

ПОЛЯРИЗУЮЩИЕ СВОЙСТВА ТОЛСТОСЛОЙНЫХ ГОЛОГРАММНЫХ РЕШЕТОК

Ф. А. Саттаров

Рассмотрены поляризующие свойства толстослойных фазовых пропускающих решеток. Приведены соотношения для предельного коэффициента поляризации подобной решетки. Проведены экспериментальные исследования состояния поляризации прошедшего и дифрагированного пучков. Показано, что высокочастотные голограммы на ряде слоев, особенно на слоях хромированной желатины, не вполне описываются теорией связанных волн. Обсуждение экспериментальных данных показано, что это может быть связано с неизотропностью оптических постоянных слоя по толщине.

Одним из практических применений голограмм является их использование в качестве оптических элементов [1-4]. В связи с этим интерес представляет исследование поляризационных характеристик подобных элементов как для дифрагированного, так и для прошедшего света. В данной статье будут рассматриваться пропускающие голограммные решетки, зарегистрированные на фазовых толстослойных эмульсиях.

Поляризующие свойства толстослойных голограммных решеток обусловлены разными величинами связи между дифрагированной и падающей волнами внутри голограммы для различных направлений электрического вектора падающей волны.

В случае изотропной по толщине решетки амплитуда S дифрагированной решеткой волны описывается выражением [4].

$$S = \text{const } j e^{-j\xi} \sin(\nu^2 + \xi^2)^{1/2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\xi^2}{\nu^2}\right)^{1/2}}, \quad (1)$$

где ν — параметр связи, ξ — параметр отклонения от условия Брэгга. Параметры связи ν для перпендикулярной (\perp) и параллельной (\parallel) ориентации электрического вектора E (в случае ненаклонной решетки) связаны соотношением

$$\nu_{\parallel} = \nu_{\perp} \cos 2\theta = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta} \cos 2\theta. \quad (2)$$

Здесь n_1 — модуляция показателя преломления, d — толщина решетки, λ — длина волны, θ — угол Брэгга.

Из выражений (1), (2) следует, что поляризующие свойства больше проявляются на высоких пространственных частотах решетки. Легко показать, что предельное значение отношения дифракционных эффективностей $\eta_{\perp}/\eta_{\parallel}$ для перпендикулярной и параллельной ориентации E для данной решетки равно $1/\cos^2 2\theta$. При $\theta = \pi/4$ $\eta_{\parallel} = 0$, и решетка работает как поляризатор. На практике случай $\theta = \pi/4$ не реализуется, и предельный коэффициент поляризации P для данного фотослоя со средним показателем преломления n равен

$$P = \frac{\eta_{\perp} - \eta_{\parallel}}{\eta_{\perp} + \eta_{\parallel}} = \frac{2(n^2 - 1)}{n^4 - 2n^2 + 2}. \quad (3)$$

Дальнейшее увеличение коэффициента поляризации возможно применением треугольных призм, иммерсирующих голограмму с обеих сторон. При этом легко достигается случай $\Theta = \pi/4$ и при любом значении ν коэффициент P равен единице. Однако следует помнить, что при изменении длины волны падающего света значение P быстро падает. Так, значения $P > 0.99$ в видимой области длин волн достигаются в спектральном интервале 600 Å. Можно полагать, что в ряде случаев поляризаторы-селекторы такого вида найдут применение (например, в качестве дисперсионного элемента резонаторов [5]). Был сделан экспериментальный образец. Голограммная решетка была получена на длине волны 441.6 нм на слоях хромированной желатины. В качестве иммерсии был использован оптический клей. Измеренное значение P оказалось равным 0.99. Неравенство единице

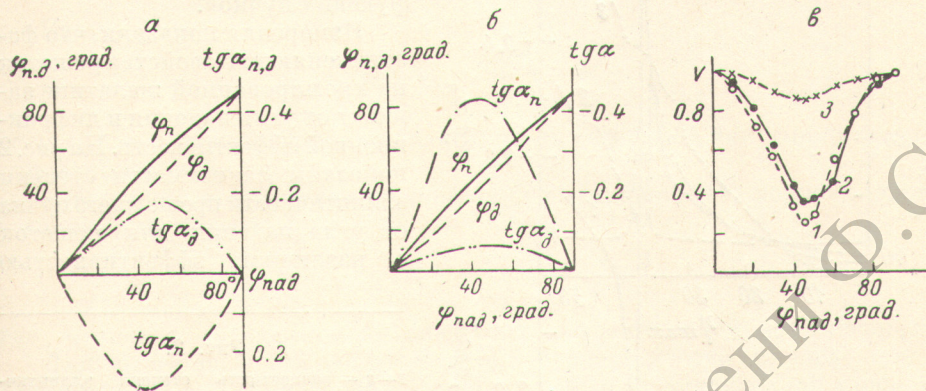


Рис. 1.

$a, б$ — зависимость азимутов (φ_n и φ_d) и степеней эллиптичности ($tg \alpha_n$ и $tg \alpha_d$) прошедшей (n) и дифрагированной (d) волн от азимута $\varphi_{пад}$ для решетки на хромированной желатине с периодом 0.5 мкм, a — I светоделительный режим; $б$ — II светоделительный режим; v — видность полос интерферометра типа Маха—Цендера с голограммной решеткой в качестве светоделителя в зависимости от $\varphi_{пад}$: 1 — I светоделительный режим; 2 — II светоделительный режим; 3 — соответствующая зависимость в случае использования обычной светоделительной пластинки.

коэффициента поляризации можно объяснить неточным определением показателя преломления желатинового слоя.

В случае применения решеток в качестве светоделителей различие между η_{\perp} и η_{\parallel} приводит к изменению состояния поляризации расщепленных пучков и к падению контраста интерференционной картины. Из рассмотрения по методу Джонса [6] следует, что прошедшая (R) и дифрагированная (S) волны описываются следующими выражениями (в случае, когда падающая волна линейно поляризована с азимутом $\varphi_{пад}$):

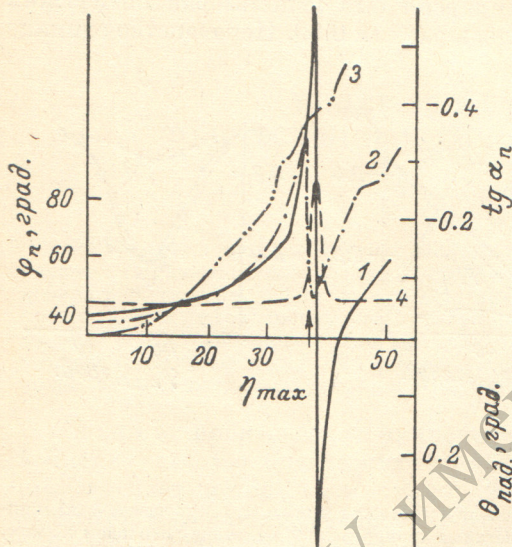
$$R = \text{const } j e^{-j\xi} \begin{cases} \cos \varphi_{пад} \sqrt{1 - \eta_{\perp}}, \\ \sin \varphi_{пад} \sqrt{1 - \eta_{\parallel}}, \end{cases} \quad (4)$$

$$S = \text{const } j e^{-j\xi} \begin{cases} \cos \varphi_{пад} \sqrt{\eta_{\perp}}, \\ \cos \varphi_{пад} \sqrt{\eta_{\parallel}}. \end{cases} \quad (5)$$

Из (4), (5) следует, что прошедшая и дифрагированная волны также линейно поляризованы, причем при малых η азимуты R и S отличаются больше.

Линейность поляризации волн R и S означает, что разность фаз, вносимая решеткой, не зависит от азимута падающей волны. Экспериментальные результаты показали, однако, что это не так, и при $\varphi_{пад} \neq 0, \pi/2$ как дифрагированная, так и прошедшая волны обладают эллиптичностью. Для отбеленных голограмм, а также голограмм, проявленных на ГП-2 [7], эта эллиптичность невелика (эллиптичность при $\varphi_{пад} = \pi/4$ не превышает 0.05), однако сильно проявляется для высокочастотных решеток на слоях хромированной желатины. На рис. 1, $a, б$ приведены зависимости азимутов и степеней эллиптичности ($tg \alpha$) расщепленных пучков

азимута падающей волны для решетки с [частотой 2000 мм^{-1} и $\eta_{\perp} \sim 1$ при двух светоделительных режимах (т. е. при одинаковых интенсивностях прошедшей и дифрагированных волн при $\varphi_{\text{пад.}} = 0^\circ$). Под η имеется в виду голографическая эффективность [8]. Решетки выполнены по методу Лина [9] на основе промышленных слоев ЛОИ-2 толщиной 15 мкм [10]. На рис. 1, в показана зависимость контраста V полос от азимута $\varphi_{\text{пад.}}$ для интерферометра типа Маха—Цендера, где светоделителем служила данная решетка (кривые 1 и 2). На этом же рисунке для сравнения приведена аналогичная кривая для интерферометра с светоделителем с химическим покрытием. Резкое падение контраста в области $\varphi_{\text{пад.}} \sim 45^\circ$ обусловлено различными азимутами и эллиптичностью интерферирующих пучков.



Измерения показали, что фазоизменяющие свойства решеток на хромированной желатине зависят от угла падения и дифракционной эффективности. На рис. 2 показаны зависимости степени эллиптичности прошедшего пучка от угла падения для решеток с различной эффективностью

Рис. 2.

1—3 — зависимость степени эллиптичности прошедшего пучка от угла падения для решеток на хромированной желатине (период 0.5 мкм): 1 — $\eta_{\perp} = 100$, 2 — $\eta_{\perp} = 70$, 3 — $\eta_{\perp} = 5\%$; 4 — характер изменения азимута прошедшего света.

(кривые 1—3), а также характер изменения азимута прошедшей волны $\varphi_{\text{пад.}}$ равен 45° . Из рис. 2 можно заметить, что эллиптичность существует даже при нормальном падении света, причем степень эллиптичности увеличивается с ростом η ; азимут прошедшей волны и ее эллиптичность испытывают большие изменения в области Брэгга, причем при небольшом изменении угла падения ($< 3^\circ$) эллиптичность меняется от $+0.4$ до -0.6 .

Фазовые изменения при нормальном падении света можно объяснить так называемым «двойным лучепреломлением формы» [11], при котором анизотропия к электрическому полю падающей волны (E) вызывается интерференционной структурой голограммы. Рассмотрим это явление для случая синусоидальной фазовой решетки.

Пусть интерференционная структура голограммы представляет собой распределение диэлектрической проницаемости по закону

$$\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x. \quad (6)$$

Здесь Λ — период решетки, x — направление, перпендикулярное штрихам решетки. В предположении, что дифракции нет (что справедливо для $\Lambda \sim 0.5$), находим поле внутри решетки.

А. Электрический вектор падающей монохроматической плоской волны перпендикулярен штрихам. Тогда нормальная составляющая электрического смещения D должна быть постоянной вдоль x , т. е. $D = \text{const}$. Среднее поле, усредненное по объему, равно

$$E = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \frac{D dx}{\epsilon} = \frac{D}{\sqrt{\epsilon_0^2 - (\Delta\epsilon)^2}}. \quad (7)$$

Тогда

$$\epsilon_{\perp} = \frac{D}{E} = \sqrt{\epsilon_0^2 - (\Delta\epsilon)^2} \approx \epsilon_0 - \frac{(\Delta\epsilon)^2}{2\epsilon_0}. \quad (8)$$

Б. Электрический вектор падающей волны параллелен штрихам. В этом случае $E = \text{const}$ вдоль направления x , а среднее электрическое смещение равно

$$\bar{D} = \frac{E}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \epsilon dx = E\epsilon_0, \quad (9)$$

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{\bar{D}}{E} = \epsilon_0. \quad (10)$$

Итак,

$$\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} = \frac{(\Delta\epsilon)^2}{2\epsilon} \geq 0 \quad (11)$$

всегда, т. е. рассмотренная фазовая решетка ведет себя как отрицательный одноосный кристалл.

В терминах показателей преломления выражение (11) можно записать в следующей форме:

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{n_1^2}{n}, \quad (12)$$

где n_1 можно определить по значению дифракционной эффективности.

Для вышеописанной решетки с $n_{\perp} \sim 1$ теоретически вычисленное по формулам (1) и (12) значение фазовой разности, обусловленной «двойным лучепреломлением», равно $\sim 2.4^\circ$, в то время как экспериментальное значение равно 3.6° , т. е. совпадение удовлетворительное.

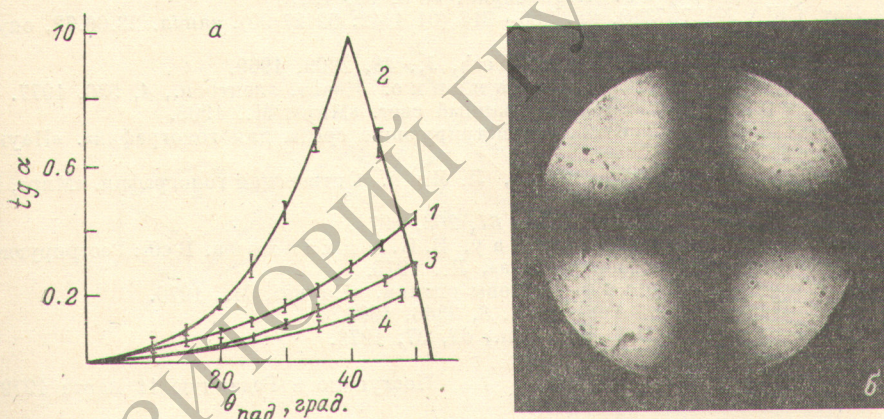


Рис. 3.

а — зависимость степени эллиптичности от угла падения для слоев хромированной желатины (без решеток): 1 — обработка при $t=20^\circ\text{C}$, без экспозиции; 2 — $t=40^\circ\text{C}$, без экспозиции; 3 — $t=20^\circ\text{C}$, экспозиция $H=100\text{ мДж/см}^2$ (на длине волны 441.6 нм); 4 — $t=20^\circ\text{C}$, слой без бихромата аммония. б — микроскопическая картина проявленного слоя хромированной желатины при скрещенных поляризаторе и анализаторе.

Эллиптичность, обусловленная двойным лучепреломлением, может достигнуть значительных величин при больших значениях ν . Так, экспериментально измеренное значение эллиптичности у решеток на хромированной желатине, проявленных при высокой температуре, составило $0.15\text{--}0.16$.

Эллипсометрические измерения слоев хромированной желатины показали, что вышеупомянутые фазовые явления при наклонном падении света (рис. 2) обусловлены неоднородностью слоев по толщине. Резкое обез-

воживание набухшего слоя изопропиловым спиртом при проявлении приводит к неоднородной усадке и к объемной ретикуляции слоя, и эмульсию можно рассматривать как слойстую среду с изменяющимся по толщине показателем преломления и коэффициентом поглощения. Справедливость этого предположения подтверждается коноскопической картиной проявленного слоя, полученной при скрещенных поляризаторах (рис. 3, б).

Величина анизотропии слоев по толщине зависит от степени первоначальной задубленности желатиновых слоев, также от режима проявления. На рис. 3, а показаны графики зависимостей степеней эллиптичности прошедшего пучка от угла падения для слоев (без решетчатой структуры), обработанных различными способами. Азимут $\varphi_{\text{пад.}} = 45^\circ$. Можно заметить, что увеличение температуры проявляющих растворов до 40°C приводит к разности фаз E_\perp и E_\parallel -составляющих, равной $\sim \pi$ (при углах падения $\sim 60^\circ$), в то время как при обработке при комнатной температуре эта разность составляет меньше $\pi/4$.

Вышеупомянутые фазовые явления мало выражены для слоев, полученных методом Брэндса [12], вероятно, из-за большей степени первоначальной задубленности. Уменьшения фазовых явлений можно также достичь, проявляя слой при более низкой температуре ($14\text{--}16^\circ \text{C}$) или применяя смачиватели при проявлении слоя; однако в этом случае понижается сопротивляемость голограмм к высокой влажности.

В решетках при условии Брэгга эллиптичность дифракционной и прошедшей волн резко меняется из-за сильной связи волн **R** и **S**. Характер изменения волн **R** и **S** внутри решетки, по-видимому, необходимо изучать, пользуясь теорией неанізотропных решеток [13].

Литература

- [1] Ю. С. Мосякин, Г. В. Скроцкий. Квант. электрон., № 3, 3, «Сов. радио», М., 1972.
- [2] К. С. Мустафин. Автометрия, № 5, 69, 1973.
- [3] Пат. США № 3767310, кл. 356—218 (01 1/42, 02 27/00), заявл. 23.06.72, опубл. 23.10.73.
- [4] Н. Когелник. Bell. Syst. Tech. J., 48, 2909, 1969.
- [5] М. С. Соскин, В. Б. Тараненко. Квант. электрон., 4, 536, 1977.
- [6] У. Шерклифф. Поляризованный свет. «Мир», М., 1965.
- [7] Ю. Б. Усанов. В сб.: Регистрирующие среды для голографии. «Наука», Л., 1975.
- [8] Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. Оптическая голография. «Мир», М., 1973.
- [9] L. H. Lin. J. Opt. Soc. Am., 61, 203, 1971.
- [10] И. Р. Протас, Ю. А. Кракау, В. И. Михайлова. В сб.: Регистрирующие среды для голографии. «Наука», Л., 1975.
- [11] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1970.
- [12] R. G. Grandes. Appl. Opt., 8, 2346, 1969.
- [13] F. Caspar. J. Opt. Soc. Am., 63, 37, 1973.

Поступило в Редакцию 11 марта 1979 г.