

05.2; 06.3

ЭНЕРГООБМЕН ПРИ ЗАПИСИ СДВИГОВЫХ  
ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯС.Г. О д у л о в, С.С. С л ю с а р е н к о,  
К.В. Щ е р б и н

В фоторефрактивных кристаллах без центра инверсии возможна особого рода нелокальная нелинейность, при которой светоиндуцированная решетка изменения показателя преломления оказывается сдвинутой на четверть пространственного периода относительно картины интерференции двух пересекающихся световых волн [1]. Нелинейный отклик такого рода обеспечивает стационарный энергообмен между двумя пучками, важный для ряда таких практических применений как усиление [2] и генерация [3] световых пучков с заданными параметрами, самообращение волнового фронта [4] и других. Большая часть исследований в этой области выполнена с использованием широкозонных сегнетоэлектриков ( $BaTiO_3$ ,  $LiNbO_3$  и т.д.), низкая фотопроводимость которых определяет длительные времена диэлектрической релаксации, следовательно большую инерционность нелинейности (на уровне секунд при интенсивностях  $10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>).

В 1977 году для повышения быстродействия процессов энергообмена было предложено использовать нецентросимметричные полупроводниковые материалы, в частности теллурид кадмия, кубический кристалл с максимальным для веществ этого класса электрооптическим коэффициентом  $\gamma_{123} = 4.5 \cdot 10^{-10}$  см/В [5].

В работах [6-7] был зарегистрирован фоторефрактивный эффект в полупроводниках  $GaAs$  и  $InP$  и получен коэффициент усиления  $\Gamma$  на уровне  $0.4$  см<sup>-1</sup> для вырожденного взаимодействия без внешних полей. Позже фоторефракция с аналогичными свойствами была обнаружена и у теллурида кадмия активированного ванадием либо титаном [7].

Настоящая работа посвящена исследованию усиления непрерывного когерентного излучения при записи сдвиговых голограмм в  $CdTe:Ge$  и оптимизации процесса энергообмена за счет применения нестандартной ориентации взаимодействующих пучков относительно кристаллографических осей.

В качестве источника излучения был использован непрерывный лазер на аллюмоиттриевом гранате с неодимом ( $\lambda = 1.06$  мкм,  $P_{max} = 2$  Вт,  $TEM_{00}$ ,  $\alpha \approx 1.3$  см<sup>-1</sup>). Излучение делилось на два пучка, которые сводились в кристалле под углом  $2\theta$  от  $75^\circ$  до  $20^\circ$ . Разность хода выбиралась не больше 5 мм. Оба пучка были поляризованы одинаково, либо в плоскости схождения, либо перпендикулярно ей. Использовались образцы р-типа, легированные германием с размером  $10 \times 10 \times 5$  мм<sup>3</sup> с удельным сопротивлением  $10^8$  Ом·см, отполированные входная и выходная грани соответствовали плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

При указанных углах схождения пучков и малой мощности излучения практически исключена возможность записи решетки свободных носителей [8, 9] с экспериментально регистрируемой дифракционной эффективностью.

В этих условиях была зафиксирована запись динамических решеток на фоторефрактивном эффекте и обнаружено стационарное перераспределение интенсивности пучков, величина и направление которого зависели от их ориентации и поляризации.

В отличие от предшествующих экспериментов, выполненных с использованием *GaAs* или *InP* [6-7], мы сохраняли фиксированный угол между вектором  $E$  электрического поля световых волн и вектором решетки  $\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$  (рис. 1), изменяя ориентацию вектора решетки в плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

На рис. 2, а,б показаны угловые зависимости интенсивности одного из взаимодействующих пучков, нормированной на интенсивность того же пучка в отсутствии пучка накачки. Измерения и обработка данных производились с использованием микро-ЭВМ. Представленные угловые зависимости измерялись с дискретностью  $1^\circ$ , каждое значение является результатом усреднения по 50 измерениям. При соотношении интенсивностей пучков на входе 1:1 почти 30% одного из них перекачивалось во второй при угле схождения  $50^\circ$ . Предельно достигнутый коэффициент усиления для слабого сигнала составил  $\Gamma = 1.1 \text{ см}^{-1}$ , т.е. был в полтора раза больше, чем известный по литературным данным для вырожденного по частоте взаимодействия в полупроводниковых кристаллах без внешнего поля [7].

Для описания полученных зависимостей удобно перейти к системе координат, связанной с пучками, ориентируя ось  $OZ'$  по вектору решетки  $\vec{k}$ , а ось  $OY'$  перпендикулярно входной грани образца (рис. 1). Если колебания электрического поля взаимодействующих волн осуществляются вдоль направления  $OX'$ , вклад в энергообмен может дать лишь решетка изменения диэлектрической проницаемости, связанная с компонентами приведенного к новым осям тензора  $\gamma_{i'j'k'}$ , причем коэффициент усиления

$$\Gamma \sim \gamma_{1'1'3'} E_{SC} = -\cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta) \gamma_{123}, \quad (1)$$

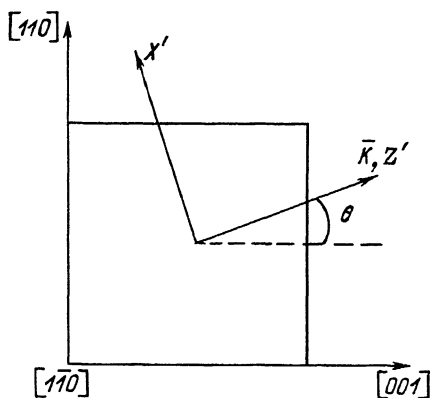


Рис. 1.

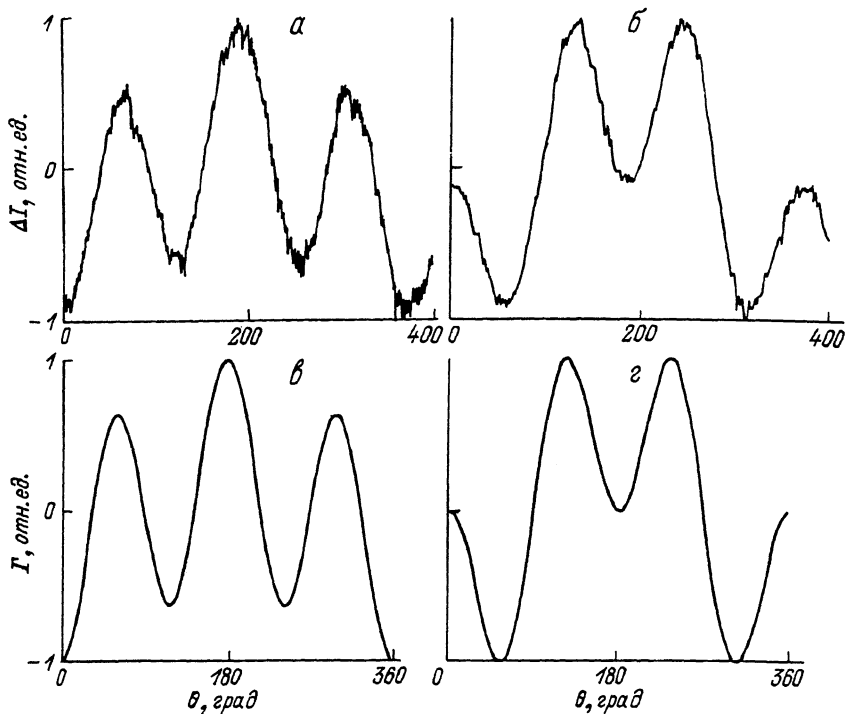


Рис. 2.

где поле пространственного заряда  $E$  равно диффузионному полю:

$$E_D = |k|k_B T/e,$$

а  $r_{123}$  представляет собой единственную ненулевую компоненту стандартного электрооптического тензора для кристалла класса  $43m$ .

Для той же геометрии, но с ортогональной поляризацией пучков, вклад в энергообмен дает единственная компонента приведенного тензора  $r'_{3'3'3'}$

$$\Gamma \sim r'_{3'3'3'}, E_{sc} = - (3/2) \sin \theta \sin 2\theta r'_{123} \quad (2)$$

Для относительно небольшого энергообмена, как в нашем случае, добавка к интенсивности каждого из пучков будет в первом приближении пропорциональна величине константы взаимодействия  $\Gamma l$ , где  $l$  — толщина образца [2].

На рис. 2, б, г показаны расчетные зависимости (1) и (2), хорошо качественно совпадающие с экспериментальными (рис. 2, а, б).

Следует особо отметить, что нестандартная ориентация плоскости взаимодействия (и поляризации пучков) под углом  $\pm 45^\circ$  по от-

ношению к осям  $[001]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  кристалла позволяет получить больший энергообмен, чем по традиционной схеме „энергообмена“ [7], т.е. при  $\vec{K} \parallel [001]$  и  $\vec{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ .

Измеренное абсолютное значение  $\Gamma$  на уровне  $1.1 \text{ см}^{-1}$  оказалось меньше расчетного. Такое расхождение может быть связано с рядом факторов: 1) ограниченная концентрация центров захвата приводит к тому, что при больших углах схождения период решетки оказывается сравнимым с Дебаевской длиной, и уменьшению  $\Gamma$ ; 2) при освещении кристалла возможна генерация носителей обоих знаков, так что одновременная диффузия электронов и дырок уменьшает стационарное значение  $E_{sc}$ ; 3) уменьшение энергообмена может быть связано с остаточными напряжениями в образце, вызывающими деполяризацию взаимодействующих пучков света.

Как показали измерения коэффициента усиления для разных углов схождения, максимальное  $\Gamma = 1.1 \text{ см}^{-1}$  соответствует  $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$ , что подтверждает актуальность первого из упомянутых факторов, однако и другие могут оказаться существенными.

Кинетика изменения показателя преломления в данной работе не исследовалась, однако по известному удельному сопротивлению использованных образцов  $CdTe$  можно утверждать, что время релаксации нелинейности не больше времени темновой диэлектрической релаксации:  $\tau < \tau_{di} = \epsilon \epsilon_0 / \sigma \approx 10^{-4} \text{ с}$ .

В заключение отметим, что усиление увеличивалось с ростом интенсивности в исследованном интервале до  $1 \text{ Вт/см}^2$ , причем наблюдалась сложная неодноэкспоненциальная зависимость. Дальнейшая оптимизация энергообмена и увеличение  $\Gamma$  в кристаллах  $CdTe$ , по-видимому, возможна с использованием невырожденного по частоте взаимодействия [10], либо при приложении переменных электрических полей [11].

Авторы благодарны О.Э. Панчуку за предоставление кристаллов для исследований.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] A m o d e i J.J., S t a e b l e r D.L. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 3. P. 1042-1049.
- [2] K u k h t a r e v N.V., M a r k o v V.B., O d o u l o v S.G. et al. // Ferroelectrics. 1979. V. 22. N 4. P. 949-960.
- [3] S h e - K e u n g - K w o n g, C r o n i n - G o l o m b M., Y a r i v A. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. 22. N 8. P. 1508-1523.
- [4] C r o n i n - G o l o m b M., F i s h e r B., W h i t e J.O., Y a r i v A. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 689-691.
- [5] А.С. № 603276 по классу ГОЗН1/00 от 21 декабря 1977 г. Способ динамического преобразования световых пучков. Б.И. 1978. № 43. С. 250.

- [6] Farbe J.C., Jonathan J.M.C. and Roosen G. // JOSA B. 1986. V. 65. N 4. P. 257-260.
- [7] Bilsma R.B., Bridenbaugh P.M., Olson D.H. and Glass A.M. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 12. P. 889-891.
- [8] Одулов С.Г., Слюсаренко С.С., Соскин М.С. // Квантовая электроника 1984. 11. № 5. С. 869-870.
- [9] Одулов С.Г., Слюсаренко С.С., Соскин М.С., Хижняк А.И. Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 8. С. 1564-1569.
- [10] Степанов С.И., Куликов В.В., Петров М.Р. // Opt. Commun. 1982. V. 44. N 1. P. 19-23.
- [11] Степанов С.И., Петров М.Р. // Opt. Commun. 1985. V. 53. N 5. P. 292-295.

Институт физики  
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию  
29 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

07

НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ КРАСИТЕЛЕЙ ДИАПАЗОНА  
660-860 НМ ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА НА ХЛОРИДЕ КСЕНОНА

Б.И. Степанов, Н.Н. Бычков,  
В.Г. Никифоров, Б.Ф. Тринчук,  
Т.Н. Копылова, К.М. Дегтяренко,  
Г.В. Майер, А.Н. Китрис,  
Е.Н. Тельминов

Перестраиваемые лазеры на растворах органических соединений найдут еще более широкое применение в различных областях науки и техники при оптимизации их параметров, в частности, повышении коэффициента преобразования и ресурса работы активной среды, обусловленного ее фотостабильностью. В последнее время [1, 2] появилась информация о новом поколении красителей спектрального диапазона 660...860 нм, характеризующихся высокой эффективностью и фотостабильностью при ламповой накачке, и чрезвычайно высокими коэффициентами преобразования ( $\geq 70\%$ ) при лазерной накачке в основную полосу поглощения.

Известно, что эксимерные лазеры являются универсальными источниками накачки, позволяющими создавать лазерные системы с рекордными мощностями [3]. В связи с этим представляло несом-