

- [4] Востриков А.А., Миронов С.Г., Семячкин Б.Е. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 6. С. 1164-1169.
- [5] Dreyfus D., Washman H.Y. // Progress in Astronautics and Aeronautics. N.Y. 1981. V. 74. Pt. 1. P. 183-197.

Поступило в Редакцию  
4 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

07

© 1990

## ДИНАМИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ РЕШЕТКИ В БАКТЕРИОРОДОПСИНЕ

Ю.О. Барменков, Н.М. Кожевников

В связи с применением фоторефрактивных сред (ФС) для адаптивной регистрации сигналов фазовой модуляции световых пучков [1, 2] большое значение имеет вопрос о спектре колебаний интенсивностей пучков при гармонической модуляции их взаимной разности фаз. Одним из факторов, влияющих на спектральный состав выходного сигнала, является формирование в ФС амплитудных решеток, обусловленных пространственной модуляцией поглощения или просветления, в той или иной степени всегда сопровождающее запись динамических фазовых голограмм. В настоящей работе теоретически проанализировано влияние таких решеток в ФС с локальным инерционным откликом, обеспечивающим максимальную крутизну преобразования амплитуды первой гармоники модулирующего сигнала. Полученные выводы находятся в хорошем соответствии с приведенными в работе результатами экспериментального исследования взаимодействия фазомодулированных пучков в ФС, содержащей бактериородопсин (БР) [2, 3].

Рассмотрим две плоские волны с комплексными амплитудами  $E_{\pm 1}(\mathbf{z}; t) = \sqrt{I_{\pm 1}(\mathbf{z}; t)} \exp(i\varphi_{\pm 1}(\mathbf{z}; t))$ , падающие на поверхность  $\mathbf{z}=0$  слабно-нелинейной ФС симметрично относительно оси  $\mathbf{z}$ , под углами  $\pm \theta$ . Под действием неоднородного распределения интенсивности в интерференционной картине (ИК) пучков в ФС формируются фазовая (ФР) и амплитудная (АР) решетки, комплексные амплитуды которых на согласованной с ИК пространственной частоте описываются выражениями

$$\Delta \varepsilon_2 = \Delta \varepsilon_2^* = \beta S(\mathbf{z}; t); \quad \Delta \alpha_2 = \Delta \alpha_2^* = \gamma S(\mathbf{z}; t); \quad (1)$$

$$S(\mathbf{z}; t) = \int_0^t \sqrt{I_{+1}(\mathbf{z}; t) I_{-1}(\mathbf{z}; t)} \exp \left[ i \left( \frac{t' - t}{\tau} + \varphi(\mathbf{z}; t') \right) \right] dt'; \quad (2)$$

$\varphi(\mathbf{z}; t) = \varphi_{+1}(\mathbf{z}; t) - \varphi_{-1}(\mathbf{z}; t)$ ;  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\tau$  - соответственно фото-рефрактивный, амплитудный коэффициенты и постоянная времени записи решеток.

Уравнения для интенсивностей  $I_{\pm 1}(\mathbf{z}; t)$  по аналогии с [4] могут быть записаны в виде

$$\frac{dI_{\pm 1}(\mathbf{z}; t)}{dz} = -\frac{\alpha}{\cos \theta} I_{\pm 1}(\mathbf{z}; t) + \operatorname{Re} \left[ \tilde{\delta}_{\pm} S(\mathbf{z}; t) \sqrt{I_{+1}(\mathbf{z}; t) I_{-1}(\mathbf{z}; t)} \times \right. \quad (3)$$

$$\left. \times \exp(-i\varphi(\mathbf{z}; t)) \right]; \quad \tilde{\delta}_{\pm} = \gamma + ik\beta = \delta \exp(\pm i\psi); \quad tg \psi = k\beta/\gamma; \quad k = 2\pi/\lambda; \quad (4)$$

$\alpha$  - коэффициент поглощения по интенсивности.

Из уравнений (3) видно, что совместное влияние ФР и АР приводит к эффективной нелокальности фотоотклика. Пренебрегая изменением взаимной разности фаз вдоль оси  $\mathbf{z}$  и учитывая, что нелокальность фотоотклика может быть устранена путем линейной модуляции взаимной разности фаз (создающей „бегущую“ ИК [5]), положим

$$\varphi(\mathbf{z}; t) = \varphi(0; t) = \Omega_0 t + \alpha \sin \Omega t; \quad \Omega \tau \gg 1. \quad (5)$$

В этом случае функцию  $S(\mathbf{z}; t)$  в установившемся режиме ( $t \gg \tau$ ) можно представить в виде

$$S(\mathbf{z}; t) = \frac{\tau J_0(\alpha)}{\sqrt{1 + \Omega_0^2 \tau^2}} \sqrt{I_{+1}^0(\mathbf{z}) I_{-1}^0(\mathbf{z})} \exp \left[ i \left( \Omega_0 t - \arctg \Omega_0 \tau \right) \right]; \quad (6)$$

$I_{\pm 1}^0(\mathbf{z})$  - постоянные составляющие интенсивностей.

Подставив (6) в (3), получим для амплитуд первой и второй гармоник колебаний интенсивностей пучков

$$I_{\pm 1}(\Omega) = \frac{2\delta\tau}{\alpha} J_0(\alpha) J_1(\alpha) I_{+1}^0(0) I_{-1}^0(0) T(\mathbf{z}) \frac{\sin \psi \mp \Omega_0 \tau \cos \psi}{1 + \Omega_0^2 \tau^2}; \quad (7)$$

$$I_{\pm 1}(2\Omega) = \frac{2\delta\tau}{\alpha} J_0(\alpha) J_2(\alpha) I_{+1}^0(0) I_{-1}^0(0) T(\mathbf{z}) \frac{\cos \psi \pm \Omega_0 \tau \sin \psi}{1 + \Omega_0^2 \tau^2}; \quad (8)$$

где  $J_0$ ,  $J_1$ ,  $J_2$  - функции Бесселя,  $T(\mathbf{z}) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\alpha \mathbf{z}}{\cos \theta}\right) \right] \exp\left(-\frac{\alpha \mathbf{z}}{\cos \theta}\right)$ .

Графики зависимостей  $I_{\pm 1}(\Omega)/I_{\pm 1}^0(\mathbf{z})$ ,  $I_{\pm 1}(2\Omega)/I_{\pm 1}^0(\mathbf{z})$  от  $\Omega_0 \tau$  для  $\gamma/k\beta = 0.05$ ,  $I_{+1}^0(\mathbf{z}) = I_{-1}^0(\mathbf{z}) = I_0 \exp(-\alpha \mathbf{z}/\cos \theta)$  приведены на рис. 1. Для расчета этих зависимостей были использованы

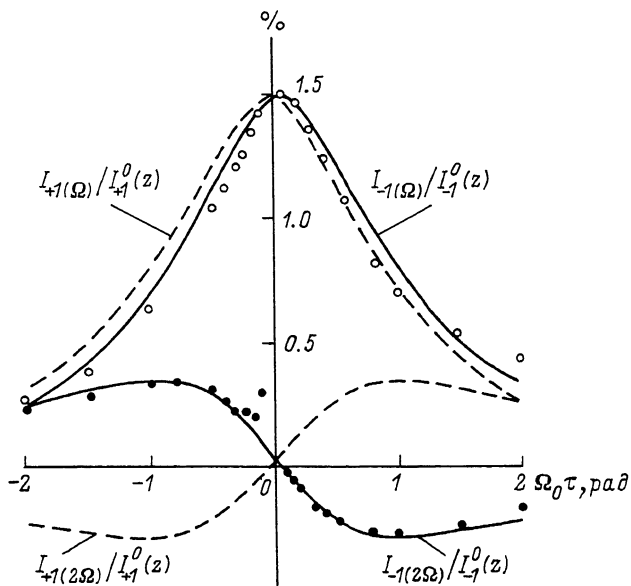


Рис. 1.

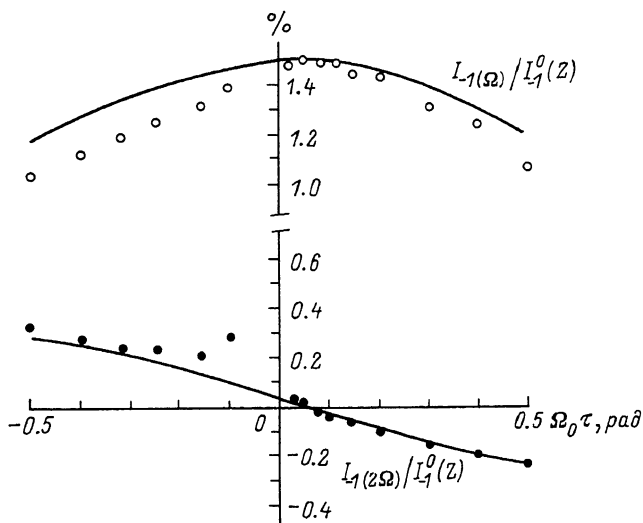


Рис. 2.

значения входящих в (7), (8) величин, которые соответствуют условиям проведения рассмотренного ниже эксперимента:  $\beta=0.006 \text{ мм}^2/\text{мДж}$ ,  $I_0=0.02 \text{ мВт/мм}^2$ ,  $\tau=320 \text{ мс}$ ,  $J_0(\alpha) J_1(\alpha)=0.28$ ,  $J_0(\alpha) \times J_2(\alpha)=0.12$ ,  $\alpha=10 \text{ мм}^{-1}$ ,  $z=0.1 \text{ мм}$ ,  $\theta=15^\circ$ . На рис. 2 те же зависимости для  $I_{-1}$ - пучка представлены более подробно вблизи  $\Omega_0=0$ .

Легко показать, что при  $\gamma \ll k\beta$  максимальной амплитуде второй гармоники  $I_{\pm 1}(2\Omega)$  соответствует  $\Omega_0 = \mp 1/\tau$ . При  $\Omega_0 \tau = \mp \gamma/k\beta$  амплитуда  $I_{\pm 1}(2\Omega)$  обращается в нуль, что открывает возможность экспериментального определения отношения  $\gamma/k\beta$ . Максимальная амплитуда первой гармоники в каждом из пучков получается при  $\Omega_0 \tau = \pm \gamma/k\beta$ , однако зависимость  $I_{\pm 1}(\Omega)$  от  $\Omega_0 \tau$  достаточно плавная и не позволяет получить существенного выигрыша по сравнению с  $\Omega_0=0$ .

Экспериментальное исследование взаимодействия фазомодулированных пучков в ФС с локальным откликом проводилось на установке, схема которой аналогична приведенной в [2]. Излучение лазера ЛГН-215 ( $\lambda=0.63 \text{ мкм}$ , мощность  $\sim 50 \text{ мВт}$ ) ослаблялось нейтральными фильтрами и расщеплялось на два пучка с отношением интенсивностей  $I_{+1}^0(0)/I_{-1}^0(0) = 10$ , которые зеркалами сводились на полимерную пленку, содержащую БР. Низкий контраст и достаточно большой пространственный период ИК ( $\theta=15^\circ$ ) обуславливали уменьшение влияния медленных диффузионных процессов в БР и увеличение глубины модуляции интенсивности в слабом ( $I_{-1}$ ) пучке. Одно из зеркал было наклеено на пьезоэлектрический модулятор, к которому подводилось гармоническое напряжение с частотой 10 кГц. Линейная модуляция взаимной разности фаз пучков осуществлялась другим зеркалом, помещенным на электромагнитную мембрану, управляемую пилообразным напряжением. Интенсивности пучков, выходящих из ФС, регистрировались ФПУ на основе кремниевых фотодиодов, сигналы с которых селективно усиливались резонансными усилителями и измерялись с помощью осциллографа и вольтметров. Экспериментальные зависимости относительных амплитуд первой и второй гармоник колебаний интенсивности слабого ( $I_{-1}$ ) пучка показаны на рис. 1, 2 светлыми и темными кружками. Аналогичные экспериментальные зависимости для второго ( $I_{+1}$ ) пучка на рисунках не показаны из-за низкой точности измерений, обусловленной малым отношением сигнал/шум.

Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими зависимостями позволяет оценить значение коэффициента  $\gamma$ , характеризующего амплитудный нелинейный отклик ФС:  $\gamma=0.05 k\beta = 3.0 \text{ мм/мДж}$ . Таким образом, максимальная амплитуда решетки

просветления в использованной ФС составляет  $\Delta\alpha_2 = \gamma \tau \sqrt{I_{+1}^0(0) I_{-1}^0(0)} = 5.7 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^{-1}$  при постоянном уровне поглощения  $\alpha=10 \text{ мм}^{-1}$ .

В заключение отметим, что рассмотренный в работе метод измерения параметров амплитудных решеток в ФС может иметь более широкую область практического использования, т. к. благодаря значительной крутизне зависимости  $I_{\pm 1}(2\Omega)(\Omega_0)$  в области  $-1 \leq \Omega_0 \tau \leq 1$

(особенно при больших значениях  $\zeta$ ) становятся возможными высокочувствительные измерения сверхмалых скоростей перемещения объектов.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Степанов С.И., Трофимов Г.С. Тез. докл. У1 Всесоюз. школы-семинара по оптической обработке информации, ч. 2. Фрунзе, 1986, с. 34-35.
- [2] Барменков Ю.О., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю., Лямшев Л.М. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 6. С. 1339-1343.
- [3] Абдулаев Н.Г., Барменков Ю.О., Зайцев С.Ю., Зосимов В.В., Зубов В.П., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю., Лямшев Л.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 4. С. 833-836.
- [4] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Соскин М.С. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 2. С. 420-425.
- [5] Степанов С.И. В кн.: Оптическая голография с записью в трехмерных средах. Л.: Наука, 1986, с. 17-30.

Поступило в Редакцию  
6 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

06.3; 07; 09

© 1990

### РЕЗОНАНСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ПЛЕНКЕ

М.И. Б а к у н о в, С.Н. Ж у к о в

В связи с задачами разработки новых элементов СВЧ микроэлектроники в работе указан и исследован эффект сильного преобразования поляризации электромагнитного излучения в тонкой по сравнению с длиной волны пленке гиротропной плазмopodobной среды (в частности, полупроводниковой), реализующийся при выполнении в пленке условий плазменного резонанса. Резонансный характер эффекта обеспечивает возможность эффективного управления преобразованием поляризации падающей на пленку волны путем относительно малого изменения величины внешнего магнитного поля либо концентрации носителей в пленке (например, за счет инжекции или ионизации). При этом могут быть реализованы следующие режимы: поворот