

Предложенное устройство можно также использовать для электрически управляемого частотного демультимплексирования аналогично интерференционному коммутатору [9] вследствие зависимости разности фаз интерферирующих мод от длины волны излучения. Одночастотные расчеты показывают в этом случае характеристики, аналогичные характеристикам устройства [9].

Таким образом, в настоящей работе предложен и проведен анализ трехканального управляемого разветвителя интерференционного типа, который позволяет разделять излучение разной поляризации и разной частоты. Показано, что управляющее напряжение меньше, чем 70 В/мм, может быть достигнуто на длине волны $\lambda = 1.32$ мкм для мод необыкновенной поляризации.

Список литературы

- [1] *Hutcheson L. D.* Integrated Optical Circuits and Components: Design and Applications. New York: Marcel Dekker, Inc., 1987. 400 p.
- [2] *Mitsunaga K., Murakami K., Masuda M., Koyama J.* // Appl. Optics. 1980. Vol. 19. N 22. P. 3837—3842.
- [3] *Belanger M., Yip G. L., Haruna M.* // Appl. Optics. 1983. Vol. 22. N 15. P. 2383—2389.
- [4] *Bogert G. A.* // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 1. P. 37—38.
- [5] *Божевольный С. И., Бурицкий К. С., Золотов Е. М. и др.* Препринт ИОФ АН СССР. № 211. М., 1984. 20 с.
- [6] *Бурицкий К. С., Золотов Е. М., Прохоров А. М., Черных В. А.* // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 4. С. 805—811.
- [7] *Rivere L., Yi-Yan A., Carru H.* // J. Lightwave Technol. 1985. Vol. 3. N 2. P. 368—377.
- [8] *Сотский А. Б.* Препринт ИФ АН БССР. № 271. Минск, 1982. 50 с.
- [9] *Rottmann F., Voges E.* // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 19. P. 1007—1008.

Ярославский
политехнический институт

Поступило в Редакцию
27 декабря 1988 г.

07

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ НА ЗАПИСЬ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ И ЭНЕРГООБМЕН В СРЕДАХ С ГЕНЕРАЦИОННЫМ ОТКЛИКОМ

А. В. Капитанов

В настоящее время хорошо исследовано преобразование когерентных световых пучков динамическими голограммами в средах с генерационным откликом [1-3], которые характеризуются следующей зависимостью фотоиндуцированной добавки диэлектрической проницаемости от интенсивности падающего света I :

$$\frac{d\Delta\epsilon}{dt} = \beta I. \quad (1)$$

Однако эта зависимость не учитывает эффект насыщения фотоотклика в реальных средах, поэтому модель носит ограниченный характер.

Целью настоящей работы является расчет энергообмена когерентных плоских световых пучков и дифракционной эффективности (ДЭ) при записи пропускающих голограмм в средах с генерационным откликом с учетом эффекта насыщения. Постановка задачи и метод ее решения в основном аналогичны принятым в работах [4, 5].

Предполагаем, что насыщение фотоотклика реальных сред описывается следующей моделью:

$$\frac{d\Delta\epsilon}{dt} = (\Delta\epsilon_{\max} - \Delta\epsilon) \beta I, \quad (2)$$

где $\Delta\epsilon_{\max}$ — максимально возможное изменение $\Delta\epsilon$.

Рассмотрим две плоские волны с линейной поляризацией, перпендикулярной к плоскости падения XZ и сходящихся симметрично на границе среды под углом 2θ . Амплитуды и фазы интерференционного поля в среде и индуцированной им диэлектрической проницаемости

ищутся из решения уравнений Максвелла и уравнения изменения диэлектрической проницаемости (2). Разложим фотоиндуцированную диэлектрическую проницаемость в ряд Фурье по составляющим $\epsilon_p = |\epsilon_p| e^{i\varphi_p}$

$$\Delta\epsilon = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \epsilon_p(z, t) e^{ipk_x x}. \quad (3)$$

Интенсивность интерференционного поля равна

$$I(x, z, t) = I_+(z, t) + I_-(z, t) + \sqrt{I_+(z, t) I_-(z, t)} e^{i2k_x x + i\varphi(x, t)} + \sqrt{I_+(z, t) I_-(z, t)} e^{-i2k_x x - i\varphi(x, t)}, \quad (4)$$

где I_{\pm} — интенсивности пучков с положительной и отрицательной проекциями на ось Ox волнового вектора, φ — разность фаз интерферирующих пучков.

Подставляя выражения (3) и (4) в уравнение (2), получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon_0}{dt} &= (\Delta\epsilon_{\max} - \epsilon_0) A + \epsilon_2 B^* + \epsilon_{-2} B, \\ \frac{d\epsilon_2}{dt} &= -\epsilon_2 A + (\Delta\epsilon_{\max} - \epsilon_0) B - \epsilon_4 B^*, \\ \frac{d\epsilon_4}{dt} &= -\epsilon_4 A - \epsilon_2 B - \epsilon_6 B^*, \\ &\dots \\ \frac{d\epsilon_n}{dt} &= -\epsilon_n A - \epsilon_{n-2} B - \epsilon_{n+2} B^*, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$A = (I_+ + I_-) \beta, \quad B = \sqrt{I_+ I_-} e^{i\varphi} \beta.$$

Наиболее интересно изменение основной составляющей фотоиндуцированной решетки диэлектрической проницаемости ϵ_2 , ибо при пренебрежении высшими порядками дифракции ее амплитуда и фаза определяют ДЭ и энергообмен [1]. Первый член в уравнении изменения ϵ_2 можно считать описывающим релаксацию решетки с временем релаксации $\tau^{-1} = (I_+ + I_-) \beta$. Третий член уравнения показывает влияние высших составляющих. При большом соотношении интенсивности пучков на входе голограммы $M = I_+ / \infty_-$, $M \gg 10$ влиянием высших составляющих можно пренебречь, так как в этом случае $A \gg B$.

Используя известное приближение (укороченное уравнение Максвелла, плавность изменения амплитуд, интерференционное гашение высших порядков [1]), можно получить выражения для интенсивности и фаз поля

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_{\pm}}{\partial z} &= -\bar{\alpha} J_{\pm} \mp G |\bar{\epsilon}_2| \sqrt{J_+ J_-} \sin(\varphi - \Phi_2), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= \frac{J_+ - J_-}{2 \sqrt{J_+ J_-}} G |\bar{\epsilon}_2| \cos(\varphi - \Phi_2), \\ \frac{\partial \bar{\epsilon}_0}{\partial \bar{t}} &= (1 - \bar{\epsilon}_0) (J_+ + J_-) - 2 |\bar{\epsilon}_2| \sqrt{J_+ J_-} \cos(\varphi - \Phi_2), \\ \frac{\partial |\bar{\epsilon}_2|}{\partial \bar{t}} &= -|\bar{\epsilon}_2| (J_+ + J_-) + (1 - \bar{\epsilon}_0) \sqrt{J_+ J_-} \cos(\varphi - \Phi_2) - \\ &\quad - |\bar{\epsilon}_4| \sqrt{J_+ J_-} \cos(\Phi_4 - \varphi - \Phi_2), \\ \frac{\partial \Phi_2}{\partial \bar{t}} &= \frac{(1 - \bar{\epsilon}_0)}{|\bar{\epsilon}_2|} \sqrt{J_+ J_-} \sin(\varphi - \Phi_2) - \\ &\quad - \frac{|\bar{\epsilon}_4|}{|\bar{\epsilon}_2|} \sqrt{J_+ J_-} \sin(\Phi_4 - \varphi - \Phi_2), \\ \frac{\partial |\bar{\epsilon}_4|}{\partial \bar{t}} &= -|\bar{\epsilon}_4| (J_+ + J_-) - |\bar{\epsilon}_2| \sqrt{J_+ J_-} \cos(\varphi + \Phi_2 - \Phi_4) - \\ &\quad - |\bar{\epsilon}_6| \sqrt{J_+ J_-} \cos(\Phi_6 - \varphi - \Phi_4), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \Phi_A}{\partial \tilde{t}} = - \frac{|\tilde{\epsilon}_2|}{|\tilde{\epsilon}_4|} \sqrt{J_+ J_-} \sin(\varphi + \Phi_2 - \Phi_4) - \frac{|\tilde{\epsilon}_6|}{|\tilde{\epsilon}_4|} \sqrt{J_+ J_-} \sin(\Phi_6 - \varphi - \Phi_4), \quad (6)$$

$J_{\pm} = I_{\pm}/I_0$ — безразмерная интенсивность; I_0 — интенсивность сильнейшего пучка на входе в среду; $|\tilde{\epsilon}_p| = |\epsilon_p|/(\Delta\epsilon_{\max})$; $p=0, 2, \dots$ — приведенные амплитуды составляющих решетки;

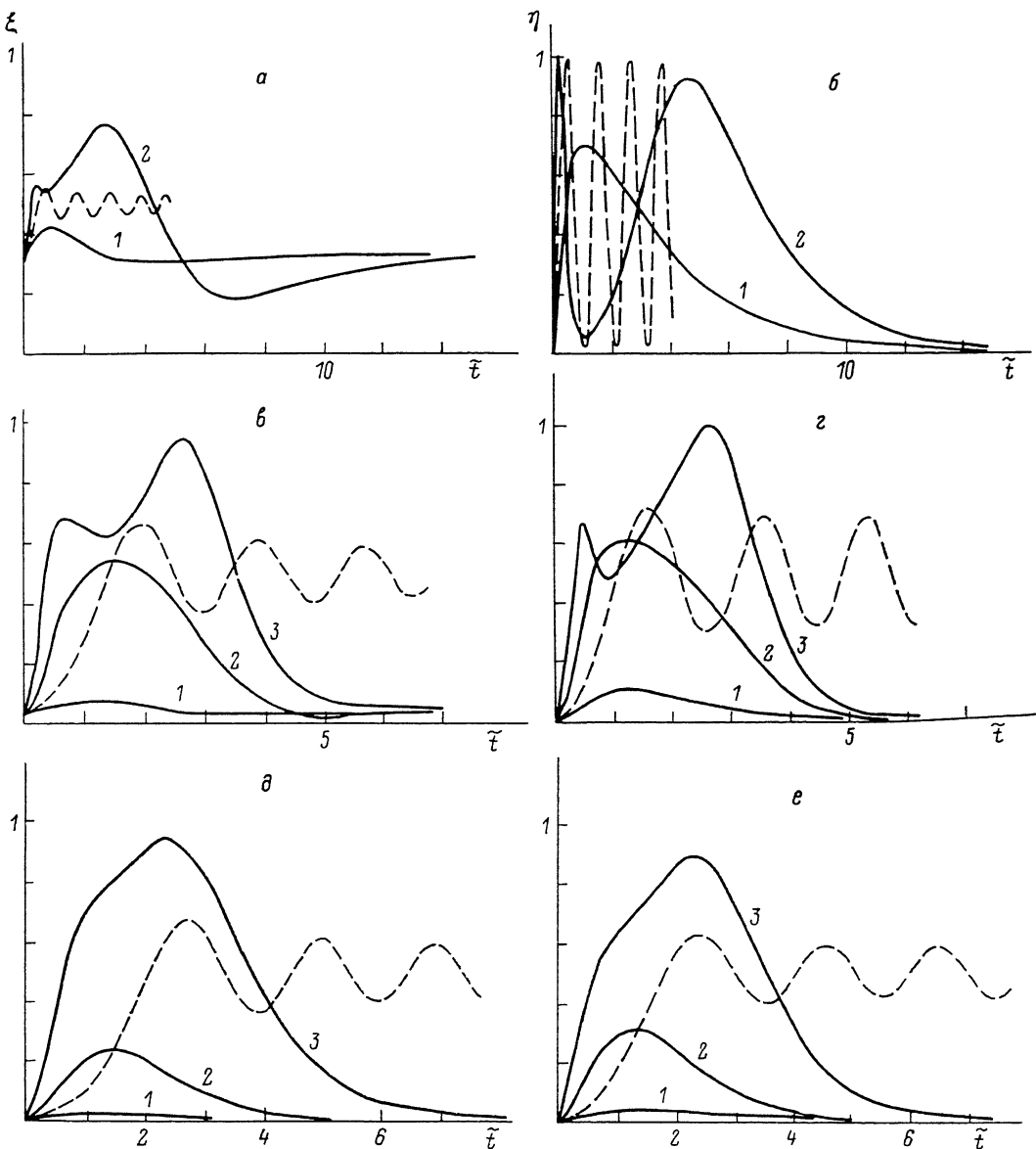


Рис. 1. Зависимости эффективности энергообмена ξ и ДЭ η пропускающей голограммы от времени \tilde{t} при различных соотношениях интенсивностей пучков M и коэффициентах усиления G .

M : а, б — 2; в, е — 30; д, е — 100; G : 1 — 10, 2 — 30, 3 — 50.

Φ_p — фаза p -й составляющей; d — толщина среды; $z = (z/d)(\epsilon_{\text{cp}} - \sin^2 \theta)^{-1/2}$ — безразмерная координата; $\tilde{t} = t\beta I_0$ — безразмерное время; $\tilde{a} = ad$ — приведенный коэффициент поглощения; $G = (2\pi/\lambda) d \Delta\epsilon_{\max}$ — коэффициент усиления.

Аналитическое решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (6) невозможно. Численное решение проводилось подобно [4, 5] при значениях коэффициента усиления (G) 10—50, что близко к значениям G реальных образцов. В проделанных расчетах со-

отношение интенсивности пучков на входе в среду не менялось, прозрачность слоя среды принималась равной 0.6, характерной для экспериментов величине. При $M=2$ в расчетах учитывалось влияние ϵ_1 , ϵ_2 составляющих решетки, в других случаях им пренебрегаем. Менее мощным принимался пучок I_- , поэтому эффективность энергообмена ξ определялась следующим образом:

$$\xi = \frac{I_-(d)}{I_+(d) + I_-(d)}. \quad (7)$$

Дифракционная эффективность η считалась по формуле (7), но при падении на среду только одного пучка I_+ . На рис. 1 приведены зависимости эффективности энергообмена и ДЭ от нормированного времени \bar{t} при различных G и M . Штрихом показаны зависимости протекания процессов в среде с генерационным откликом в отсутствие насыщения при $G=10$. Графики показывают, что с увеличением G и уменьшением M возрастают максимально достижимые эффективности энергообмена и ДЭ. С ростом G увеличивается максимально возможный фазовый набег в среде $d \Delta \epsilon_{\max}$, что приводит к абсолютному увеличению амплитуды ос-

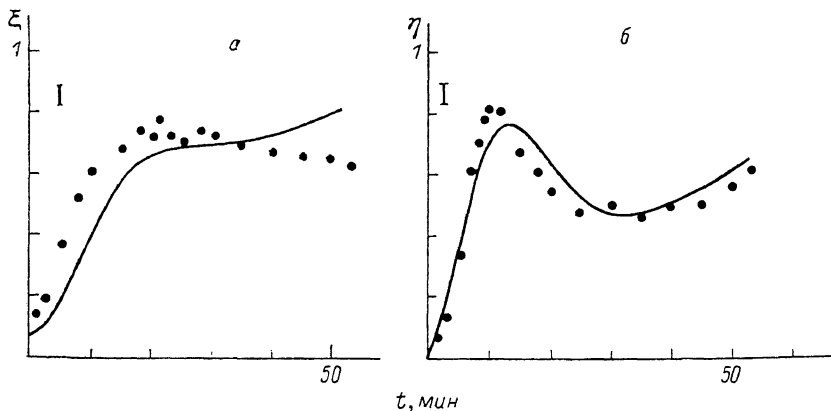


Рис. 2. Временной ход изменений эффективности энергообмена ξ (а) и ДЭ η (б) по данным эксперимента и результатам расчета.

новой составляющей решетки и соответственно росту ξ и η . С увеличением M уменьшается интенсивность интерферирующей составляющей поля, что приводит к относительному уменьшению амплитуды основной составляющей фотоиндуцированной решетки.

Характер изменения графиков и анализ уравнений (6) показывают, что процесс протекания энергообмена в среде с насыщением фотоотклика имеет много общего с протеканием процесса в среде с релаксацией. Оба эффекта приводят к деградации основной составляющей решетки диэлектрической проницаемости: первый — вследствие изменения профиля решетки, а второй — вследствие ее релаксации.

Выводы теории проверялись на образцах материала реоксан [6], который является средой с генерационным откликом. Эффект насыщения фотоотклика в этом материале наблюдался [7], но при расчетах динамический характер среды не учитывался [8]. Было проведено несколько экспериментов с записью пропускающих голограмм двух плоских волн при соотношении пучков $M=15$, которые показали хорошее качественное соответствие с теорией, учитывающей эффект насыщения фотоотклика. На рис. 2 показаны экспериментальные данные, полученные на образце толщиной $d=1.35$ мм при угле схождения лучей $2\theta=60^\circ$, и теоретически рассчитанные при значении $G=38.5$.

Таким образом, в работе показано взаимодействие плоских волн в нелинейных средах с генерационным откликом с учетом эффекта насыщения. Показано, что эффект насыщения при записи голограмм проявляет себя во многом подобно эффекту релаксации. С ростом динамического диапазона среды возможно достижение эффективности энергообмена и ДЭ, близких к 100%. Теоретические выводы качественно подтверждаются практическими измерениями на материале реоксан.

В заключение хочу выразить благодарность А. М. Духовному за внимание к рукописи и ценные критические замечания.

- [1] *Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С.* // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 113—137.
 [2] *Зельдович Б. Я., Лернер П. Б.* // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 9. С. 1764—1770.
 [3] *Сандер Е. А., Шойдин С. А.* // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. Вып. 1. С. 200—202.
 [4] *Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Семенец Т. И.* // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 1. С. 217—220.
 [5] *Грозный А. В., Духовный А. М., Лещев А. А. и др.* // Оптическая голография. Л., 1979. С. 92—122.
 [6] *Лашков Г. И., Суханов В. И.* // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. Вып. 5. С. 1008—1015.
 [7] *Лашков Г. И., Суханов В. И.* // Тр. ГОИ. Л., 1987. Т. 63. Вып. 197. С. 18—52.
 [8] *Сандер Е. А., Суханов В. И., Шойдин С. А.* // Оптическая голография. Л., 1983. С. 77—89.

Поступило в Редакцию
13 октября 1988 г.

ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ β -ЧАСТИЦ

А. В. Велько, Н. П. Калашиников

Одна из задач физики элементарных частиц, астрофизики и ускорительной техники состоит в определении энергии релятивистских заряженных частиц. Для ее решения используют известные способы, основанные, например, на анализах пробегов частиц, интегрального ионизационного и сцинтилляционного эффектов в газе и полупроводниковых материалах, излучения Черенкова—Вавилова и др. [1]. Однако каждый метод имеет свои недостатки. Так, в методе, основанном на излучении Черенкова—Вавилова, необходимо учитывать переходное и тормозное излучения частицей, многократное рассеяние, уменьшение энергии частицы на излучение при прохождении через вещество. Кроме того, некоторые ограничения накладываются и на среду, в которой происходит излучение Черенкова—Вавилова: минимальная оптическая дисперсия, малая плотность и малый атомный номер, что технически трудно реализуемо. Существенный недостаток данного способа — ограничение на верхнюю границу измеряемой энергии. Это вызвано зависимостью излучения Черенкова—Вавилова от величины $\beta = v/c$, которая для релятивистских частиц $\beta \approx 1$ и не несет достаточной информации об энергии частиц.

В данной работе для определения энергии релятивистских β -частиц (электронов, позитронов) предлагается использовать эффект каналирования и излучения частиц в монокристаллах, подвергнутых воздействию внешних периодических (гиперзвуковых либо электромагнитных) волн.

Рассмотрим плоскостное каналирование релятивистских позитронов. Влетающий в монокристалл под углом θ к оси канала ($\theta \leq \theta_c$, θ_c — критический угол каналирования) позитрон захватывается в режим плоскостного каналирования и излучает узкие пучки жестких гамма-квантов [2]. В монокристалле с помощью внешних пьезоисточников создадим стоячие продольные либо поперечные гиперзвуковые волны, что приводит к усилению интенсивности излучения каналированной частицы при определенных условиях [3, 4]. Спектральная и интегральная интенсивности излучения частиц становятся зависимыми от частоты ω_s внешних периодических колебаний (ВПК).

На рис. 1 видна резонансная зависимость относительной интенсивности излучения каналированного позитрона от ω_s . Условие резонанса (пик относительной интенсивности первой гармоники излучения) возникает при $\lambda_0 = \xi \lambda_s$, где $\lambda_s = (2\pi v_s)/\omega_s$ — длина волны ВПК, v_s и ω_s — скорость и частота ВПК, $\lambda_0 = (2\pi c)/\omega_0$ — длина волны механических колебаний частицы в канале кристалла. Параметр ξ принимает два значения: $\xi = 1$ для поперечных ВПК, $\xi = 2$ для продольных ВПК.