

07;12

Голографический метод исследования модуляций коэффициента поглощения прозрачных сред

© А.В. Князьков

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: akniazkov@mail.ru*Поступило в Редакцию 12 сентября 2008 г.*

Предложена двухпучковая голографическая методика измерения малых наведенных модуляций поглощения сред, в основе которой лежит дифракционно-интерференционная схема, в которой наводящее амплитудную решетку интерференционное поле сдвинуто относительно эталонной фазовой объемной решетки на четверть периода. Наведенная амплитудная решетка вносит неэквивалентность энергообмена между прошедшими пучками, пропорциональную модуляциям поглощения среды. Проведено сравнение известного однопучкового дифракционного и нового двухпучкового метода измерения малых модуляций поглощения.

PACS: 42.40.Mu, 78.20.-e

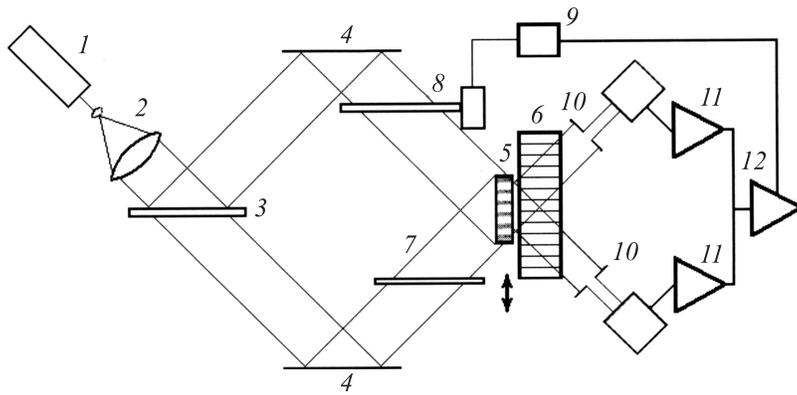
Оптические методы исследований прозрачных сред, как правило, основаны на измерениях параметров прошедшей световой волны: амплитуды, фазы, поляризации и направления распространения. Изменения амплитуды и фазы световой волны в среде обусловлены соответственно явлениями фотохромизма и фоторефракции. Фазовые параметры световой волны преобразуются в амплитудные в оптических схемах, в основе которых лежат разнообразные интерференционные и поляризационно-оптические методы. Малые модуляции свойств среды, наведенные световой волной, обычно исследуются по дифракции светового пучка на наведенных голографических дифракционных решетках.

Детальный анализ [1] показал, что для двухпучковой фазомодуляционной голографической методики ожидается повышение чувствительности детектирования наведенных изменений амплитудно-фазовых свойств среды примерно на 8 порядков по сравнению с обычной однопучковой методикой.

Явление энергообмена между световыми пучками, характерное для динамической голографии, возникает вследствие пространственного рассогласования падающей интерференционной картины световых волн с наведенной фазовой решеткой в среде. Это рассогласование получается автоматически для сред с нелокальным, диффузионным механизмом записи, например для электрооптических кристаллов [2,3]. В статической голографии рассогласование световой и соответствующей материальной решеток достигается введением дополнительного фазового сдвига в одном из падающих считывающих пучков. Максимальная величина энергообмена световых пучков наблюдается при фазовом рассогласовании $\pm \pi/2$.

Анализ дифракции света на отдельных, смещенных относительно друг друга, объемных амплитудных и фазовых решетках, а также на записанных решетках в одном и том же объеме проводился в работе [4]. Там было показано, что дифракционная эффективность η смешанных амплитудно-фазовых голографических решеток при сдвиге амплитудной и фазовой компонент решетки относительно друг друга, записанных в симметричной схеме равными пучками I_1 и I_2 , при их брэгговском считывании каждым из пучков I_1 и I_2 не одинакова ($\eta_1 \neq \eta_2$), т.е. зависит от того, каким из симметричных брэгговских пучков происходит считывание. В работах [5–7] также было продемонстрировано, что пространственное рассогласование амплитудной и фазовой решеток, записанных в одном и том же объеме, характеризуется асимметрией дифракционной эффективности.

Амплитудные наведенные решетки (обусловленные явлением фотохромизма) обычно характеризуются небольшими величинами дифракционной эффективности, и классические дифракционные методы не обладают достаточной чувствительностью для проведения исчерпывающих исследований. В настоящей работе показано, что явление асимметрии энергообмена, характерное для динамической голографии в амплитудно-фазовых средах, можно использовать для исследования слабого наведенного поглощения. Для реализации явления энергообмена между световыми пучками по ходу пучков вводится дополнительная эталонная фазовая решетка, пространственно рассогласованная с падающим интерференционным полем. Схема измерительной установки показана на рисунке и представляет собой двухпучковую схему с фазовой модуляцией пучков. Луч света лазера 1 расширяется коллиматором 2 , падает на светоделитель 3 и проходит систему зеркал 4 ,



Двухпучковая схема измерения малых наведенных поглощений.

которая формирует интерференционное поле, наводящее в образце 5 амплитудную решетку. Далее пучки, прошедшие через образец, проходят эталонную объемную фазовую решетку 6 того же периода, сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть периода (для достижения максимального энергообмена между пучками). Оптимальный фазовый сдвиг выставляется стеклянной пластинкой 7. Амплитудная модуляция интенсивностей выходящих пучков достигается фазовым модулятором 8, который вызывает модуляцию φ_M интерференционного поля с частотой генератора 9. Диафрагмы 10 вырезают области экстремумов выходящих пучков, регистрируются фотоприемниками 11, сигналы которых усиливаются синхронным усилителем 12 на частоте генератора 9.

Рассмотрим в деталях работу оптической схемы. Интерференционное поле с периодом Λ создается двумя когерентными волнами A_{10} и A_{20} с интенсивностями I_{10} и I_{20} , сходящимися под углом θ_0 . Результирующая картина интерференции в местах пересечения пучков описывается следующим выражением:

$$I = I_{10} + I_{20} + 2(I_{10}I_{20})^{1/2} \cos(2\pi x/\Lambda).$$

В образце под действием этой интерференционной картины может генерироваться решетка модуляции поглощения света. Свет испытывает

дифракцию на этой решетке в каждое из выходящих направлений, и возникает интерференция между проходящими волнами (A_1 и A_2) и дифрагируемыми волнами (A_{d2} и A_{d1}). Эта интерференция двухволнового смещения проанализирована в работе Когельника для статической голографической записи [8], в которой дано выражение для волн первого порядка дифракции на объемной фазовой и пространственно несмещенной амплитудной решетке:

$$A_{d1-d2} = -D \left[\frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_0} + i \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_0} \right] A_{20-10}, \quad (1)$$

$$D = \exp \left[-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_0} \right],$$

где n_1 и α_1 — амплитуды модуляции показателя преломления и коэффициента поглощения образца, d — толщина решетки, A_{20-10} — амплитуды падающих волн, D — ослабление света из-за немодулированного коэффициента поглощения α_0 .

Выражение (1) для дифрагируемой волны может быть записано в виде

$$A_{d1-d2} = -[\sqrt{\eta_{amp}} + i \sqrt{\eta_{ph}}] A_{20-10}, \quad (2)$$

где η_{amp} и η_{ph} — дифракционные эффективности амплитудной и фазовой решеток:

$$\eta_{amp} = \left(\frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_0} D \right)^2, \quad \eta_{ph} = \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_0} D \right)^2. \quad (3)$$

Как видно из правых частей выражений (1) и (2), вклады действительной и мнимой частей модуляции комплексного показателя преломления в дифракцию света сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Выражение для проходящих волн в приближении слабой модуляции ($n_1 \ll n_0$ и $\alpha_1 \ll \alpha_0$) можно упростить, если пренебречь дифракционными потерями на этих решетках, когда проходящая волна может быть выражена как произведение падающей волны на ослабление: $A_{1-2} \cong D A_{10-20}$. Интенсивность выходящих волн I_{1-2} определяется интерференцией проходящей и дифрагируемой волны

$$I_{1-2} = |A_{1-2} + A_{d2-d1}|^2$$

и в случае сдвига интерференционного поля по фазе φ , относительно решеток, будут

$$I_1 = I' - 2D\sqrt{I_{10}I_{20}}\sqrt{\eta_{ph}}\sin\varphi + 2D\sqrt{I_{10}I_{20}}\sqrt{\eta_{amp}}\cos\varphi,$$

$$I_2 = I'' + 2D\sqrt{I_{10}I_{20}}\sqrt{\eta_{ph}}\sin\varphi + 2D\sqrt{I_{10}I_{20}}\sqrt{\eta_{amp}}\cos\varphi,$$

где I' и I'' — вклады интенсивностей, не зависящие от сдвига φ .

Когда постоянная составляющая фазового рассогласования входного интерференционного поля и решеток равна $\pi/2$, а модуляционная составляющая — φ_M ($\varphi = \pi/2 + \varphi_M$), выражения для выходных интенсивностей будут:

$$I_1 = I' - 2D\sqrt{I_{10}I_{20}}(\sqrt{\eta_{ph}}\cos\varphi_M + \sqrt{\eta_{amp}}\sin\varphi_M),$$

$$I_2 = I'' + 2D\sqrt{I_{10}I_{20}}(\sqrt{\eta_{ph}}\cos\varphi_M - \sqrt{\eta_{amp}}\sin\varphi_M).$$

Видно, что вклад амплитудной решетки не меняет знак и может быть легко выделен простым сложением интенсивностей выходных пучков. Таким образом, можно определить наведенное поглощение в среде:

$$I_1 + I_2 = I^m - 4D\sqrt{I_{10}I_{20}}\sqrt{\eta_{amp}}\sin\varphi_M = I^m - 2D^2\sqrt{I_{10}I_{20}}\frac{\alpha_1 d}{\cos\theta_0}\sin\varphi_M. \quad (4)$$

В случае малой дифракционной эффективности $\eta_{amp} \ll 1$ амплитудная решетка вносит линейный вклад и может быть рассчитана из полной дифракционной эффективности:

$$\sqrt{\eta_1} = \sqrt{\eta_{ph}} + \sqrt{\eta_{amp}}; \quad \sqrt{\eta_2} = \sqrt{\eta_{ph}} - \sqrt{\eta_{amp}}.$$

Откуда $\sqrt{\eta_{amp}} = \frac{\sqrt{\eta_1} - \sqrt{\eta_2}}{2}$. Для двухпучковой методики дифракционную эффективность амплитудной решетки можно легко вычислить по экстремальным значениям интенсивности выходных пучков, наблюдаемой при фазовой модуляции:

$$\begin{aligned} \sqrt{\eta_{amp}} &= \{(I_1 + I_2)_{3\pi/2} - (I_1 + I_2)_{\pi/2}\} / 8D\sqrt{I_{10}I_{20}} \\ &= \frac{(I_1^{\max} - I_1^{\min}) - (I_2^{\max} - I_2^{\min})}{8D\sqrt{I_{10}I_{20}}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Сравнение результатов измерений модуляции коэффициента поглощения голографических решеток, записанных и отбеленных в фотоэмульсионных пластинках ПФГ-03, обычным, дифракционным и двухпучковым методом до и после процесса ультрафиолетового облучения

Амплитуда коэффициента поглощения	После отбеливания, до УФ-облучения	После 1 min УФ-облучения, 5 W	После 3 min УФ-облучения, 5 W	После 6 min УФ-облучения, 5 W
Рассчитанная по дифракционной эффективности, cm^{-1}	32	44	160	240
Рассчитанная по энергообмену, cm^{-1}	30	40	200	230

Изменения интенсивностей за счет дифракции на фазовой решетке имеют одинаковую величину, происходят в противофазе и исключаются из выходного сигнала путем простого суммирования сигналов фотоприемников *11* на входе синхронного усилителя *12*. В итоге усилению подвергнется только сигнал изменения интенсивностей пучков за счет дифракции на амплитудной решетке, пропорциональный наведенному поглощению в образце.

Необходимо отметить, что основным преимуществом двухпучковых схем динамической голографии, по сравнению с однопучковыми схемами статической голографии, является более высокая чувствительность детектирования слабых модуляций свойств среды. Сигнал в однопучковой схеме, как видно из (3), пропорционален $(\alpha_1)^2$ (а $\alpha_1 \ll 1$), тогда как в двухпучковых схемах — α_1 (4).

Оценка предлагаемого метода проводилась на обычных фотоэмульсионных пластинках ПФГ-03, с толщиной эмульсии $7 \mu\text{m}$, на которых были записаны He–Ne-лазером голографические решетки с периодом $1 \mu\text{m}$. После процесса отбеливания фотопластинок всегда оставалась амплитудная решетка зерен металлического серебра, вызывающая модуляцию коэффициента поглощения. Сравнивались результаты измерений амплитуды решетки коэффициента поглощения, полученные обычным однопучковым дифракционным методом и новым двухпучковым методом (5). Сила амплитудной решетки изменялась путем засветки отбеленных фотопластинок ультрафиолетовым облучением

мощностью 5 W в течение 1, 3 и 6 min. Изначальный фазовый сдвиг $\pi/2$ между световой картиной интерференции и решетками вызывался юстировочной стеклянной пластинкой γ , расположенной по ходу одного из пучков. Фазовая модуляция φ_M осуществлялась вибрацией наклонной стеклянной пластинки δ , амплитуда колебаний которой была достаточной для изменения фазы прошедшего пучка, вызывавшая, по крайней мере, появление двух экстремумов одинаковой величины у интенсивностей проходящих пучков. Результаты измерений приведены в таблице. Достигнуто хорошее согласие между данными, полученными традиционным дифракционным методом и двухпучковым методом (по энергообмену интенсивностей взаимодействующих пучков).

Список литературы

- [1] *Gehrtz M., Pinsl J., Brauchle C.* // Appl. Phys. 1987. V. B43. P. 61–77.
- [2] *Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С.* // УФН. 1979. Т. 129. В. 1. С. 113–137.
- [3] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 317 с.
- [4] *Якимович А.П.* // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 7. С. 1447–1450.
- [5] *Guibtlalde E.* // Optical and Quantum Electronics. 1984. V. 16. P. 173–178.
- [6] *Guibtlalde E., Calvo M.L.* // Optical and Quantum Electronics. 1986. V. 18. P. 213–217.
- [7] *Neipp C., Pascual I., Belendez A.* // Optics Express. 2002. V. 10. N 23. P. 1274–1383.
- [8] *Kogelnik H.* // Bell Syst. Techn. J. 1969. V. 48. N 9. P. 2909–2947.