

07

© 1991

ДИНАМИЧЕСКИЕ М-ГОЛОГРАММЫ В БАКТЕРИОРОДОПСИНЕ, ЗАПИСАННЫЕ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫМИ ПУЧКАМИ

Н.Г. Абдулаев, Ю.О. Барменков,
Н.М. Кожевников

Недавно в работе [1] было показано, что запись динамических голограмм (ДГ) в фоточувствительных средах, содержащих бактериородопсин (БР), может осуществляться световыми пучками I_M^\pm с длиной волны λ_M в полосе поглощения цисформы M_{412} [2]. Интерференционная картина (ИК) этих пучков пространственно модулирует время цис-транс релаксации БР, так что при освещении среды еще одним однородным пучком I_B с длиной волны λ_B в полосе поглощения трансформы BR_{570} стационарное распределение концентрации n_c фотовозбужденных молекул БР также оказывается модулированным. В результате в среде формируется решетка диэлектрической проницаемости (М-голограмма), амплитуда которой $\Delta\epsilon$ пропорциональна амплитуде основной пространственной гармонике распределения n_c . В работе [1] для регистрации таких ДГ использовался пучок I_B , дифрагирующий на записанной решетке.

В настоящей работе предложен новый метод регистрации М-голограмм, основанный на использовании фазомодулированных (ФМ) световых пучков I_M^\pm , которые являются одновременно и записывающими, и считывающими. Как показано в [3-5], такие пучки позволяют существенно повысить чувствительность измерения параметров ДГ, особенно в случае слабонелинейных сред.

Схема экспериментальной установки для записи М-голограмм приведена на рис. 1. Излучение гелий-кадмиевого лазера (1) ($\lambda_M = 0.44$ мкм) разделялось на два пучка I_M^\pm приблизительно одинаковой интенсивности, которые зеркалами (2), (3) сводились в объеме полимерной пленки (4), содержащей БР (толщина пленки $l \sim 200$ мкм, состав белка и другие параметры аналогичны приведенным в [1]). Зеркало (3), осуществляющее ФМ одного из пучков, было наклеено на пьезопреобразователь, к которому подводилось гармоническое напряжение с частотой $f = 10$ кГц. Для однородной засветки пленки использовалось излучение I_B гелий-неонового лазера (5) ($\lambda = 0.63$ мкм), хотя рассматриваемый метод допускает применение некогерентного источника. Колебания интенсивностей световых пучков на выходе из пленки регистрировались двумя фотодиодами (6) ФД-256, сигналы с которых после предварительного усиления (7) поступали на схему вычитания (8). В дальнейшем производилось селективное усиление (9) разностного сигнала

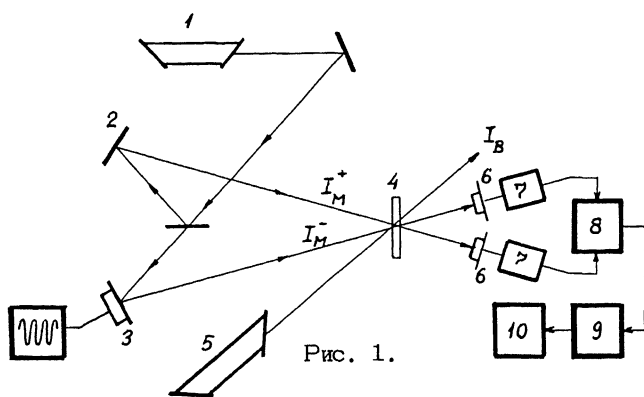


Рис. 1.

на частоте f и его визуализация на экране запоминающего осциллографа (10).

Преобразование высокочастотной гармонической модуляции разности фаз световых пучков I_M^\pm в модуляцию их интенсивностей при записи М-голограмм происходит аналогично тому, как это имеет место при записи обычных ДГ, когда фазовую решетку формирует ИК световых пучков с длиной волны λ_B (В-голограммы) [5, 6]. Можно показать, что амплитуда противофазных высокочастотных ($f \gg (2\pi\tau)^{-1}$, τ - время цис-транс релаксации) колебаний интенсивностей выходных пучков в случае слабонелинейной слабопоглощающей среды при записи несмещенных фазовых М-голограмм пропорциональна амплитуде ДГ $\Delta\epsilon(t)$

$$I_M^\Omega = 2kl\sqrt{I_M^+ I_M^-} J_1(\alpha) \Delta\epsilon(t), \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda_M$, $J_1(\alpha)$ - функция Бесселя первого порядка, α - амплитуда ФМ.

На рис. 2, а показана типичная осциллограмма выходного сигнала при интенсивности засветки $I_B \sim 100$ мкВт/мм². Моменты включения и выключения пучка I_B показаны стрелками. „Всплеск“ амплитуды сигнала, характерный для процесса стирания М-голограммы, наиболее резко выражен при больших интенсивностях I_B . При увеличении интенсивности I_B стационарная амплитуда I_{MS}^Ω быстро достигает максимума ($I_B \sim 10$ мкВт/мм²), составляющего $\sim 6\%$ от средней интенсивности I_M^\pm , а затем медленно уменьшается. Следует также отметить зависимость кинетики записи М-голограмм от начальных условий. В отличие от ситуации изображенной на рис. 2, а и соответствующей записи ДГ путем включения пучка I_B , если запись голограммы осуществить включением пучков I_M^\pm (пучок I_B при этом постоянно освещает среду), то амплитуда I_M^Ω увеличивается гораздо быстрее, чем на рис. 2, а, и может (при не слишком больших интенсивностях I_B) иметь „всплеск“ на начальной стадии.

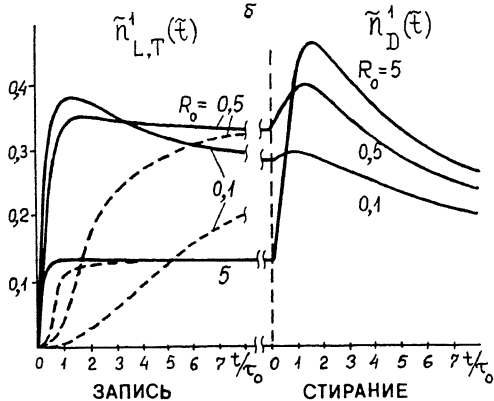
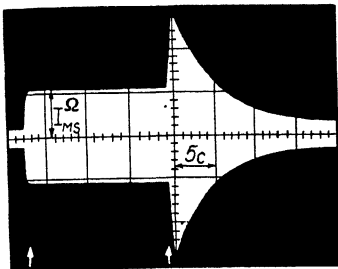
α 

Рис. 2.

Отмеченные закономерности записи и стирания М-голограмм хорошо объясняются насыщением цис-транс перехода молекул БР. Рассмотрим одномерное кинетическое уравнение для концентрации молекул БР в цифрформе с учетом пространственной модуляции обратного времени релаксации

$$\frac{\partial}{\partial t} n(x, t) = \frac{\sigma I_B}{h\nu} (D - n(x, t)) - \tau_0^{-1} (1 + m \cos x) n(x, t), \quad (2)$$

где σ – сечение поглощения светового кванта с длиной волны λ_B , $D = \text{const}$ – исходная концентрация молекул БР в трансформе. Для упрощения расчетов считаем $K = 2\pi/\Lambda = 1$, Λ – период ИК.

Решение уравнения (2) для нормированной концентрации $\tilde{n}(x, t) = n(x, t) / D$ имеет вид

$$\tilde{n}(x, t) = \tilde{n}_c(x) + (\tilde{n}_0 - \tilde{n}_c(x)) [\exp(-(1 + R_0)\tilde{t} - m\tilde{t} \cos x)], \quad (3)$$

$$\tilde{n}_c(x) = R_0 (1 + R_0 + m \cos x)^{-1}, \quad (4)$$

$\tilde{n}_0, \tilde{n}_c(x)$ – исходная и стационарная концентрация молекул БР в цифрформе, $\tilde{t} = t/\tau_0$, $R_0 = I_B / I_H$, $I_H = h\nu / \sigma\tau_0$ – интенсивность насыщения.

В стационарном состоянии ($t \rightarrow \infty$) $\tilde{n}(x, t) = \tilde{n}_c(x) = \tilde{n}_c^0 + \tilde{n}_c^1 \cos x + \dots$,

$$\tilde{n}_c^0 = R_0 [(1 + R_0)^2 - m^2]^{-1/2}, \quad (5)$$

$$\tilde{n}_c^1 = (2R_0/m) [1 - (1 + R_0)((1 + R_0)^2 - m^2)^{-1/2}]. \quad (6)$$

Функция $\tilde{n}_c^1(R_0)$, определяющая амплитуду М-голограммы, имеет максимум, положение которого зависит от m . При $m \ll 1$ максимум $|n_{cmax}^1| = m/4$ достигается при $R_{0max} = 1$, в то время как при $m=1$ $|n_{cmax}^1| = 2(\sqrt{2}-1)^2 = 0.343$, а соответствующее значение $R_{0max} = \sqrt{2} - 1$. Выше отмечалось, что максимум стационарной амплитуды I_{MS}^{Ω} наблюдался при $I_B \sim 10$ мкВт/мм², так что для исследованных пленок $I_H \sim 25$ мкВт/мм².

Кинетика записи М-голограмм описывается уравнением (3). Если $\tilde{n}_0 = 0$ (пучок I_B включается в момент времени $\tilde{t} = 0$), то

$$\tilde{n}_T^1(\tilde{t}) = \frac{R_0}{1+R_0+m\cos x} \left[1 - \exp\left(- (1+R_0)\tilde{t} - m\tilde{t}\cos x\right) \right]. \quad (7)$$

При $\tilde{n}_0 = 1$ (предварительная засветка среды интенсивным пучком I_B и включение в момент $\tilde{t} = 0$ записывающих пучков I_M^{\pm})

$$\tilde{n}_L^1(\tilde{t}) = -2I_1(m\tilde{t})\exp\left(- (1+R_0)\tilde{t}\right) + \tilde{n}_T^1(\tilde{t}). \quad (8)$$

При выводе формулы (8) использовано разложение экспоненты с периодическим показателем в ряд по модифицированным функциям Бесселя I_0, I_1, \dots . Первое слагаемое в (8) объясняет возможный максимум функции $\tilde{n}_L^1(\tilde{t})$ на начальной стадии записи. Положение этого максимума при $R_0 \ll 1$ соответствует $\tilde{t} \approx 1.5$, а значение $|\tilde{n}_L^1(\tilde{t})|$ в этот момент приблизительно равно 0.44.

Кинетика стирания М-голограммы описывается уравнением (2) с $I_B = 0$. Зависимость от времени первой пространственной гармоники $\tilde{n}_D^1(\tilde{t})$ при $m=1$ аппроксимируется функциями

$$\tilde{n}_D^1(\tilde{t}) \approx -2I_1(\tilde{t})e^{-\tilde{t}}, \quad R_0 \gg 1, \quad (9)$$

$$\tilde{n}_D^1(\tilde{t}) \approx -\sqrt{2}R_0 \left(I_1(\tilde{t}) + I_0(\tilde{t}) \right) e^{-\tilde{t}}, \quad R_0 \ll 1. \quad (10)$$

Графики функций $\tilde{n}_L^1(\tilde{t})$ (сплошные линии), $\tilde{n}_T^1(\tilde{t})$ (штриховые линии) и $\tilde{n}_D^1(\tilde{t})$ (сплошные линии) при различных R_0 приведены на рис. 2, б. Все эти теоретические зависимости хорошо воспроизводились экспериментально.

В заключение отметим, что достаточно высокая эффективность преобразования ФМ световых пучков в модуляцию их интенсивностей свидетельствует о перспективности использования М-голограмм в адаптивных голографических интерферометрах для регистрации микросмещений объектов [7, 8]. При этом полученные в настоящей работе теоретические и экспериментальные результаты позволяют оптимизировать условия голографической записи и учесть возможные нестационарные эффекты при изменении этих условий.

- [1] Hampp N., Bräuchle Ch., Osterhelt D. // *Biophysical J.* 1990. V. 58. No. 7. P. 83-93.
- [2] Всеволодов Н.Н. Биопигменты-фоторегистраторы. М.: Наука, 1988. 224 с.
- [3] Gehrtz M., Pinsl J., Bräuchle Ch. // *Appl. Phys. B*, 1987. V. 43. N. 2. P. 61-77.
- [4] Барменков Ю.С., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю. // *Опт. и спектр.* 1988. Т. 64. В. 1. С. 225-228.
- [5] Барменков Ю.С., Кожевников Н.М. // *ЖТФ.* 1991. Т. 61. В. 7. С. 121-125.
- [6] Барменков Ю.С., Кожевников Н.М. // *ЖТФ.* 1991. Т. 61. В. 7. С. 116-120.
- [7] Барменков Ю.С., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Лямшев Л.М., Сергушенко С.А. // *ДАН СССР. Сер. физика.* 1986. Т. 290. № 5. С. 1095-1098.
- [8] Stepanov S.I. Adaptive Interferometry: A New Area of Applications of Photorefractive Crystals. - *International trends in Optics*, ed. by J. Goodman, Academic Press, 1991, P. 125-140.

Поступило в Редакцию
1 августа 1991 г.