

ОПТИЧЕСКИЙ ПОЛИНГ ИЗОТРОПНЫХ СРЕД *

В работе представлен анализ оптического полинга сред – широко известного метода наведения пространственно-периодической анизотропии в изотропных материалах с формированием интегрированных в среду нелинейно-оптических структур поляризуемости второго порядка. В модели токового механизма протекания процесса выполнены расчеты основных принципиальных схем оптического полинга, применяющихся в экспериментах. Проанализированы картины пространственных распределений фотоинтегрированных электрических полей в изотропных средах и получены оценки эффективностей типичных видов полинга. Показано, что объемный оптический полинг в выделенном интервале малых углов является наиболее перспективным для создания большого размера однородно распределенных в области полинга фотонаведенных электроструктур. Результаты выполненного анализа могут быть использованы в дальнейшем в экспериментальных исследованиях и разработке новых элементов оптоэлектроники на основе метода оптического полинга.

Ключевые слова: оптический полинг, трехволновые взаимодействия, изотропные среды, когерентный фотогальванический эффект.

Введение

Оптическим полингом (ОП) называют возникновение при воздействии света на изотропную среду долгоживущей пространственно-неоднородной электростатической поляризации $P(r)$, которая остается в среде после выключения света и сопровождается образованием оптических решеток нелинейной поляризуемости второго порядка [1]. Необходимым условием полинга является участие в процессе электромагнитного излучения, содержащего несколько кратных взаимно-когерентных гармоник. ОП приводит к обратимому изменению симметрии, локально трансформируя область изотропной среды в оптически одноосный материал, в котором становятся возможными нелинейные трехволновые взаимодействия. Изменения оптических свойств в средах отражаются в богатом спектре экспериментально наблюдаемых явлений, таких как: фотоиндуцированная генерация второй гармоники (ГВГ) [2–4] и параметрическое усиление света [5] в решетках поляризуемости $\chi^{(2)}$, возникающих при ОП изотропных материалов, самодифракция Брегга и рамановское рассеяние света на наводимых при ОП модуляциях по-

казателя преломления Δn [6; 7], светоэлектрическая неустойчивость и стимулированный рост анизотропии при ОП и др. [8; 9]. Обнаруженное явление ОП и процессы преобразования излучения в трансформированных средах привлекают внимание ученых как в плане научных исследований, так и в связи с возможностями получения новых широкополосных элементов для оптоэлектроники [10].

Одним из основных микропроцессов, лежащих в основе ОП среды, считается возникновение в ней пространственной асимметрии оптических переходов при воздействии взаимно когерентного излучения с кратными частотами. Асимметрия переходов при ОП в присутствии локального [3] или пространственного (когерентным фотогальваническим (КФГ) током) [11; 12] разделения возбужденных носителей заряда приводит к накоплению со временем распределенного внутри образца в области ОП пространственно-периодического электрического поля $E(r)$ и соответствующей ему оптической поляризации $P(r)$. В слабо проводящих средах возникающие поля могут достигать больших величин ($\geq 10^6$ В/см) и сохраняться длитель-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-17220, 06-08-01502).

ное время, создавая устойчивое квазистационарное состояние [9; 13].

К настоящему времени показана возможность ОП различного рода изотропных сред: стекол и световодов [2; 4; 14; 15], полимерных и гибридных органико-неорганических пленок и др. [10; 16; 17]. Ключевым является вопрос об эффективности процесса ОП, определяемой как величиной формирующегося при ОП поля, так и его результирующим распределением в среде. В эффективность ОП делают вклад две составляющие. Первая связана с характерными микроскопическими механизмами пространственной асимметрии возбуждения в среде. Вторая составляющая принципиально зависит от внешних условий ОП среды: характеристик используемого в процессе ОП света, геометрий взаимодействия лучей, оптических и электрических свойств среды. Особое значение имеет вторая составляющая в условиях преобладающего влияния токового КФГ механизма [12; 13]. Эффективность ОП при этом главным образом зависит не только от микроскопии пространственной асимметрии локальных оптических переходов, но и от последующего потокового перераспределения возбужденных носителей заряда, приводящего к формированию результирующего распределения индуцированного ОП поля.

В данной работе теоретически исследуется токовый механизм ОП изотропной среды. В рамках феноменологической модели возникновения КФГ эффекта в средах проведены расчеты картин, формируемых при ОП пространственных распределений электрических полей. Получены оценки эффективностей основных геометрических схем, обсуждаются экспериментальные возможности реализации различных видов ОП.

Постановка задачи

Токовый механизм ОП среды основан на КФГ эффекте [12; 13]. В классическом варианте ОП образца проводится мощным двухчастотным взаимно-когерентным излучением основной $\mathbf{E}_1 = \mathbf{e}_1 E_1(\mathbf{r}) \exp\{i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \psi_1)\}$ и удвоенной $\mathbf{E}_2 = \mathbf{e}_2 E_2(\mathbf{r}) \exp\{i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t + \psi_2)\}$ частот лазера. Считается, что при таком воздействии на среду внутри нее в области взаимодействия излучений возникает пространственно промодулированный КФГ ток $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ с обратным вектором $\Delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_j E_1^2(\mathbf{r}) E_2(\mathbf{r}) \cos(\Delta \mathbf{k} + \Delta \psi), \quad (1)$$

где $\mathbf{e}_j = \sigma_1 \mathbf{e}_1 (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2) + \sigma_2 \mathbf{e}_2$, σ_1 и σ_2 – КФГ константы, $\Delta \psi = 2\psi_1 - \psi_2$. Появление индуцированного светом тока приводит к разделению зарядов и накоплению со временем внутри среды пространственно-неоднородного распределения электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. В рамках простой модели формирование поля в среде описывается уравнениями электродинамики: $d\rho/dt + \operatorname{div}(\mathbf{j} + \mathbf{j}_c) = 0$, $\operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = 4\pi\rho$, где ρ – плотность индуцированного заряда в области ОП, $\mathbf{j}_c = \sigma \mathbf{E}$, σ – эффективная проводимость среды. При нулевых начальных условиях кинетика накопления поля при ОП описывается характерной зависимостью $\mathbf{E}(t) \sim \tau(1 - \exp(-t/\tau))$, $\tau = \varepsilon/(4\pi\sigma)$, а его пространственное распределение $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в среде определяется уравнением Пуассона:

$$\Delta \phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sigma} \operatorname{div} \mathbf{j}, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \phi(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Появление поля \mathbf{E} вызывает обратимое изменение оптических свойств среды. Так, в низших порядках по полю в изотропной среде возникают промодулированные в пространстве анизотропная добавка к показателю преломления $\Delta n \sim \chi^{(3)} \mathbf{E}^2$ [6] ($\chi^{(3)}$ – поляризуемость третьего порядка) и наведенная поляризуемость второго порядка $\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)} \mathbf{E}$ [2]. Очевидно, что эффективность наблюдаемых в экспериментах на решетках Δn и $\chi^{(2)}$ процессов линейно- и нелинейно-оптических преобразований света напрямую зависит от эффективности ОП среды, определяемой величиной и распределением индуцированного ОП поля.

В следующих разделах статьи представлены результаты расчетов различных типовых схем ОП, используемых в экспериментах. Теоретически анализируются пространственные распределения фотоинтегрируемых в изотропную среду при ОП электрических полей, проводятся сопоставления характеристик различных схем ОП и оценки их эффективностей.

Лента

Рассмотрим наиболее простой случай. Пусть пучки света при ОП распространяются в направлении оси Y , не ограничены по X , а по Z имеют гауссов профиль:

$$E_1(\mathbf{r}) = E_{10} \exp(-\frac{z^2}{2w_1^2}), \quad E_2(\mathbf{r}) = E_{20} \exp(-\frac{z^2}{2w_2^2}).$$

Подобная ситуация в эксперименте возникает при фокусировке коллимированных пучков цилиндрической линзой. Область ОП имеет вид тонкой протяженной ленты. Для плотности КФГ тока (1) в ленточной геометрии ОП получаем выражение:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_j E_{10}^2 E_{20} \exp\left(-\frac{z^2}{2w^2}\right) \cos(\Delta ky),$$

$$w^2 = \frac{w_1^2 w_2^2}{2w_2^2 + w_1^2}. \quad (3)$$

Отличные от нуля компоненты тока:

$$\mathbf{e}_{j,z} = \sigma_1 \cos \alpha_1 \cos \varphi + \sigma_2 \cos \alpha_2,$$

$$\mathbf{e}_{j,x} = \sigma_1 \sin \alpha_1 \cos \varphi + \sigma_2 \sin \alpha_2.$$

Здесь были введены обозначения: w_1 и w_2 – радиусы пучков, использующихся в процессе ОП излучений по интенсивности в фокальной плоскости: φ – угол между векторами их поляризации \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 ; α_1 и α_2 – углы направлений векторов \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 относительно оси Z .

Для удобства решения введем обозначения: $\eta = \Delta kw$, $E_0 = (E_{10}^2 E_{20})/\sigma$; и перейдем к безразмерным переменным:

$$i = i/w, (i = x, y, z); \quad \phi(\mathbf{r}) = \phi(\mathbf{r})/E_0;$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_j \exp(-z^2/2) \cos(\eta y). \quad (4)$$

Учитывая периодичность решетки тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ (4), решение для потенциала ищется в виде $\phi(\mathbf{r}) = \phi(y, z) = \phi(z) \cos(\eta y)$ с граничными условиями $\phi(z)(z \rightarrow \pm \infty) = 0$. Зависимость $\phi(z)$ при этом получается из уравнения

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2\right) \phi(z) = -\mathbf{e}_{j,z} z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right)$$

и имеет вид

$$\phi(z) = \mathbf{e}_{j,z} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \exp\left(\frac{\eta^2}{2}\right) \times$$

$$\times \left\{ \exp(-\eta z) \operatorname{Erf}\left(\frac{\eta - z}{\sqrt{2}}\right) - \exp(\eta z) \operatorname{Erf}\left(\frac{\eta + z}{\sqrt{2}}\right) \right\}.$$

Введенная здесь функция $\operatorname{Erf}(\xi)$ определена выражением

$$\operatorname{Erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi.$$

В результате окончательные выражения для распределения компонент поля в среде, соответствующие потенциалу $\phi(y, z)$ в модели ленточной геометрии ОП имеют вид:

$$E_y(y, z) = \phi(z) \eta \sin(\eta y);$$

$$E_z(y, z) = -\frac{\partial}{\partial z} \{\phi(z)\} \cos(\eta y) =$$

$$= \mathbf{e}_{j,z} \left[\sqrt{\frac{\pi}{8}} \eta \exp\left(\frac{\eta^2}{2}\right) \left\{ \exp(-\eta z) \operatorname{Erf}\left(\frac{\eta - z}{\sqrt{2}}\right) + \right. \right. \quad (5)$$

$$\left. \left. + \exp(\eta z) \operatorname{Erf}\left(\frac{\eta + z}{\sqrt{2}}\right) \right\} - \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \right] \cos(\eta y).$$

Прежде чем анализировать полученные выражения, отметим следующее. Для характерных в экспериментах значений $w \in [1 \div 100]$ мкм эффективной ширины области ОП (3), а также экспериментально варьируемой периодичности фотоинтегрированных внутри среды решеток в пределах $\Delta k \in [0,1 \div 50]$ мкм⁻¹, значения η принадлежат интервалу $[0,1 \div 5 \cdot 10^3]$. Малым η соответствуют решетки небольшого размера с малым числом периодов, большим η – решетки наибольшего размера с максимальным числом периодов. Очевидно, что наиболее высококонтрастными являются встраиваемые решетки, получающиеся при достаточно больших значениях η . Отмеченный факт будет учитываться при анализе.

На рис. 1 показаны распределения амплитуд компонент поля E_y и E_z вдоль z , полученные из выражений (5) для разных значений $\eta = \{0,1; 1, 5; 10\}$, соответствующих в эксперименте интегрированным полевым решеткам с поперечным размером до ~100 мкм. Видно, что амплитуда компоненты E_z (перпендикулярной направлению распространения лучей при ОП) максимальна в центре области ОП при $z = 0$ и с ростом расстояния от центра достаточно быстро уменьшается. Амплитуда компоненты E_y

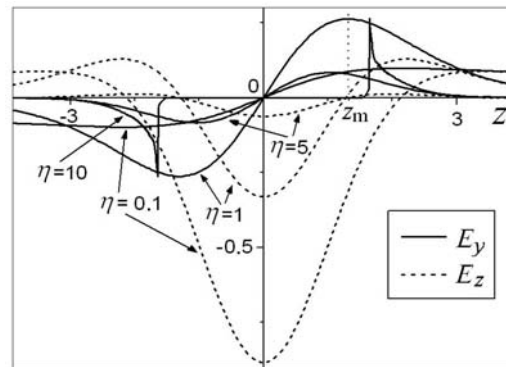


Рис. 1. Распределение амплитуд компонент электрического поля в среде, индуцированного при ленточной геометрии ОП

(параллельной распространению лучей при ОП), наоборот, равна нулю в центре области ОП и возрастает с увеличением расстояния от центра. При малых $\eta \rightarrow 0$ значение $E_y \rightarrow 0$, в то время как значение $E_z \rightarrow 1$. Таким образом, наиболее оптимальной для компоненты поля E_z является область малых значений η , в то время как для компоненты E_y оптимальными являются значения $\eta \sim 1$.

С ростом η амплитуды компонент поля E_y и E_z уменьшаются, и при $\eta \rightarrow \infty$ величины $E_y, E_z \rightarrow 0$. Используя асимптотику функции $\text{Erf}(\xi)$ при больших значениях аргумента находим характерные зависимости уменьшения амплитуд: $E_y \sim \eta^{-1}$, $E_z \sim \eta^{-2}$. Видно, что величина наведенного при ОП поля достаточно быстро уменьшается с ростом η , однако амплитуда E_y убывает существенно медленнее, чем E_z .

Основным недостатком ленточной геометрии ОП является невозможность создания контрастных решеток с достаточно большими η . При значительном увеличении η область ОП уширяется и индуцируемые полигоном заряды начинают скапливаться вдоль границы области ОП. В результате поле становится сосредоточенным вблизи границы и достаточно быстро, пропорционально $1/\Delta k$, спадает вглубь области ОП (см. рис. 1, кривая $\eta = 10$). Эффективность ОП при этом резко падает. Очевидно, что снижение эффективности ОП с увеличением η отражается на линейно и нелинейно-оптических преобразованиях, идущих на возникающих в среде решетках Δl и $\chi^{(2)}$. К примеру, при использовании в эксперименте компоненты E_z интенсивность трехволнового взаимодействия $I_g \sim (\chi^{(2)})^2 \sim (\chi^{(3)} E_z)^2$ будет уменьшаться пропорционально η^{-4} .

Отметим, однако, что ленточная геометрия ОП допускает возможность достаточно эффективного применения за счет большой длины интегрируемых в среду полевых решеток. Например, при освещении сформированной ленточным ОП решетки излучением, распространяющимся в плоскости XY, можно получить дифракцию Брегга и генерацию гармоники на максимальной длине взаимодействия. Ленточная схема отличается к тому же широким спектральным диапазоном преобразования излучения. При подборе в плоскости XY угла падения света на решетку таким, что для заданной частоты выполнено условие $2\mathbf{k}_\Omega - \mathbf{k}_{2\Omega} = \Delta \mathbf{k}$,

тем самым компенсируется фазовая расстройка генерации гармоники за счет синфазного изменения $\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)} \mathbf{E}$, но поскольку отношение $\Delta k/k_\Omega$ мало, то требуемые углы падения малы, и область эффективного преобразования по частоте получается достаточно широкой в полосе видимого и ближнего ИК спектра.

Цилиндр

Пусть соосные пучки излучений основной и удвоенной частот при ОП среды распространяются в направлении оси y и сфокусированы в достаточно протяженную область при $y = 0$. Полагаем, что оба излучения поляризованы по оси z и расходимостью лучей пренебрегаем. Данный вид ОП характерен для волноводных, волоконных материалов и использовался, например, при экспериментальных исследованиях фотоиндуцированной ГВГ в стеклянных световодах [2; 3], а также разных объемных образцах [4; 10; 14]. Область ОП при этом имеет форму цилиндра.

Выражение для плотности КФГ тока в безразмерных переменных (4) для выбранной цилиндрической геометрии ОП имеет вид:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_{j,z} \exp(-\mathbf{r}_\perp^2/2) \cos(\eta y), \quad \mathbf{r}_\perp^2 = x^2 + z^2. \quad (6)$$

Используя формулы (2), выписываем уравнения для компонент интегрируемого в среде ОП поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, и, учитывая периодичность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, подставляем зависимости в виде: $E_i(x, y, z) = E_i(x, z) \cos(\eta y)$, ($i = x, z$); $E_y(x, y, z) = E_y(x, z) \sin(\eta y)$. В результате приходим к системе уравнений для компонент поля:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2 \right) E_x(x, z) &= -\mathbf{e}_{j,z} x z \exp(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2}{2}); \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2 \right) E_y(x, z) &= -\mathbf{e}_{j,z} \eta z \exp(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2}{2}); \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2 \right) E_z(x, z) &= \mathbf{e}_{j,z} (1 - z^2) \exp(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2}{2}). \end{aligned} \quad (7)$$

При решении уравнений (7) используется сначала преобразование Фурье по x и z , затем в интегралах делаем переход к цилиндрическим координатам: $k_x = k \sin(\theta + \varphi)$, $k_z = k \cos(\theta + \varphi)$ (θ – угол между векторами \mathbf{r}_\perp и \mathbf{k} , φ – угол между вектором \mathbf{r}_\perp и осью z). В результате после интегрирования по θ получаем представления для компонент поля в интегральной форме:

$$E_x(\mathbf{r}_\perp, \varphi) = -2\mathbf{e}_{j,z} \sin(2\varphi) \int_0^\infty \frac{k^3 \exp(-\frac{1}{2}k^2) J_2(k\mathbf{r}_\perp)}{k^2 + \eta^2} dk;$$

$$E_y(\mathbf{r}_\perp, \varphi) = -\mathbf{e}_{j,z} \eta \cos \varphi \int_0^\infty \frac{ik^2 \exp(-\frac{1}{2}k^2) J_1(k\mathbf{r}_\perp)}{k^2 + \eta^2} dk;$$

$$E_z(\mathbf{r}_\perp, \varphi) = \mathbf{e}_{j,z} \int_0^\infty \frac{k^3 \exp(-\frac{1}{2}k^2) J_0(k\mathbf{r}_\perp)}{k^2 + \eta^2} dk -$$

$$- \int_0^\infty \frac{2k^3 \exp(-\frac{1}{2}k^2) \cos(2\varphi) J_2(k\mathbf{r}_\perp)}{k^2 + \eta^2} dk. \quad (8)$$

Здесь обозначены $J_i(kr_\perp)$ – функции Бесселя соответствующего порядка ($i = 0; 1; 2$). К сожалению, решения в аналитической форме отсутствуют и выражения (8) могут быть исследованы лишь численными методами. Из формул следует, что подобно ленточной геометрии ОП, в случае цилиндрической геометрии компонента поля E_y , параллельная направлению распространения лучей при ОП также равна нулю в центре области ОП, а компонента E_z , перпендикулярная распространению лучей и совпадающая с КФГ током, имеет максимальное значение. Зависимость E_z от η в центральной области ОП (на оси) описывается интегральной показательной функцией:

$$E_z(\mathbf{r}_\perp = 0) = \mathbf{e}_{j,z} [1 + \frac{\eta^2}{2} \exp(\frac{\eta^2}{2}) E_i(-\frac{\eta^2}{2})],$$

$$E_i(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \frac{e^t}{t} dt.$$

Используя асимптотику функции $E_i(-\eta^2/2)$ при больших значениях аргумента находим характерную зависимость уменьшения амплитуды с ростом η : $E_z \sim \eta^{-2}$. Видно, что в цилиндрической геометрии ОП эффективность полинга также сильно уменьшается с ростом η , что препятствует созданию контрастных решеток большого размера. Этот факт подтверждается в экспериментах. К примеру, в известных исследованиях фотоиндуцированной ГВГ в световодах преобразование излучения практически исчезает уже при диаметре области ОП ≥ 20 мкм [2]. Проведенные нами недавние исследования по трехволновым взаимодействиям в индуцированных решетках $\chi^{(2)}$ в разных объемных образцах стекол при применении цилиндрической геометрии ОП и постоянной плотности мощности, используемых в процессе ОП излучений, также показывают характерное снижение эффективности с увеличением области ОП.

Объемный полинг

Рассмотрим наиболее общий случай ОП среды пересекающимися гауссовыми пучками. Такой вид ОП использовался нами в недавних экспериментах по наблюдению дифракции света на фотонаведенных полингом объемных Брегговских решетках показателя преломления [6; 7], а также параметрического усиления света [5] и фотоиндуцированной ГВГ [4] в решетках $\chi^{(2)}$, создаваемых при ОП в объеме среды.

Покажем, что по сравнению с ранее рассмотренными видами ОП «объемный» полинг обладает определенным преимуществом, связанным с возможностью вариации свойств формируемой в среде решетки.

Запишем выражения для периода $\Lambda = 2\pi/\Delta k$ индуцируемой при объемном ОП решетки КФГ тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и угла $\beta = \angle(\mathbf{k}_1, \Delta\mathbf{k})$ между векторами \mathbf{k}_1 и $\Delta\mathbf{k}$, показывающего ее ориентацию по отношению к направлению распространения применяемого при ОП излучения основной частоты:

$$\Lambda = \frac{h\lambda_1}{2n_2}, \quad \beta = \arcsin(h \sin \alpha);$$

$$h = [1 + \frac{n_1^2}{n_2^2} - 2\frac{n_1}{n_2} \cos \alpha]^{-\frac{1}{2}}.$$

Здесь λ_1 – длина волны излучения основной частоты, $n_{1,2}$ – показатели преломления для излучений основной и удвоенной частот соответственно, α – угол схождения излучений при ОП внутри образца (угол полинга). На рис. 2 представлены зависимости $\Lambda(\alpha)$ и $\beta(\alpha)$ при значениях: $\lambda_1 = 1,06$ мкм, $\delta n = n_2 - n_1 = 5 \cdot 10^{-2}$, $n_1/n_2 = 0,97$, $n_{1,2} \approx 1,5$, характерных для экспериментов по ОП в стеклянных средах.

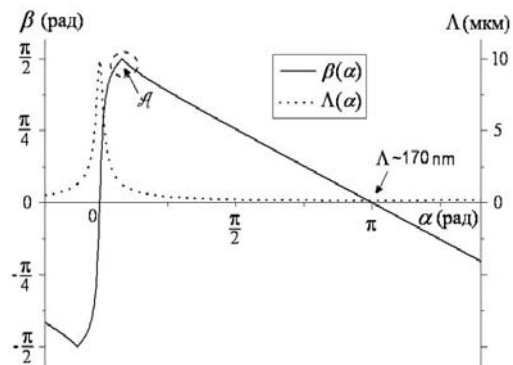


Рис. 2. Зависимость периода Λ и угла ориентации β для решетки КФГ тока при объемном ОП

Как видно из рис. 2, особенностью объемного ОП является наличие резких зависимостей $\Lambda(\alpha)$ и $\beta(\alpha)$ в области малых углов полинга. При вариации угла полинга α период Λ возникающей в среде решетки тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ меняется в очень широких пределах практически на два порядка величины: от $\Lambda_{\max} = \lambda_1/(2\delta n) \sim 10$ мкм до десятых долей длины световой волны $\Lambda_{\min} = \lambda_1/(4n_1) \sim 170$ нм. Видно также, что ориентация решетки в среде сильно зависит от угла полинга. Действительно, при вариации α в области нуля в пределах нескольких градусов угол β принимает всевозможные значения от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Это означает, что при объемном ОП в среде можно создавать решетку с практически любой (от параллельной до перпендикулярной) ориентацией ее плоскостей по отношению к самому направлению индуцированного КФГ тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$. Заметим, что направление $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ в среде определяется поляризацией использующихся при ОП излучений, см. (1), и в данном случае при малых углах полинга практически перпендикулярно направлению распространения света.

Наиболее интересной является отмеченная на рис. 2 область А малых углов полинга α , в которой выполнено условие, что угол $\beta = \angle(\mathbf{k}_1, \Delta\mathbf{k}) \approx \pi/2$ и практически $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$. Разделение носителей заряда КФГ током в этом случае происходит преимущественно перпендикулярно плоскостям формирующейся в среде решетки с накоплением вблизи плоскостей. Очевидно, что такая картина разделения зарядов должна способствовать образованию объемной периодической полевой структуры, однородно распределенной по всей области ОП. Отметим, что в ранее рассмотренных видах ОП («лента» и «цилиндр») такая возможность отсутствовала, поскольку всегда выполнялось противоположное условие $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \perp \Delta\mathbf{k}$ и существовал только продольный КФГ ток вдоль плоскостей решетки. Далее при вычислениях мы уделим внимание именно отличительному для объемного ОП случаю $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$ в области малых углов полинга.

Рассмотрим формирование поля в среде при объемном ОП. Считаем, что ОП образца проводится двумя сфокусированными внутри среды, пересекающимися под небольшим углом полинга α гауссовыми

пучками взаимно когерентных излучений основной ω и удвоенной 2ω частот лазера (рис. 3). Выберем начало координат в точке пересечения осей пучков, совпадающей с центрами их перетяжек. Полагаем, что излучения при ОП с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 распространяются вдоль осей y_1 и y_2 , соответственно. При этом обратный вектор формирующейся в среде решетки КФГ тока $\Delta\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ будет расположен в плоскости (y_1, y_2) , (см. рис. 3). Считаем, что использующиеся при ОП излучения линейно поляризованы, вектора их поляризаций \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 направлены вдоль осей x_1 и x_2 соответственно. Из рис. 3 видно, что характерный для объемного ОП случай $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$, при котором КФГ ток будет направлен преимущественно перпендикулярно плоскостям формирующейся в среде решетки, возникает при условии, если поляризации излучений \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 лежат в плоскости (y_1, y_2) .

Для расчетов выберем систему координат (x, y) связанную с решеткой тока: ось x направим вдоль вектора решетки $\Delta\mathbf{k}$, ось y вдоль плоскостей решетки. Обозначим $\gamma = \beta - 90^\circ$ – угол между направлением распространения основного излучения \mathbf{k}_1 (осью y_1) и направлением плоскостей решетки (осью y) (см. рис. 3). Выражение для плотности КФГ тока в системе координат решетки в безразмерных переменных (4) в данном случае записывается в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_j \exp\left[-\frac{1}{2}(ax^2 + by^2 + cxy + z^2)\right] \cos(\eta x),$$

где

$$a = 1 - b, \quad b = \frac{2w_1^2}{w_1^2} \sin^2 \gamma + \frac{w_2^2}{w_2^2} \sin^2(\gamma + \alpha);$$

$$c = \frac{2w_1^2}{w_1^2} \sin 2\gamma + \frac{w_2^2}{w_2^2} \sin 2(\gamma + \alpha).$$

Для характерного при объемном ОП случая $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$ отличны от нуля компоненты тока:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{j,x} &= \sigma_1 \cos \gamma \cos \alpha + \sigma_2 \cos(\alpha + \gamma), \\ \mathbf{e}_{j,y} &= \sigma_1 \sin \gamma \cos \alpha + \sigma_2 \sin(\alpha + \gamma); \end{aligned}$$

и в рассматриваемом диапазоне малых углов α и γ выполняется ряд условий, необходимых для проведения расчетов:

$$\begin{aligned} a, b, c > 0; \quad b \ll c \ll a \leq 1; \\ s = \frac{\mathbf{e}_{j,y}}{\mathbf{e}_{j,x}} \approx \gamma + \frac{\alpha \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \ll 1. \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим также, что при малых углах полинга α параметр η должен быть достаточно велик, чтобы на диаметре перетяжки в области ОП укладывалось хотя бы несколько периодов решетки (иначе нет смысла говорить о наличии решетки).

Уравнение для распределения потенциала $\phi(\mathbf{r})$ в среде в рассматриваемом случае объемного ОП при использовании безразмерных переменных в системе координат решетки записывается в виде:

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_{j,x} I(z) \left(\frac{\partial}{\partial x} + s \frac{\partial}{\partial y} \right) \{ I(x, y) \cos(\eta x) \}; \quad (10)$$

$$I(z) = \exp\left[-\frac{z^2}{2}\right], \quad I(x, y) = \exp\left[-\frac{1}{2}(ax^2 + by^2 + cxy)\right].$$

Решение уравнения (10) ищем с помощью трехмерного преобразования Фурье последовательно по координатам z , y и x с учетом малости соответствующих величин (9). В обратном преобразовании при интегрировании по комплексным переменным принимается во внимание, что основной вклад дают малые окрестности точек $k_x = 0, \pm \eta$.

В результате выполнения расчетов получаем выражение для распределения потенциала $\phi(\mathbf{r})$ в объеме среды:

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}) &= \mathbf{e}_{j,x} \phi(z, \eta) I(x, y) [(gx + py) \cos(\eta x) - \eta \sin(\eta x)]; \\ \phi(z, \eta) &= \frac{\sqrt{\pi}}{\eta \sqrt{2}} \exp\left(\frac{\eta^2}{2} - \eta |z|\right) \left[\text{Erf}\left(\frac{\eta - z}{\sqrt{2}}\right) - \text{Erf}\left(\frac{\eta + z}{\sqrt{2}}\right) \right], \\ g &= a + \frac{c^2}{2}, \quad p = \frac{c}{2} + bs. \end{aligned} \quad (11)$$

Выражения для распределений компонент поля в среде, соответствующих потенциалу $\phi(\mathbf{r})$ (11), имеют вид

$$\begin{aligned} E_x &= \mathbf{e}_{j,x} \phi(z, \eta) I(x, y) \sin(\eta x + \psi_x) \times \\ &\times \sqrt{\left[agx^2 + \left(ap + \frac{c^2}{2} \right) xy + \frac{cp}{2} y^2 + \eta^2 - g \right]^2 + \eta^2 s^2 (by + \frac{c}{2} x)^2}, \\ E_y &= \mathbf{e}_{j,x} \phi(z, \eta) I(x, y) \cos(\eta x + \psi_y) \times \\ &\times \sqrt{\left[\frac{c^2}{2} x^2 + \left(\frac{cp}{2} + bg \right) xy + bpy^2 - p \right]^2 + \eta^2 (by + \frac{c}{2} x)^2}, \\ E_z &= \mathbf{e}_{j,x} I(x, y) \sqrt{(gx + py)^2 + \eta^2} \cos(\eta x + \psi_z) \times \\ &\times \left[\eta \phi(z, \eta) \theta(z) - \frac{2}{\eta} \exp\left(-\frac{z^2}{2} - \eta |z|\right) \cos h(\eta z) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\psi_x = \arctan \left[\frac{agx^2 + \left(ap + \frac{c^2}{2} \right) xy + \frac{c}{2} py^2 + \eta^2 - g}{\eta s (by + \frac{c}{2} x)} \right],$$

$$\begin{aligned} \psi_y &= \arctan \left[\frac{\eta (by + \frac{c}{2} x)}{\frac{c^2}{2} x^2 + \left(\frac{cp}{2} + bg \right) xy + bpy^2 - p} \right], \\ \psi_z &= \arctan \left[\frac{\eta}{gx + py} \right]. \end{aligned}$$

Анализ выражений (12) при $\eta \gg 1$ показывает, что, подобно рассмотренным ранее видам ОП «лента» и «цилиндр», амплитуды компонент поля E_y и E_z в данном случае объемного ОП также быстро уменьшаются с ростом η (пропорционально η^{-1}). Однако поведение компоненты E_x при объемном ОП отличается. Из анализа выражения (12) для E_x при $\eta \gg 1$ в разных точках области ОП следует, что рост η с увеличением области ОП не приводит к существенному уменьшению величины компоненты поля E_x . Отметим, что выражения (12) были получены для безразмерных переменных и относительных величин компонент поля, нормированных на максимальное значение $E_0 = (E_{10}^2 E_{20}) / \sigma$, отражающее влияние интенсивности взаимодействующих волн при ОП. При этом изменения в локальных величинах расчетных компонент поля (12) непосредственно отражают изменения в распределении поля в области ОП. Таким образом, полученный результат показывает, что объемный полинг с формированием компоненты поля E_x является наиболее оптимальным для создания большого размера равномерно распределенных в области ОП фотоинтегрированных полевых структур.

Эксперимент

Для подтверждения возможности получения с помощью объемного ОП большого размера полевых структур нами были проведены эксперименты по изучению дифракции Брегга и нелинейного преобразования волн в сформированных объемным ОП мо-

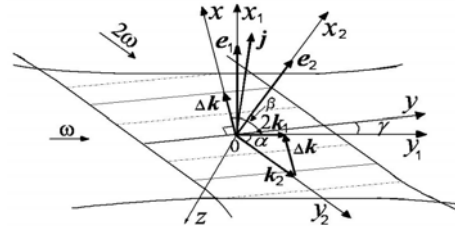


Рис. 3. Образование решетки поля при объемном ОП

дуляциях Δl и $\chi^{(2)}$. Из имеющегося набора промышленных оптических стекол был выбран образец оксидного стекла марки К8, в котором наблюдалась наиболее высокая эффективность ОП. Объемный ОП образца проводился выбором угла полинга $\alpha \sim 3\text{--}4^\circ$ из обозначенной области А (см. рис. 2). Взаимно когерентные излучения основной и удвоенной частот твердотельного импульсного $\text{YAlO}_3:\text{Nd}^{3+}$ лазера ($\lambda = 1,079$ мкм) при ОП фокусировались в диаметр пучков ~ 250 мкм и пересекались внутри образца под углом α . Поляризации излучений были выбраны в соответствии с условием объемного ОП. Максимальная энергия в импульсе основного излучения была ~ 18 мДж, длительность импульса ~ 15 нс, частота повторения 12,5 Гц. Пиковые интенсивности излучений в фокусе составляли $P_{\omega} \sim 10^9$ Вт/см² и $P_{2\omega} \sim 10^8$ Вт/см² соответственно. В дальней зоне с помощью ФЭУ проводилась регистрация излучений дифракции Брегга и ГВГ, возникающих на записанных объемным ОП решетках Δl и $\chi^{(2)}$ при направлении на них излучения основной частоты. Используемая аппаратура позволяла фиксировать и обрабатывать на компьютере в реальном времени сигналы дифракции Брегга и ГВГ. Пороговая чувствительность регистрирующей системы составляла 1 мкВт/имп. Записанные при объемном ОП в стекле решетки Δl и $\chi^{(2)}$ были устойчивы и сохранялись в течение нескольких часов при отсутствии внешнего воздействия. Процесс записи решеток был полностью обратимым и не наблюдалось структурных изменений в образце. Подробности кинетики записи и релаксации решеток, наблюдения сигналов индуцирован-

ных ГВГ и дифракции Брегга приведены в работах [4; 5].

Для диагностики однородности распределения интегрированных в среде решеток в процессе наблюдения сигналов дифракции Брегга и ГВГ проводилось сканирование области ОП узким пучком He – Ne лазера ($\lambda = 0,6327$ мкм) вдоль длины и ширины решеток (по осям y_1 и x_1 соответственно, см. рис. 3). Излучение He – Ne лазера частично стирало решетку поля в области засвечивания. В результате, наблюдались провалы в сигналах дифракции и ГВГ. Интенсивность сканирующего излучения была ~ 30 Вт/см², время засветки ~ 2 мин с интервалом в 10 мин, диаметры пучков He – Ne лазера были ~ 200 и ~ 20 мкм при сканировании вдоль длины и ширины решетки, соответственно.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности дифрагировавшего излучения при сканировании He – Ne лазером области решетки поля в среде, созданной объемным ОП. Как видно из рис. 4, экспериментально полученная ширина решетки составляет ~ 180 мкм, длина ~ 7 мм. На вставке к рисунку приведено пространственное распределение дифрагировавшего излучения в плоскости (x_1, y_1) , показывающее, что дифракция действительно идет по всей области решетки и излучение имеет характерный гауссов профиль. Подобные зависимости были получены также и при изучении сигнала ГВГ от возникающей при объемном ОП решетки $\chi^{(2)}$. Наконец отметим, что при повороте в эксперименте поляризаций, использующихся при ОП излучений на 90° , наблюдаемые сигналы дифракции и ГВГ были в $\sim 10^4\text{--}10^5$ раз слабее и при сканировании He – Ne лазером отклики обнаруживались лишь вблизи границы области ОП, что свидетельствует об отсутствии формирования в этом случае однородной объемной решетки поля в среде. Полученные в эксперименте результаты согласуются с расчетными данными.

Заключение

В работе представлен анализ различных видов оптического полинга изотропных сред. В модели токового механизма ОП выполнены расчеты эффективностей типичных экспериментальных схем ОП. Показано, что величина и распределение интегрируемого в среду при ОП поля существенно зависят от

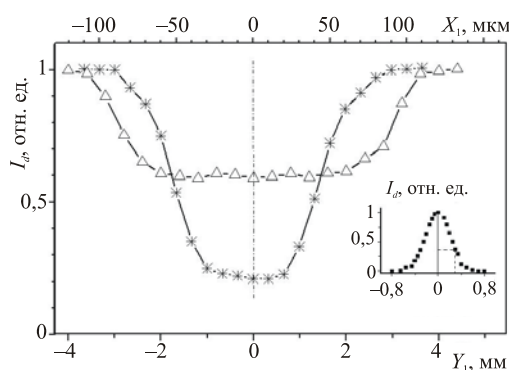


Рис. 4. Зависимость интенсивности дифракции Брегга при сканировании решетки поля излучением He – Ne лазера (Δ – вдоль длины решетки, $*$ – вдоль ширины) и распределение дифрагировавшего света (на вставке)

геометрии взаимодействия излучений. Изучены картины пространственных распределений встраиваемых электрических полей. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что в определенных условиях с помощью объемного ОП можно создавать распределенные в объеме среды фото-наведенные полевые структуры большого размера. Полученные результаты могут быть полезны в дальнейшем при исследованиях ОП различных сред и разработке опто-электронных элементов.

Список литературы

1. Antonyuk B. P. All optical poling of glasses // *Optics Commun.* 2000. Vol. 181. No. 1/3. P. 191–193.
2. Дианов Е. М., Стародубов Д. С. Фотоиндуцированная генерация второй гармоники в centrosymmetric среде // *Квантовая электроника.* 1995. Т. 22, № 5. С. 419–425.
3. Антонюк Б. П., Антонюк В. Б. Самоорганизация возбуждений в германосиликатных волокнах и ее роль в генерации второй гармоники // *УФН.* 2001. Т. 171. С. 61–67.
4. Balakirev M. K., Vostrikova L. I., Smirnov V. A. et al. Anisotropy of the optical poling of glass // *Phys. Rev. A.* 2003. Vol. 67. P. 023806-8
5. Balakirev M. K., Smirnov V. A., Vostrikova L. I. Photoinduced amplification of the subharmonic of light in oxide glass // *Optics Commun.* 2000. Vol. 178. No. 1/3. P. 181–184.
6. Балакирев М. К., Вострикова Л. И., Смирнов В. А. Самодифракция света при оптическом полинге стекла // *Квантовая электроника.* 2002. Т. 32, № 5. С. 546–549.
7. Balakirev M. K., Smirnov V. A., Vostrikova L. I. Photorefractive effect on all optical poling of glass // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics.* 2003. Vol. 5. No. 6. P. 437–443.
8. Балакирев М. К., Вострикова Л. И., Смирнов В. А., Энтин М. В. Оптическое усиление фотоиндуцированных решеток поляризуемости в фосфатном стекле // *Письма в ЖЭТФ.* 2004. Т. 80, № 1. С. 26–28.
9. Antonyuk B. P. Light driven self-organization. N. Y.: Nova Science, 2003.
10. Hiraio K., Qian G., Wang M. et al. Second-order nonlinearity in bulk azodye-doped hybrid inorganic-organic materials by nonresonant all-optical poling // *Chem. Phys. Lett.* 2003. Vol. 381. No. 5, 6. P. 677–682.
11. Баскин Э. М., Энтин М. В. Когерентный фотогальванический эффект, обусловленный квантовыми поправками к проводимости // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 48. С. 554–556.
12. Сулимов В. Б. Теория когерентного фотогальванического эффекта и метод неравновесных функций Грина // *ЖЭТФ.* 1992. Т. 101. С. 1749–1754.
13. Baskin E. M., Entin M. V. Coherent control in atoms, molecules and semiconductors. Dordrecht; Boston: Kluwer Academic Publishers, 1999.
14. Щавелев О. С., Щавелев К. О., Кундикова Г. Т., Чуриков В. М. и др. Новый класс стекол для генерации второй гармоники // *Оптический журнал.* 2001. Т. 68, № 7. С. 49–54.
15. Tsutsumi N., Nakatani K. $\chi^{(2)}$ polarization induced in molecular glass of conjugated compound by all-optical poling // *Optics Commun.* 2006. Vol. 259. No. 2. P. 852–855.
16. Jia Y., Wang G., Guo B. et al. An all-optical poling investigation of low absorbing azobenzene side-chain polymer films // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics.* 2004. Vol. 6. No. 9. P. 833–836.
17. Odane C., Tsutsumi N. Phase-matched noncentrosymmetric polarization in a polymeric waveguide induced by all-optical poling // *JOSA B.* 2003. Vol. 20. No. 7. P. 1514–1519.

Материал поступил в редколлегию 12.12.2007