

## Самоорганизующиеся голограммы спектров

### Введение

В 1891 г. Липпман предложил метод цветной фотографии [7], описание которого вошло в учебники по оптике [3,5]. Метод основан на регистрации пучностей стоячих волн в специальной фотоэмульсии, контактирующей с зеркалом. После проявления экспонированной фотоэмульсии в местах действия пучностей выделяется серебро и в результате образуется многослойная система полупрозрачных зеркал с периодом, зависящим от длины волны  $\lambda$  падающего света. При освещении зеркал белым светом воспроизводится цвет записанной волны за счет интерференционного усиления коэффициента отражения для заданной  $\lambda$ .

По мере развития голографии стало ясно, что цвет объектной волны в белом свете способны восстанавливать объемные голограммы Денисюка [8]. С этой точки зрения метод Липпмана можно рассматривать как первый пример голографической записи и воспроизведения цвета. Заметим, что в работе [9] предложен вариант записи голограмм Денисюка в фотоэмульсии на волноводной подложке при распространении опорной волны вдоль подложки.

Здесь рассматривается принципиально новая возможность получения голограмм спектров в очень тонких светочувствительных пленках AgCl–Ag [13]. Первое сообщение об этом сделано в работе [10]. Здесь описана методика записи голограмм поляризованных спектров. Записи и воспроизведению цвета в тонких пленках AgCl–Ag способствует эффект спектральной фотоадаптации (ФАД) и самоорганизующиеся фотоиндуцированные периодические структуры (ПС).

Образование ПС есть самоорганизующийся процесс. Появлению ПС предшествует формирование коллоидной полосы поглощения при облучении пленки AgCl–Ag монохроматическим светом и выжигание провала в этой полосе (частотная ФАД). ФАД приводит к снижению коэффициента затухания  $\alpha$  для рассеянных в пленке волноводных мод и к росту длины пробега мод  $l = \alpha^{-1}$ . ПС зарождаются, когда  $l$  превысит несколько пространственных периодов  $d$  ( $d$  — период вдоль пленки) интерференционной картины, образованной падающей волной и модой. В интерференционном поле гранулы разрушаются в максимумах и образуются в минимумах интерференции. Так начинается запись интерференционной картины и происходит зарождение ПС за счет периодического распределения серебра.

Период ПС равен периоду интерференционной картины  $d$ . При нормальном падении индуцирующего ПС пучка  $d$  связан с постоянной распространения моды  $\beta$ . Это условие означает, что с момента зарождения ПС включается в действие положительная обратная связь: дифракция падающей волны на ПС усиливает моду и контрастность интерференции, что приводит к дальнейшему саморазвитию ПС. Накопление Ag в минимумах интерференции уменьшает коэффициент поглощения пленки и усиливает спектральный провал в коллоидной полосе (интерференционная ФАД).

С точки зрения голографии можно рассматривать генерируемые при развитии ПС волноводные моды как опорные волны а ПС — как са-

моорганизующуюся голограмму индуцирующего пучка, способную восстанавливать некоторые его характеристики. Для записи голограмм спектров важно, что ПС могут образовываться не только под действием когерентного лазерного излучения, но также и под действием квазимонохроматического света от нелазерных источников. Это свойство связано с тем, что моды когерентно возбуждаются при рассеянии падающего пучка на точечных центрах рассеяния, их длина пробега не превышает нескольких десятков микрометров, поэтому степень когерентности падающего излучения может быть и невысокой.

### Условия записи и воспроизведения спектров с помощью ПС

Рассмотрим наиболее благоприятные условия для записи и воспроизведения спектров с помощью ПС. При больших толщинах  $h$  пленки AgCl в ней будут возбуждаться несколько волноводных  $TE_m$ -мод (напомним, что именно эти моды образуют ПС при нормальном падении индуцирующего пучка). ПС образуются для каждой моды и имеют разные периоды  $d_m$ . Общее строение ПС оказывается сложным, дифракционная эффективность каждой отдельной  $TE_m$ -ПС уменьшается с ростом числа возбуждаемых мод. По этой причине многомодовые пленки не подходят для записи спектров и для этой цели следует применять тонкие одномодовые пленки. Более того, как мы сейчас покажем, наилучший результат дают очень тонкие пленки, в которых ПС образуются за счет возбуждения предельной моды подложки.

Постоянную распространения моды представим в виде  $\beta = 2\pi \cdot \lambda^{-1} \cdot n_{ef}$ , где  $n_{ef}$  — эффективный показатель преломления моды. При изменении  $h$  в асимметричном волноводе  $n_{ef}$  для любой  $m$ -й моды, изменяется в пределах:

$$n_2 \leq n_{ef} \leq n \quad (1)$$

Значение  $n_{ef} = n$ , так как оно достигается лишь в пленках с большими  $h$  (точно — при  $h \rightarrow \infty$ ). С другой стороны, значение  $n_{ef} = n_2$  определяет наименьшую толщину  $h_0$ , начиная с которой в пленке возникает волноводная  $TE_0$ -мода. Формулу (14) для  $h_0$  перепишем в удобном для расчетов виде:

$$h_0(\lambda) = \frac{1}{2\pi[n^2(\lambda) - n_2^2(\lambda)]^{1/2}} \cdot \arctg \left\{ \left[ \frac{n_2^2(\lambda) - 1}{n^2(\lambda) - n_2^2(\lambda)} \right]^{1/2} \right\} \quad (2)$$

Для асимметричного одномодового волновода мода с  $n_{ef} = n_2$  одновременно является предельной волноводной  $TE_0$ -модой пленки и предельной волноводной  $TE_m$ -модой подложки. Действительно, интервал изменений эффективного показателя преломления  $n_{2,ef}$  волноводных мод подложки определяется соотношением:

$$1 \leq n_{2,ef} \leq n_2 \quad (3)$$

Обычно подложка имеет большую толщину ( $h_2 > 0,15$  см). При таких больших толщинах можно оценить число мод в подложке из условия поперечного резонанса, учитывая только геометрический фазовый сдвиг  $2bh$  и полагая  $\cos\theta = 1$  в формуле для  $b$ . Тогда получим  $m = 2n_2 \cdot h_2 \cdot \lambda^{-1}$ , откуда для  $l = 5 \cdot 10^{-5}$  см,  $h_2 = 0,15$  см и  $n_2 = 1.52$  (стекло) имеем  $m \approx 10^4$ . При таком большом числе мод почти все моды, за исключением нескольких мод наивысших порядков  $m$ , будут иметь значения  $n_{2,ef} = n_2$ . Можно считать, что энергия внутреннего светового поля в

подложке сосредотачивается в одной предельной моде с  $n_{2,ef} = n_2$ . По этой причине, когда пленка имеет толщину  $h < h_0$  и волноводные моды в ней отсутствуют, образование ПС в пленке происходит за счет возбуждения предельной моды подложки [64]. Предельная мода с  $n_{2,ef} = n_2$  в плоскопараллельной подложке зарождается из рассеянного в пленке излучения, распространяется эта мода параллельно границам подложки и своим полем воздействует на пленку.

Периоды ПС, формируемых светом с разными длинами волн  $\lambda$ , равны  $d = \lambda \cdot n_{ef}^{-1}$ . Зададим минимальную длину волны  $\lambda_{min}$  в спектре, который мы хотим зарегистрировать с помощью ПС. Очевидно, что если пленка будет иметь толщину  $h \leq h_0(\lambda_{min})$  для всех  $\lambda \geq \lambda_{min}$  будут иметь периоды

$$d(\lambda) = \lambda \cdot n_2^{-1}(\lambda) \quad (4)$$

Именно такие ПС позволяют точно восстановить с помощью белого света спектральные цвета записанного спектра. Спектр восстанавливается за счет дифракции падающего на голограмму белого света. Поскольку периоды ПС меньше  $\lambda_{min}$ , то при нормальном падении дифракция отсутствует. Из уравнения дифракции следует, что угол падения восстанавливающего белого света на голограмму должен быть большим. При этом оказывается довольно большим и угол дифракции, под которым следует наблюдать наиболее правильную дифракционную окраску в спектре. Из (4) следует, что при слабой дисперсии  $n_2(\lambda)$  периоды ПС будут почти линейно зависеть от  $\lambda$ . Поэтому, при правильно выбранном для наблюдения угле дифракции  $\psi$  искажения цвета в спектре будут незначительны и практически незаметны для глаза. Однако очевидное и существенное неудобство состоит в том, что наблюдение нужно вести под довольно большим углом к образцу.

Указанный недостаток, а также влияние дисперсии  $n_2$ , полностью устраняются в том случае, если белый свет падает на голограмму под углом падения  $\varphi$  внутри подложки. В этом случае уравнение дифракции преобразуется к виду:

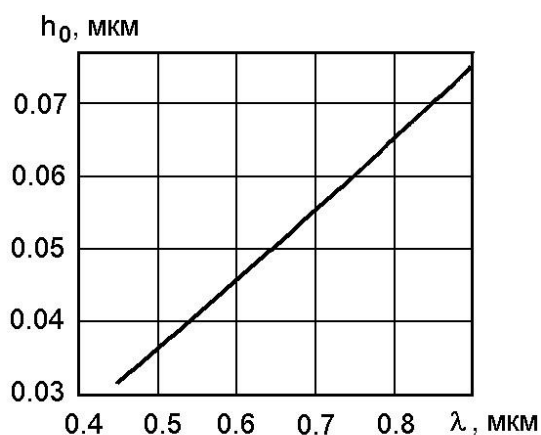
$$\sin[\psi(\lambda)] = n_2(\lambda) \cdot (\sin \varphi - 1) \quad (5)$$

Из этой формулы следует, что если белый свет падает на голограмму внутри подложки под углом  $\varphi = \pi/2$ , то все волны записанного спектра будут излучаться соответствующими им ПС по нормали к образцу. Рассмотренный случай как раз соответствует введению в подложку восстанавливающего пучка в виде предельных мод подложки, на которых происходила запись ПС, что и дает возможность точно восстановить спектр.

### Эксперимент и его результаты

Для правильного выбора толщины пленки AgCl необходимо рассчитать зависимость  $h_0(\lambda)$  по формуле (2) для регистрируемого интервала спектра. При этом следует учесть дисперсию показателей преломления  $n$  и  $n_2$ . В качестве подложки выберем стекло типа К-8 [11]. По величине и дисперсии  $n_2$  к этому типу оптического стекла близки стекла от фотопластинок. Данные о дисперсии  $n$  AgCl содержатся в [4]. На рис. 1 показаны результаты расчета зависимости  $h_0(\lambda)$

для интервала  $\lambda = 450\text{--}900$  нм. Из рисунка видно, что для регистрации видимого спектра с помощью ПС, периоды которых будут удовлетворять формулу (4), необходима пленка с толщиной  $h \approx 30$  нм.



*Рис. 1. Зависимость толщины  $h_0$  отсечки ТЕ0-моды в пленке AgCl–Ag на стеклянной подложке от длины волны индуцирующего ПС света.*

Для проведения эксперимента необходимо напылить в вакууме пленку AgCl толщины  $h = 30$  нм на стеклянную подложку с размерами примерно  $5 \times 5 \times 0,15$  см и затем сверху на AgCl напылить тонкую (примерно 10 нм) пленку Ag.

Приготовленный образец устанавливается в фокальной плоскости спектрографа (рис. 2). Следует использовать спектральный прибор средней дисперсии. Подходящим прибором является универсальный монохроматор типа УМ-2 (призма Аббе, фокусные расстояния объективов 860 мм, относительное отверстие 1:6, дисперсия  $11,5 \text{ нм} \cdot \text{мм}^{-1}$  для  $\lambda = 546$  нм). Для превращения прибора в спектрограф с его выходной части снимается щелевая или окулярная насадка и на оптической скамье устанавливается приспособление, подходящее для закрепления образца точно в фокальной плоскости выходного объектива прибора. На рис. 2 лучи, обозначенные  $\lambda_{r,g,b}$ , показывают условно различные участки спектра — красный ( $r$ ), зеленый ( $g$ ), синий ( $b$ ). Излучение с разными длинами волн проходит через поляроид 1 с достаточно большой апертурой для создания линейной поляризации во всем регистрируемом спектре. Вектор  $\mathbf{E}_0$  показывает направление линейной поляризации, создаваемой поляроидом. Как показано на рисунке, вектор  $\mathbf{E}_0$  ориентирован вдоль направления развертки спектра. Предусмотрена также возможность установки между поляроидом и образцом плоскопараллельной кристаллической двулучепреломляющей пластинки 2 для создания переменной поляризации в спектре. Пластинка вырезана параллельно ее оптической оси  $C$  и устанавливается так, чтобы ось  $C$  была ориентирована под углом  $45^\circ$  к вектору  $\mathbf{E}_0$ . Ориентация оси пластинки показана в правой части рисунка. При помещении в схему пластинки она располагается как можно ближе к светочувствительной пленке 3. Спектр фокусируется на пленку 3, находящуюся на подложке 4. Торцы подложки, параллельные направлению развертки спектра и

вектору  $E_0$  обозначен как АВ.

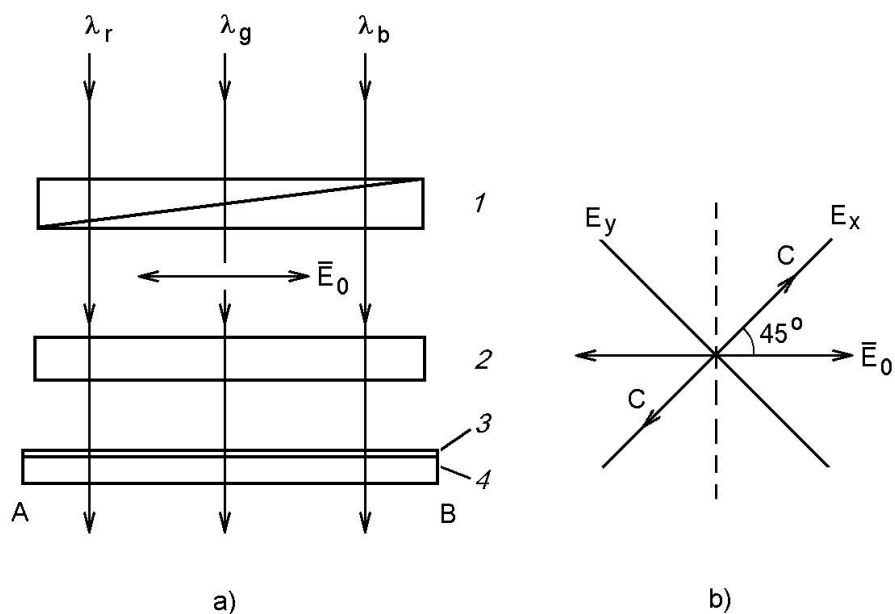


Рис. 2. Схема облучения образца, помещенного в фокальной плоскости спектрографа, непрерывным поляризованным спектром (а); б — ориентация направления линейной поляризации  $E_0$  в спектре и оптической оси кристалла  $C$  при установке кристалла 2 в схему облучения.

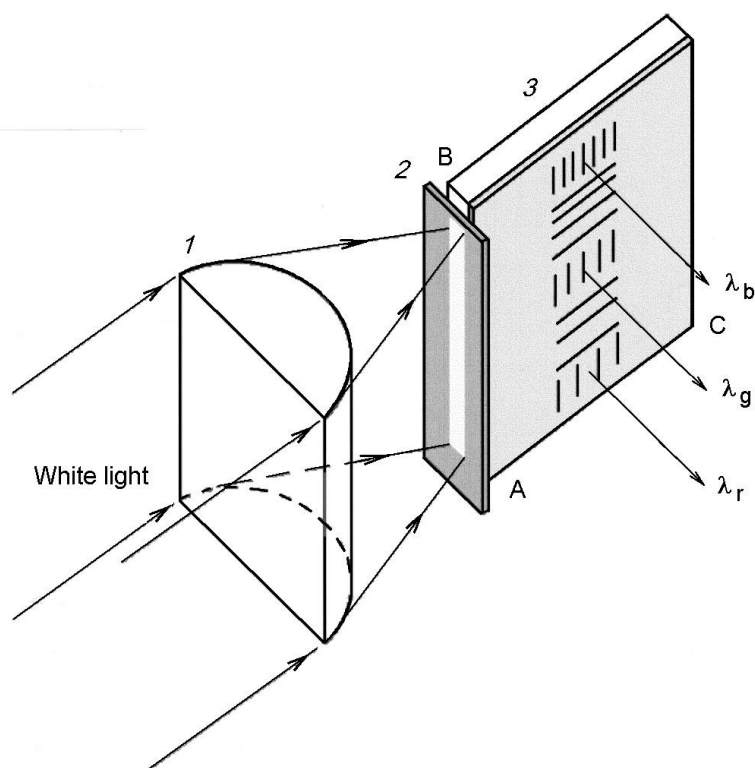
Заметим, что для выполнения условия (4) углы падения лучей при освещении образца спектром не должны сильно отличаться от  $0^\circ$ . В противном случае проявится зависимость  $d$  от угла падения [1,2, 67]. Допустимы углы падения  $< 10^\circ$ , что выполняется для прибора УМ-2.

Пороговая величина экспозиции для индуцирования ПС в пленках  $AgCl-Ag$  довольно велика и составляет примерно  $5 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$  [6]. Поэтому запись спектров за приемлемые времена экспозиции возможна лишь в случае интенсивных источников света. Подходящими источниками являются дуговые газоразрядные лампы высокого и сверхвысокого давления.

Опишем вначале условия записи и воспроизведения линейчатого и непрерывного спектров от дуговых ртутной и ксеноновой ламп сверхвысокого давления без кристаллической пластинки в схеме облучения (рис. 2). В описываемом эксперименте применялись лампы типа ДРШ-250 (ртутная) и ДКсШ-200 (ксеноновая). В обоих случаях свет от лампы фокусировался на щель спектрального прибора с помощью сферической и цилиндрической линз. Цилиндрическая линза фокусировала пучок на щель в виде узкой полосы, вытянутой вдоль щели. Спектры от двух ламп записывались поочередно с помощью диафрагмы Гартмана, открывавшей либо края (для Hg-лампы) либо среднюю часть (для Xe-лампы) щели, при неизменном положении образца в фокальной плоскости. После экспонирования образца спектром Hg в этот же спектр дополнительно записывалась линия генерации Ne ( $\lambda = 633 \text{ нм}$ ) при освещении щели пучком излучения от He-Ne лазера небольшой мощности (2 мВт). Пучок от лазера растягивался вдоль щели с помощью стеклянного цилиндрического стержня.

При экспонировании ширины щели были выбраны равными 0,4 мм для Hg и Ne и 0,6 мм для Xe. Развивающиеся в пленке ПС в процессе облучения можно наблюдать по дифракции света от небольшой лампы накаливания. ПС на ТЕ-модах развиваются так, что их штрихи преимущественно параллельны  $E_0$ . Поэтому, для наблюдения дифракции перекрывают доступ света в спектрограф и посылают на образец свет от лампы накаливания под достаточно большим углом падения в плоскости, перпендикулярной к направлению развертки спектра. Наблюдают дифракцию также под достаточно большим углом в той же плоскости, подбирая этот угол так, чтобы дифракционная окраска на образце соответствовала цветам регистрируемого спектра. Под действием красно-желто-зеленого излучения образующиеся в пленке ПС становятся заметными через время экспозиции  $t \approx 0.5$  час. В сине-фиолетовой области спектра и для слабых спектральных линий ПС развиваются гораздо медленнее. Поэтому, для получения развитых ПС в широком интервале спектра требуются большие  $t$ . В описываемом эксперименте время экспозиции составляло: 10 час для Hg, 5 час для Ne и 24 час для Xe.

После завершения экспозиции записанные спектры наблюдаются по нормали к голограмме при ее освещении белым светом от лампы накаливания (12 В, 100 Вт) через торец АВ подложки (рис. 3). Параллельный пучок падал на цилиндрическую линзу 1, которая собирала пучок в полосу с шириной, примерно равной толщине торца подложки. Для получения равномерного освещения внутри подложки 3 свет направлялся в торец АВ через тонкий рассеивающий экран 2, изготовленный из высококачественной матовой бумаги (кальки). На поверхности голограммы штрихами условно показана ориентация штрихов ПС. Чередование вертикальных и горизонтальных штрихов соответствует случаю записи непрерывного спектра, прошедшего через кристаллическую пластинку. Этот случай подробно рассмотрим позже. При записи спектров Hg и Xe ПС с горизонтальными штрихами отсутствуют. При указанном способе освещения свет, проникающий внутрь подложки, содержит лучи, падающие на голограмму под углами скольжения ( $\varphi \approx \pi/2$ ). В этом случае, в соответствии с формулой (5), голограмма дает дифрагированные лучи с разными длинами волн  $\lambda_{r,g,b}$ , которые выходят в воздух по нормали и воспроизводят записанные спектры.



*Рис. 3. Схема наблюдения записанного цветного спектра при освещении голограммы 3 белым светом через торец подложки.*

При визуальном наблюдении спектров по только что описанной схеме ориентируются на правильную окраску спектральных линий Ne и Hg, т.е. на одновременное наблюдение этих линий как красной, желтой, зеленой и синей. Протяженность спектра от синей линии Hg до его красного края примерно составляет 25 мм. Удобное для наблюдений расстояние от голограммы до глаза около 50 см. Зрачок глаза выполняет роль достаточно малой диафрагмы. При таких условиях от голограммы в глаз попадают лучи, направление которых мало отличается от нормали к голограмме. Поэтому цветовые искажения, связанные с угловым разбросом попадающих в глаз дифрагированных лучей, практически не заметны.

На рис. 4а показаны фотографии наблюдаемых на голограмме спектров Hg+Ne (1) и непрерывный спектр Хе (2). К сожалению, на черно-белой фотографии нельзя показать основной эффект — эффект цвета в наблюдаемых спектрах; некоторую информацию об особенностях воспроизведения можно получить лишь на основе анализа черно-белого контраста на этих фотографиях.

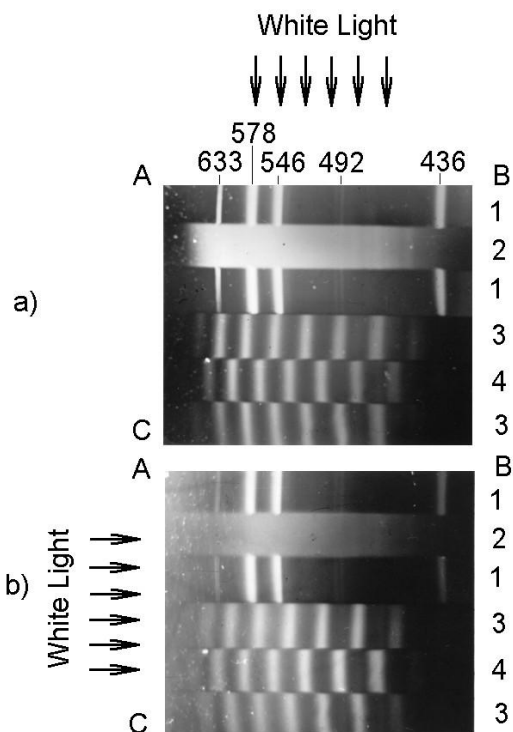


Рис. 4. Фотографии восстановленных спектров при освещении образца белым светом через торцы подложки в двух взаимно-перпендикулярных (а и б) направлениях.

#### Голографическая запись поляризации света после кристаллической пластинки

Эксперимент по записи поляризации в непрерывном спектре, прошедшем через кристаллическую пластинку, с помощью фотоиндуцированного дихроизма в пленке  $\text{AgCl-Ag}$ . В аналогичных условиях облучения состояние поляризации в спектре регистрируется и с помощью ПС. Основное различие в условиях записи состоит в том, что дихроизм предшествует возникновению ПС и развивается при малых экспозициях по сравнению с экспозициями, необходимыми для записи ПС. В образце, в котором сформированы ПС, дихроизм также сохраняется, и поэтому результат записи поляризации можно наблюдать как в проходящем свете, так и за счет дифракции белого света на ПС (рис. 4а, спектры 3,4).

На рис. 4а спектры 3 и 4 наблюдаются в виде чередующихся цветных и темных полос. Для записи этих спектров образец был передвинут в фокальной плоскости спектрографа для облучения нового участка. Между поляризатором и образцом помещалась плоскопараллельная кристаллическая пластинка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (рис. 2). Размеры пластинки 30x23 мм позволяли пропустить через нее большую часть видимого спектра. Источником излучения служила дуговая Хе-лампа. Время экспозиции равнялось 24 час.

Падающий линейно поляризованный свет с длиной волны  $\lambda$  в пластинке распадается на два ортогонально поляризованные колебания  $E_x = A \cdot \cos(\omega t)$ ,  $E_y = A \cdot \cos(\omega t + \delta)$  с одинаковыми амплитудами  $A$  и разностью фаз  $\delta = 2\pi \cdot \lambda^{-1} \cdot (\Delta n) \cdot L$  ( $\Delta n$  — разность главных значений показателей преломления,  $L$  — толщина пластинки). После пластинки свет с разными  $\lambda$  приобретает разную



поляризацию. При  $\delta = 2m\pi$ , ( $m = 0, 1, 2 \dots$ ) выходящее из пластинки излучение с  $\lambda = m^{-1} \cdot (\Delta n) \cdot L$  линейно поляризовано вдоль направления  $E_0$  (рис. 2). При  $\delta = (2m+1) \cdot \pi$  линейно поляризовано излучение с  $\lambda = (\Delta n) \cdot L \cdot (m+1/2)^{-1}$  в направлении, перпендикулярном к  $E_0$ . Свет с промежуточными  $\lambda$  последовательно имеет все стадии эллиптической поляризации. Циркулярная поляризация имеет место для света с  $\lambda = 4(\Delta n) \cdot L \cdot (2m+1)^{-1}$ .

В кристалле  $Al_2O_3$  для видимой области  $\Delta n \approx 0,008$  (без учета дисперсии). Толщина применявшейся пластинки  $L = 1,15$  мм. Из этих данных следует, что при последовательном изменении  $\lambda$  в спектре (400–700 нм) направление линейной поляризации будет периодически изменяться на  $\pi/2$  более 20 раз.

ПС наиболее эффективно развиваются под действием линейно поляризованного излучения. Штрихи таких ПС преимущественно параллельны направлению поляризации  $E$  света, прошедшего пластинку. Поэтому, при периодических переворотах  $E$  также будут поворачиваться и штрихи индуцируемых решеток. ПС образуются также и под действием эллиптически и циркулярно поляризованного света. В последнем случае дифракционная эффективность ПС наименьшая, т.к. циркулярно поляризованный свет создает ПС в виде сетки, а не линейной решетки. В результате, наблюдение записанного в рассмотренных условиях непрерывного спектра с переменной поляризацией дает в спектре чередующиеся цветные и темные полосы (рис. 4а, 3). Если при записи повернуть вектор  $E_0$  на  $\pi/2$  поворотом поляроида, то в спектре наблюдается дополнительная система полос (4). Если белый свет направить в торец АС при наблюдении спектров по схеме рис. 3, то дифракционные цвета в спектрах 1, 2 (рис. 4б) исчезают (на фотографии об этом можно судить по значительному ослаблению линий 633 и 436 нм и по существенному ослаблению непрерывного спектра). В то же время, полосы в спектрах 3, 4 являются дополнительными по отношению к показанным на рис. 4а.

### **О возможности длительного сохранения голограмм**

Рассмотренная схема наблюдения спектров наиболее правильна с методической точки зрения, поскольку соответствует восстановлению объектных лучей с помощью предельных мод подложки, вводимых через ее торец. Однако, длительное облучение образца интенсивным белым светом при многократных наблюдениях приведет к постепенному разрушению голограмм. При желании сохранить образец для наблюдений на сколь угодно длительное время его следует подвергнуть фиксирующей обработке и затем покрыть зеркальной пленкой  $Al$ . После этого образец утрачивает светочувствительность, но сохраняет свойства отражательной голограммы с довольно высокой дифракционной эффективностью.

Наблюдение спектров с помощью такой голограммы производится по схеме отражения, показанной на рис. 5. Параллельный пучок белого света падает на голограмму под углом  $\phi$  к нормали  $N$ . Дифрагированные лучи с разными длинами волн  $\lambda_{r,g,b}$  наблюдаются под углом  $\psi$ . Дифракция от ПС наблюдается в "–1" порядке, так как  $d < \lambda$ .

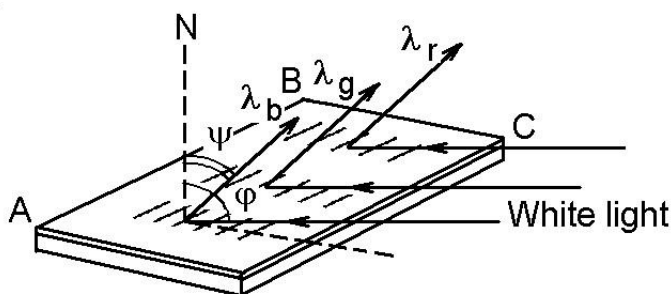


Рис. 5. Схема наблюдения цветных спектров на фиксированной и алюминированной голограмме при ее освещении наклонно падающим белым светом.

Следует уравнение дифракции для этого случая:

$$\sin[\psi(\lambda)] = \sin \varphi - n_2(\lambda) \quad (6)$$

Например, при  $\varphi = 70^\circ$  и при среднем значении  $n_2 = 1,52$  для всего спектра, правильные цвета в спектре будут наблюдаться под углом  $\psi \approx 35^\circ$ . При слабой дисперсии  $n_2$  ее влияние на цвет не будет заметным. На рис. 6а,б показаны фотографии наблюдаемых в этих условиях спектров. Обозначения соответствуют рис. 4. Пунктирные линии со стрелками показывают проекции лучей белого света на плоскость образца. Видно, что все особенности, показанные ранее на рис. 4, сохраняются (можно обратить внимание на более сильное ослабление спектров 1, 2 при освещении образца в направлении, перпендикулярном к торцу АС). Наконец отметим, что при наблюдении дифракции в плоскости, составляющей угол  $45^\circ$  по отношению к торцу АВ (или АС) можно видеть удвоенную систему полос в спектрах 3, 4, аналогичную наблюдаемой с помощью дихроизма. Темные полосы в этой системе, как и в случае дихроизма, соответствуют циркулярно поляризованным спектральным компонентам.

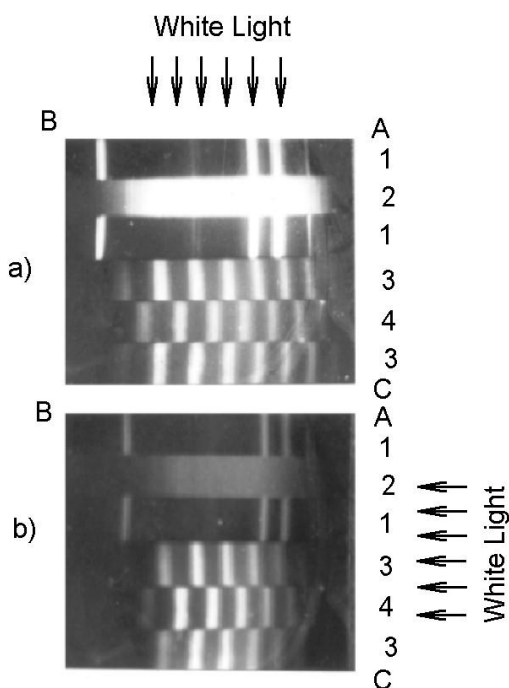


Рис. 6. Фотографии восстановленных спектров на фиксированной и

*алюминированной голограмме при двух направлениях освещения белым светом.*

### **Заключение**

Представленные в данных экспериментах результаты демонстрируют уникальные возможности для записи в очень тонких пленках AgCl–Ag самоорганизующихся периодических структур под действием поляризованного квазимонохроматического излучения в широкой области спектра. Эти результаты представляют методический интерес, т.к. показывают роль и значение саморазвивающихся направляемых электромагнитных мод в формировании интерференционных полей в тонких пленках и на границах раздела сред.

Показано, что с помощью ПС можно записывать голограммы спектров, которые способны восстанавливать цвет и направление линейной поляризации квазимонохроматических волн. С точки зрения практических применений может показаться, что существенным недостатком является большое время экспозиции. Однако, в учебном эксперименте можно ограничиться записью желтой и зеленой линий ртути и красно-зеленого участка спектра ксеноновой лампы. На это понадобится вполне приемлемое время экспозиции от 1 до 2 час. С другой стороны, однократные затраты большого времени могут быть оправданы в случае приготовления долго сохраняемого образца, который затем можно многократно использовать для учебных демонстраций.

Заметим также, что голограмма непрерывного спектра представляет собой дифракционную решетку с непрерывно изменяющимся по спектру периодом. Подобные решетки, полученные обычным двухпучковым голографическим методом, известны как решетки-мультиплексы и применяются для пространственного разделения частот падающего излучения непосредственно в плоскости решетки [12].

Наконец отметим, что под действием лазерных пучков время записи ПС можно уменьшить до 1–0,1 секунды. Поэтому тонкие пленки AgCl–Ag, а также другие светочувствительные пленки с подобными свойствами, могут найти применение как эффективные регистрирующие среды при оптической записи информации.

## Литература

1. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в светочувствительных слоях // Квант. электрон. (Киев). –1990. –вып.38. –С.28–56.
2. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-senslitive films // Opt. Engineering. –1995. –34, 14. –Р.960—972.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. –М.: Наука, 1970. –С.75.
4. Акустические кристаллы / Под ред. Шаскольской М.П. –М.: Наука, 1982. –С.122.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.–Л.: ОГИЗ, 1947. – 632 с.
6. Ageev L.A., Varminsky M.V., Miloslavsky V.K. Kinetics and re-versibility of Welgert effect's and photoinduced TE-gratings in thin films AgCl–Ag // Functional Materials. –1997. –4, №4. –Д.475–480.
7. Lippmann M.G. Observations de M.Edm.Becquerel sur la communi-cation de M.Lippmann an sujet de reproduction photographique des coulor // C.r. Acad. Sci. – 1891. –112. –Р.274–277.
8. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в вол-новом поле рассеянного им излучения // Опт. и спектр. – 1963. –15, №4. –С.522–532.
9. Putilin A.N., Morosov V.N., Huang Qiang, Caulfield H.J. Wave-guide holograms with white light illumination // Opt. Eng. –1991. –30, №10. –Р.1615–1619.
10. Агеев Л.А., Эль–Ашхаб Х.И. Плоский спектроскоп или голограмма сплошного спектра на основе самоорганизующихся ТЕ–решеток // УФН. –1992. – 162, №9. –С.153–157.
11. Государственный стандарт Союза ССР. Стекло оптическое бес-цветное, физ.–хим. характеристики. Основные параметры ГОСТ 13659–78. Издание официальное, М. –1985.
12. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. –М.: Мир, 1987.
13. Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Nahal A. Holographic recording of visible–light spectra in thin AgCl–Ag waveguide films // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 1999. –1. – Р.173–177.