б., Милославский В. К. Свойства периодических структур, фотоиндуцированных в тонкопленочной системе $AgCl-Ag$ // Укр. физ. журн.—1985.—30, № 4.
7. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами.—М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
8. Агеев Л. А., Ассаад Н., Милославский В. К. и др. Самозарождающиеся фотоиндуцированные периодические структуры в пленках светочувствительных материалов при наклонном падении лазерного излучения // Оптика и спектроскопия.—1990.—68, вып. 3.
9. Хансперджер Р. Интегральная оптика.—М.: Мир, 1985.
10. Kahnt H., Schirrmeister F., Feltz A. Model of photostimulated diffusion of Ag in amorphous chalcogenides // Phys. Stat. Sol. (a).—1988.—108, N 1.—P. 149.
11. Костышин М. Т., Касярун О. П., Кудрявцев А. А. Моделирование процесса фотолегирования в системе полупроводник — металл на основе представления о ее трехслойной структуре // Укр. физ. журн.—1987.—32, № 7.
12. Kumar W., White K. Thermal aging effects in vitreous As_2S_3 films // Thin Solid Films.—1986.—135, N 1.—P. L13.
13. Zakery A., Zekak A., Ewen P. I. S. et al. Optical constants of Ag photodoped As—S amorphous films // J. Non-Cryst. Sol.—1989.—114, N 1.—P. 109.
14. Suptitz P., Fischer A. Lateral diffusion of photodoped silver in amorphous $Ge_{0,25}Se_{0,75}$ layers // Phys. Stat. Sol. (a).—1984.—82, N 1.—P. 157.

Поступила в редакцию 29 апреля 1991 г.

УДК 621.378 : 681.33

Л. А. Борыняк, Е. А. Краснопецев, А. В. Логинов, А. А. Штыгашев
(Новосибирск)

ПАНОРАМНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИЙ ОБЪЕКТОВ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ФОРМЫ

Разработаны панорамные интерферометры для контроля формоизменения поверхности тел вращения. При необходимости можно регистрировать и выделять отдельно нормальные и внутриплоскостные компоненты вектора перемещения деформируемой поверхности. Приведены метрология и примеры контроля деформаций цилиндрических оболочек.

4 Автометрия № 2, 1992 г.