

07

”Скрытая” запись фазовых голограмм с самоусилением в полимерной среде с фотоиндуцированной диффузией

© В.В. Могильный, Ю.В. Грицай

Белорусский государственный университет, Минск

Поступило в Редакцию 24 июля 2000 г.

Рассмотрена возможность минимизации дифракционной эффективности объемных фазовых голографических решеток в период записи в среде с диффузионным самоусилением. Проведено моделирование процесса записи, демонстрирующее достижимость коэффициентов усиления по дифракционной эффективности в пределах 50–250. Приводятся экспериментальные подтверждения результатов анализа.

Голографические среды с постэкспозиционным самоусилением привлекательны возможностью записи первоначально слабого изображения интерференционной картины, существенно не искажающего распределения ее светового поля [1,2]. Процесс усиления в зависимости от степени его нелинейности также может вносить те или иные искажения в формирующуюся голограмму [2,3]. Среди известных механизмов постэкспозиционного самоусиления [2–4] выраженной линейностью по отношению к конечному изображению, очевидно, обладает чисто диффузионный. К этому типу процессов относится диффузионная деструкция распределения непрореагировавших фоточувствительных молекул в стеклообразной полимерной среде [4]. Если диффузия делает распределение фоточувствительных молекул однородным, то голограмма формируется распределением фотопродукта, повторяющим вариации интенсивности в интерференционной картине. Правда, реализация этой простой и красивой по замыслу схемы с помощью раствора фенантренина в полиметилметакрилате осложнялась побочными процессами, вызывающими зависимость коэффициента усиления от пространственной частоты [4].

Нами было обнаружено самоусиление фазовых голограмм в слоях полиметилметакрилата, содержащих фотодимеризующиеся производные антрацена и остаточный растворитель [5]. Оно вызывается

диффузией молекул растворителя, захватываемого образующимися при экспонировании фотодимерами, и не является частотно-зависимым. Неотъемлемой особенностью такого самоусиления является инверсия формы распределения показателя преломления n , происходящая либо во время экспонирования, либо в постэкспозиционный период в зависимости от соотношения скоростей образования центров захвата (фотодимеров) и диффузии. Подобное явление предсказывается и выражениями, полученными в работе [4], но ее авторами не было специально отмечено. Общим условием такой инверсии является противофазность фотохимической модуляции показателя преломления распределению интенсивности светового поля, т. е. понижение молекулярной рефракции или поляризуемости при фотореакции. Процесс диффузии же всегда приводит к модуляции показателя преломления, синфазной распределению светового поля.

Результатом немоного изменения амплитуды модуляции n и ее инверсии становится характерная кинетика дифракционной эффективности (ДЭ), имеющая на начальном участке максимум (в точке t_0) и нулевую точку t_i , в которой и происходит инверсия (рис. 1, а). В период экспонирования этот максимум возникает благодаря конкуренции процессов фотохимической и диффузионной модификации n . Из качественных соображений очевидно, что, уравнивая скорости конкурирующих процессов, ДЭ в пределах первого максимума можно понижать, т. е. поддерживать невысокую ДЭ в течение достаточно длительного времени. Насколько нам известно, такая возможность до сих пор не рассматривалась, по-видимому из-за разнообразия и сложности процессов оптической записи и усиления в подобных голографических средах.

Моделирование процесса "скрытой" записи объемной фазовой голографической решетки можно провести, используя выражения (1), (2) [5] для амплитуды модуляции Δn показателя преломления:

$$\Delta n = -\frac{(n^2+2)^2}{6n}k \left[\frac{R_S\delta}{\gamma}(1 - \exp(-\gamma t)) + (2R_M - R_D - R_S\delta)t \right], \quad t < t_e, \quad (1)$$

$$\Delta n = \frac{(n^2+2)^2}{6n}k [R_S\delta(t_e - \gamma^{-1} \exp(-\gamma t)(\exp(\gamma t_e) - 1)) - (2R_M - R_D)t_e], \quad t \geq t_e, \quad (2)$$

где R_M , R_D , R_S — молярные рефракции фотодимеризующихся молекул, фотодимера и фотонейтральной примеси (остаточного растворителя)

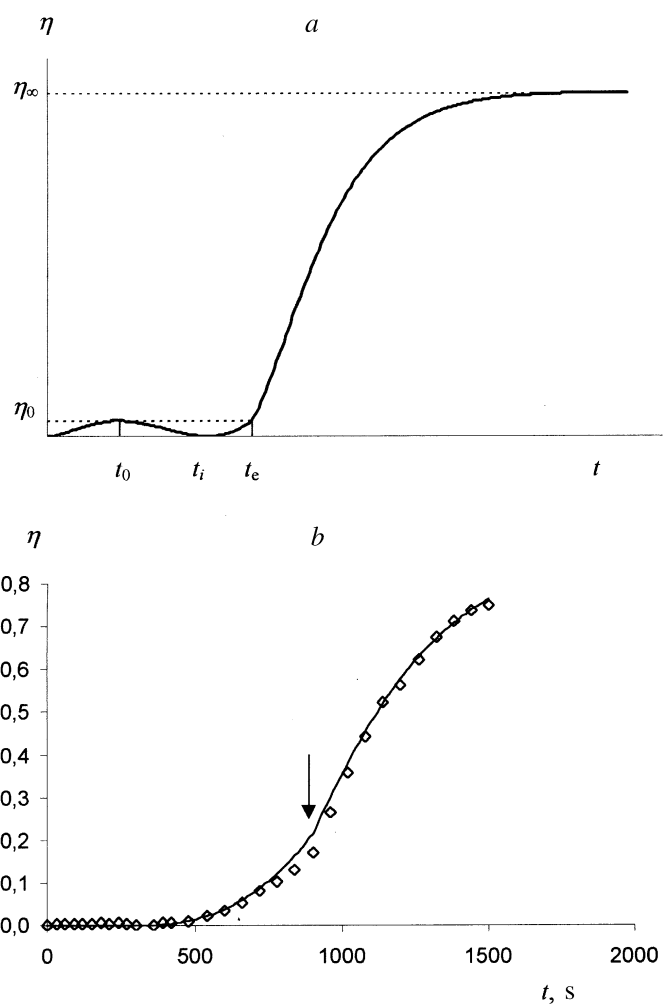


Рис. 1. Вид типичной кинетики ДЭ (а), экспериментальная (точки) и рассчитанная (сплошная линия) с использованием формул (1)–(3) зависимость ДЭ от времени при записи объемной фазовой голографической решетки (б).

соответственно; $\gamma = 4\pi^2 D \Lambda^{-2}$, D — коэффициент диффузии фотонейтральных молекул, Λ — период голографической решетки; δ — коэффициент захвата (отношение числа захваченных фотонейтральных молекул к числу фотодимеров), t — текущее время, t_e — время экспонирования. Для оптически тонкого слоя $k = I_0 \varepsilon \varphi c \ln 10 / (h\nu N_A)$, где I_0 и $h\nu$ — амплитуда модуляции интенсивности и энергия кванта записываемого света, ε — коэффициент экстинкции, φ — квантовая эффективность фотодимеризации, N_A — постоянная Авогадро, c — начальная концентрация светочувствительного вещества (производного антрацена). Дифракционная эффективность η объемных фазовых голограмм определяется по формуле [6]:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi h \Delta n}{\lambda \cos \Theta} \right), \quad (3)$$

где h — толщина регистрирующего слоя, λ — длина волны, Θ — угол падения записывающих пучков. Экспонирование целесообразно прерывать при достижении после инверсии значения ДЭ, равного значению в первом максимуме (η_0 , рис. 1, *a*). Время t_e , соответствующее этому моменту, найдем из условия равенства $|\Delta n|$ в моменты времени t_0 и t_e (рис. 1, *a*). Величина t_0 следует из (1) при условии обращения в 0 производной $d\Delta n/dt$:

$$t_0 = -\frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{R}{R_S \delta} \right), \quad (4)$$

где введено обозначение $R = R_S \delta - 2R_M + R_D$. Из (4) и (1) получим трансцендентное уравнение, связывающее γ и t_e :

$$2R_M - R_D + R \ln \left(\frac{R}{R_S \delta} \right) = -R_S \delta (1 - \exp(-\gamma t_e)) + R \gamma t_e. \quad (5)$$

Из (1), (2) с учетом (3), (4) легко получается уравнение, связывающее максимальную величину ДЭ в процессе записи (η_0) с величиной, достигаемой в процессе усиления (η_∞):

$$\eta_0 = \sin^2 \left(\left(2R_M - R_D + R \ln \left(\frac{R}{R_S \delta} \right) \right) (R \gamma t_e)^{-1} \arcsin \sqrt{\eta_\infty} \right). \quad (6)$$

Поскольку величина γ , как правило, задана условиями записи (коэффициент диффузии D и период решетки произвольно изменять нельзя), то

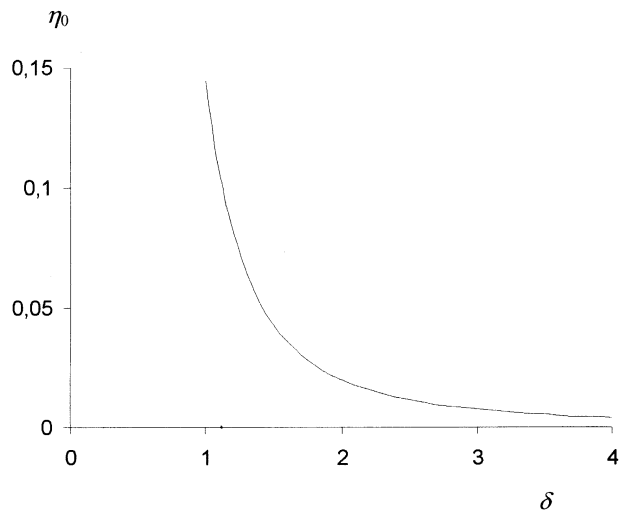


Рис. 2. Зависимость максимального значения ДЭ в период "скрытой" записи от коэффициента захвата.

для реализации режима "скрытой" записи необходим подбор интенсивности записывающего света. Из (2) с учетом (3) при условии $t \rightarrow \infty$ следует выражение для определения величины k (пропорциональной интенсивности записывающего света):

$$k = \frac{6n}{(n^2 + 2)^2} \frac{\lambda \cos \Theta \arcsin \sqrt{\eta_\infty}}{\pi h R t_e}. \quad (7)$$

Режим "скрытой" записи экспериментально реализован нами при формировании объемной пропускающей фазовой голографической решетки с периодом $3 \mu\text{m}$ в слое полиметилметакрилата толщиной $100 \mu\text{m}$, содержащего 10 mol.% монозамещенного антрацена и около 10 mol.% остаточного растворителя (хлороформа). На рис. 1, *b* представлены экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная линия) зависимости ДЭ от времени для этого режима. Модельная кривая рассчитана по формулам (1)–(3) при значениях $\gamma = 0.0032 \text{ s}^{-1}$, $\delta = 1.92$, $k = 7.6 \cdot 10^{-7} \text{ mol} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (что соответствует интенсивности света $5 \text{ mW} \cdot \text{cm}^2$ при записи аргоновым лазером светом с длиной

волны 488 nm) и известных величинах $R_S = 21.5$, $R_M = 62.4$, $R_D = 110 \text{ cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ [5]. В этом режиме в процессе записи (прекращение экспонирования отмечено вертикальной стрелкой) ДЭ до экспозиций $\sim 2 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ оставалась близкой к 0 из-за взаимной компенсации фотохимического и диффузионного вкладов в фазовый отклик среды.

Сделаем оценку возможных значений η_0 в процессе "скрытой" записи. Зададим предельным значением $\eta_\infty = 1$. Тогда при заданных R_S , R_M , R_D величина η_0 определяется только значением δ . на рис. 2 приведена рассчитанная по (5), (6) зависимость η_0 от δ . При типичных значениях $\delta \approx 2$ [5] $\eta_0 \approx 0.02$. В отдельных экспериментах нами была зафиксирована возможность повышения δ до величин, близких к 4 [7], при этом η_0 может быть уменьшено до величин 0.003–0.005. Снижения η_0 также можно достичь, используя низкомолекулярный фотонейтральный компонент с большей молекулярной рефракцией.

Исследования проводились при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Попов А.П., Гончаров В.Ф., Вениаминов А.В. и др. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. № 1. С. 3–4.
- [2] Гольназаров Э.С., Смирнова Т.Н., Тихонов Е.А. // Журн. техн. физ. 1991. Т. 61. № 1. С. 111–117.
- [3] Лукина Т.А., Скоцилов А.Ф. // Опт. журнал. 1999. Т. 66. № 12. С. 84–87.
- [4] Вениаминов А.В., Гончаров В.Ф., Попов А.П. // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 4. С. 864–869.
- [5] Могильный В.В., Грицай Ю.В. // Опт. и спектр. 1987. Т. 83. № 5. С. 832–836.
- [6] Шварц К.К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. Рига: Зинатне, 1986. 232 с.
- [7] Mogilny V.V., Gritsai Y.V. // Proceed. SPIE. 1998. V. 3402. P. 100–107.