

трех сечений спинового обмена (7а)—(7в) наблюдаемо только сечение σ_{sr}^r , причем спиновый обмен (1) не влияет на ориентацию атомов ортогелия $\langle S \rangle = \text{Tr}(\rho S)$ (ρ — матрица плотности, соответствующая магнитным подуровням $m_s = 1, 0, -1$ атомов He* со спином $S=1$), а изменение выстраивания $\langle \tilde{Q} \rangle$ (с компонентами $\langle Q \rangle^{\alpha\beta} = \text{Tr}(\rho Q_{\alpha\beta})$, $Q_{\alpha\beta} = 3/2 (S_\alpha S_\beta + S_\beta S_\alpha) - S^2 \delta_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta = x, y, z$) в спин-обменном процессе типа (1) описывается уравнением

$$\frac{d\tilde{Q}}{dt} = - \left(2\tilde{Q} - \frac{3}{2} S^2 - \frac{1}{2} \tilde{Q}^2 \right) N_{\text{He}^*} v^2 \bar{v}, \quad (9)$$

где N_{He^*} — концентрация атомов ортогелия, \bar{v} — их относительная скорость.

В то же время изменение выстраивания ортогелия в результате хемоионизации (2)

$$\frac{d\tilde{Q}}{dt} = - \left(\frac{7}{18} \tilde{Q} - \frac{5}{12} S^2 + \frac{1}{36} \tilde{Q}^2 \right) N_{\text{He}^*} v^2 \bar{v}. \quad (10)$$

Последние два выражения легко получаются в предположении сохранения в процессах (1) и (2) полного спина S и его проекции на выделенное направление путем рассмотрения волновой функции системы двух атомов ортогелия в двух различных представлениях. Они могут быть также получены из общих выражений [6].

Из (7), (9), (10) и рисунка видно, что для рассматриваемой системы двух триплетных метастабильных атомов гелия спиновый обмен менее существен в деполаризации этих атомов по сравнению с хемоионизацией.

Все три сечения спинового обмена (7а)—(7в) могут быть определены в экспериментах с атомами изотопа ^3He , обладающего ядерным магнитным моментом.

Литература

- [1] *Happer W.* Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, N 2, p. 169—249.
- [2] *Balling L. C.* Adv. Quant. Electr., 1975, v. 3, p. 1—167.
- [3] *Happer W.* Ann. de Physique (Paris), 1985, t. 10, N 6, p. 645—658.
- [4] *Блинов Е. Б., Житников Р. А., Кулешов П. П.* ЖТФ, 1979, т. 49, № 3, с. 588—596.
- [5] *Дмитриев С. П., Житников Р. А., Картошкин В. А.* и др. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 3 (9), с. 840—851.
- [6] *Ожуневич А. И.* Опт. спектр., 1983, т. 54, № 5, с. 787—794.
- [7] *Картошкин В. А., Клементьев Г. В., Мельников В. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 3, с. 132—134.
- [8] *Клементьев Г. В., Мельников В. Д., Картошкин В. А.* Химическая физика, 1985, т. 4, № 1, с. 37—41.
- [9] *Клементьев Г. В., Картошкин В. А., Мельников В. Д.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 1, с. 131—136.
- [10] *Mott H., Messis G.* Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 756 с.
- [11] *Morgner H.* Comments At. Mol. Phys., 1982, v. 11, N 6, p. 271—285.
- [12] *Dalgarno A., Rudge M. R. H.* Proc. Roy. Soc. (L.), 1965, v. A286, N 2, p. 519—524.
- [13] *Garrison B. J., Miller W. H., Schaefer H. F. J.* Chem. Phys., 1973, v. 59, N 6, p. 3193—3198.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
25 декабря 1986 г.

ФОТОРЕФРАКТИВНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК, СОДЕРЖАЩИХ БАКТЕРИОРОДОПСИН

*Н. Г. Абдулаев, Ю. О. Барменков, С. Ю. Зайцев, В. В. Зосимов, В. П. Зубов,
Н. М. Кожеевников, М. Ю. Липовская, Л. М. Лямшев*

Адаптивные голографические интерферометры для регистрации сигналов ультразвуковой фазовой модуляции [1—3] основаны на применении малоинерционных фоторефрактивных сред (ФС), постоянная времени записи фазовых решеток в которых определяет нижнюю границу частотного спектра выходного сигнала. Так как обычно частота шумовых флуктуаций фазы сигнального пучка в таких интерферометрах не превышает сотен герц [4], ФС должны

обеспечивать запись динамических голограмм за время $\tau \leq 1 \div 10$ мс. По этой причине высокочувствительные фоторефрактивные кристаллы [5], имеющие $\tau \geq 1 \div 10$ с, не позволяют реализовать эффективную адаптацию ультразвуковых интерферометров в широком спектре сигнала помехи. С другой стороны, известные малоинерционные ФС (например, поглощающие среды с тепловым механизмом записи [6]) обладают малой чувствительностью и требуют достаточно больших интенсивностей записывающих световых пучков. Кроме того, такие ФС обычно имеют значительную толщину (≥ 1 см), что отрицательно сказывается на работе интерферометров со спекл-неоднородными световыми пучками.

Среди новых ФС для записи динамических голограмм большое внимание в последнее время привлекают к себе бактериородопсин (БР) и его аналоги [7]. Современная технология позволяет получать фоторефрактивные пленки, содержащие БР, как с большим [7], так и с малым [8] временем записи и хранения голограмм. Обладая малой толщиной (100—200 мкм), такие пленки обеспечивают адаптивную фильтрацию низкочастотных помех вплоть до $\sim 10^2$ Гц и, кроме того, эффективно работают при записи голограмм спекл-неоднородными световыми пучками. Однако вопрос о предельной чувствительности этих пленок изучен недостаточно. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования влияния различных факторов (интенсивностей записывающих пучков, температуры пленки) на эффективность преобразования гармонической фазовой модуляции одного из записывающих пучков

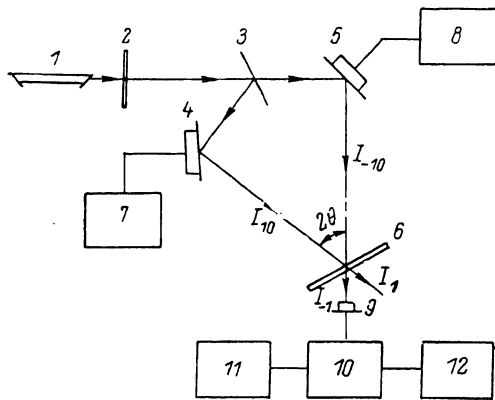


Рис. 1.

в модуляцию интенсивностей пучков, выходящих из ФС. Эти результаты, как показано ниже, позволяют оценить предельную амплитуду модуляции диэлектрической проницаемости фазовой решетки, записанной в использованных фоторефрактивных пленках.

Схема экспериментальной установки для измерения чувствительности и постоянной времени фоторефрактивной записи приведена на рис. 1. Излучение однододового гелий-неонового лазера I ($\lambda = 0.63$ мкм, мощность до 50 мВт) ослаблялось нейтральными светофильтрами 2 и разделялось пластинкой 3 на два пучка I_{10} и I_{-10} равной интенсивности, которые зеркалами 4 и 5, наклеенными на пьезопреобразователи, сводились на пленку с БР 6. Пьезопреобразователь зеркала 4, подключенный к генератору синусоидального напряжения 7, осуществлял фазовую модуляцию пучка I_{10} с частотой $f = 10$ кГц. К пьезопреобразователю зеркала 5 подводилось ступенчатое напряжение от источника 8, позволяющее резко смещать интерференционную картину записывающих пучков. После прохождения пленки пучок I_{-1} поступал на фотоприемник 9, сигнал с которого selectively усиливался 10 и регистрировался вольтметром 11 и осциллографом 12.

Рассмотрим осуществляемое фазовой решеткой, записанной в пленке с БР, преобразование фазовой модуляции пучка I_{10} в модуляцию интенсивностей пучков I_1 и I_{-1} , выходящих из пленки. Можно показать [9], что если период фазовой модуляции T много меньше постоянной времени записи τ фазовой решетки в среде, то последняя реагирует только на усредненное распределение интенсивности в интерференционной картине. При этом в ФС формируется стационарная синусоидальная решетка диэлектрической проницаемости с амплитудой $\delta\epsilon$, определяемой выражением

$$\delta\epsilon = \frac{2\pi\beta\tau}{\lambda \cos \theta} \sqrt{I_1(z) I_{-1}(z)} J_0(a), \quad (1)$$

где β — фоторефрактивный коэффициент, характеризующий нелинейный фотоотклик среды на световое воздействие и определяющий, таким образом, чувствительность фоторефрактивной записи; a — амплитуда фазовой модуляции пучка I_{10} ; J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; $I_{\pm 1}(z)$ — интенсивности записывающих пучков в среде; z — координата, перпендикулярная поверхности пленки.

Мгновенная интерференционная картина записывающих пучков периодически смещается относительно фазовой решетки, обуславливая перераспределение интенсивностей между взаимодействующими пучками [9]. Для малочувствительных ФС с локальным откликом [10],

к которым относится БР, зависимости $I_{\pm 1}(d)$ на выходе из ФС ($z=d$) с учетом поглощения в среде имеют вид

$$I_{\pm 1}(d) = I_0 \exp\left(-\frac{\alpha d}{\cos \theta}\right) \mp I_2 \sin \Omega t + \dots \quad (2)$$

$$I_2 = \frac{4\pi\beta\tau}{i\alpha} \exp\left(-\frac{\alpha d}{\cos \theta}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha d}{\cos \theta}\right)\right] I_0^2 J_0(a) J_1(a), \quad (3)$$

где α — коэффициент поглощения среды; d — толщина фоторефрактивной пленки; J_1 — функция Бесселя первого порядка; $\Omega = 2\pi f$; I_0 — интенсивности записывающих пучков $I_{\pm 10}$; многоточием обозначены высшие гармоники колебаний $I_{\pm 1}(d)$, подавляемые селективным усилителем.

Таким образом, измерение зависимости амплитуды I_2 от интенсивности I_0 позволяет определить значение коэффициента β , характеризующего чувствительность среды. Входящие в (3) величины α , d , a , τ могут быть измерены независимо. В частности, измерение постоянной времени τ производится по осциллограмме экспоненциального нарастания амплитуды первой гармоники I_2 в процессе перезаписи фазовой решетки после резкого смещения интерференционной картины пучков, обусловленного смещением зеркала 5. Вместо измерения амплитуды фазовой модуляции a удобно путем ее изменения максимизировать произведение $[J_0(a)J_1(a)]_{\max} = 0.34$.

Достоинством описанной методики измерения фоторефрактивных параметров β и τ среды является ее высокая точность, обусловленная, во-первых, возможностью селективного уси-

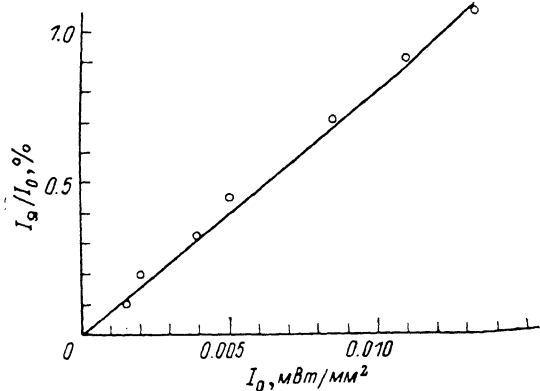


Рис. 2.

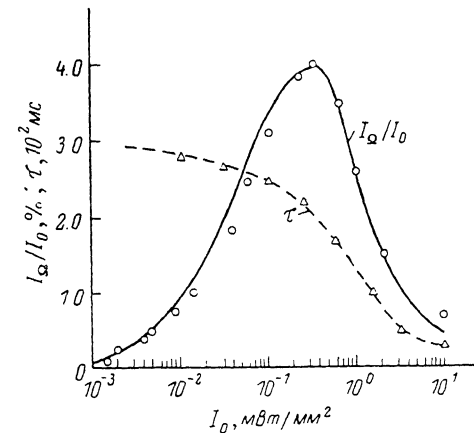


Рис. 3.

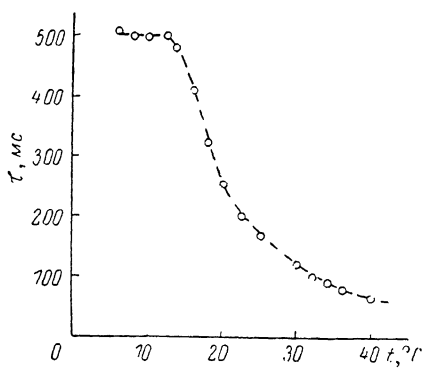


Рис. 4.

ления сигналов и, во-вторых, зависимостью измеряемой амплитуды I_2 от амплитуды фазовой решетки $\delta\epsilon$, в то время как традиционные методы измерения дифракционной эффективности ФС с помощью дополнительного зондирующего пучка [6] основаны на регистрации сигналов, пропорциональных $(\delta\epsilon)^2$, что при $\delta\epsilon \ll 1$ значительно снижает отношение сигнал/шум измерительной аппаратуры.

При малых значениях интенсивностей записывающих пучков I_0 измеренная зависимость относительной амплитуды первой гармоники I_2/I_0 от I_0 (рис. 2) в соответствии с (3) является линейной. По углу наклона прямой и измеренным значениям коэффициента поглощения $\alpha = 10 \text{ мм}^{-1}$, толщины пленки $d = 200 \text{ мкм}$, угла схождения пучков $2\theta = 60^\circ$ и постоянной времени записи $\approx 300 \text{ мс}$ можно оценить значение фоторефрактивного коэффициента $\beta_0 \approx 0.05 \text{ мм}^2/\text{мДж}$.

При увеличении интенсивности I_0 относительная амплитуда I_2/I_0 достигает максимума (рис. 3), а затем уменьшается. Одновременно монотонно уменьшается и постоянная времени τ .

Заметных количественных изменений в поведении I_Q/I_0 и τ при изменении угла схождения в диапазоне $10-130^\circ$ обнаружено не было. В связи с этим причиной уменьшения τ следует считать нагревание пленки, обусловленное поглощением излучения записывающих пучков. На рис. 4 показана зависимость τ от температуры пленки при постоянном значении $I_0 = 0.1$ мВт/мм². Измерения производились в условиях термостатирования пленки и обеспечения хорошего теплообмена ее поверхности с объемом воздушного термостата.

Из формулы (3) видно, что при $\tau = \text{const}$ зависимость I_Q/I_0 остается линейной в широком диапазоне изменений I_0 . Однако одинаковая степень уменьшения I_Q/I_0 и τ при увеличении I_0 указывает на то, что при $I_0 > \sim 0.1$ мВт/мм² зависимость I_Q/I_0 должна выходить на насыщение. О влиянии насыщения рабочего перехода БР570-М412 на запись голограмм в пленках с БР уже указывалось в [7]. В простейшем случае эффект насыщения можно описать зависимостью фоторефрактивного коэффициента β от I_0 [11]

$$\beta = \beta_0 [1 + I_0/I_n]^{-1}, \quad (4)$$

где I_n — интенсивность насыщения.

На рис. 3 сплошной линией показана зависимость I_Q/I_0 от I_0 , рассчитанная по формуле (3), в которую подставлялись экспериментальные значения τ и значения β , вычисленные по формуле (4) при $I_n = 0.06$ мВт/мм². Хорошее совпадение экспериментальных и рассчитанных значений в широком диапазоне изменения I_0 подтверждает правильность приведенной интерпретации поведения коэффициента β .

Таким образом, полученные в работе результаты показывают, что основным фактором, ограничивающим дифракционную эффективность пленок с БР, является насыщение рабочего перехода ФС. Максимальная дифракционная эффективность фазовых решеток в таких пленках реализуется путем их термостатирования при $t \sim 10^\circ\text{C}$. Уменьшение постоянной времени записи при этом может быть достигнуто дополнительной подсветкой пленки излучением в сильной области спектра [8].

Литература

- [1] Барменков Ю. О., Зосимов В. В., Кожевников Н. М. и др. ДАН СССР, 1986, т. 290, № 5, с. 1095—1098.
- [2] Степанов С. И., Трофимов Г. С. Тез. докл. VI Всес. школы-семинара по оптической обработке информации. Фрунзе, ФПИ, 1986, ч. 2, с. 34—35.
- [3] Hall T. J., Fiddy M. A., Ner M. S. Opt. Lett., 1980, v. 5, N 11, p. 485—487.
- [4] Бондаренко А. Н., Маслов Б. Я., Рудая Б. Б., Троценко В. П. ПТЭ, 1975, № 6, с. 211—213.
- [5] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 270 с.
- [6] Грозный А. В., Духовный А. М., Лещев А. А. и др. В кн.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1979, с. 92—122.
- [7] Светочувствительные биологические комплексы и оптическая регистрация информации. Сб. научных трудов. Пушкино, ОНТИ НЦВИ АН СССР, 1985. 208 с.
- [8] Барменков Ю. О., Зосимов В. В., Кожевников Н. М. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 5, с. 281—284.
- [9] Вицецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. УФН, 1979, т. 129, с. 113—137.
- [10] Вицецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Соскин М. С. Квант. электр., 1977, т. 4, с. 420—425.
- [11] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
25 декабря 1986 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 4, 1988

ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ И ФОСФОРЕСЦЕНЦИЯ АМОРФНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА КРЕМНИЯ

В. В. Васильев, И. П. Михайловский, К. К. Светашев

Наблюдаемый в последнее время интерес к изучению люминесценции аморфного нитрида кремния ($a\text{-Si}_3\text{N}_4$) связан главным образом с необходимостью выяснения электронного спектра локализованных состояний [1—5]. В ряде работ отмечалось, что фотолюминесценция (ФЛ)