

УДК 534.232

ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
НА ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ РЕШЕТКЕ*Деев В. Н., Пятаков П. А.*

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование возбуждения акустических волн при импульсном воздействии лазерного излучения на решетку пространственного заряда, сформированную в кристалле германата висмута неоднородной в пространстве и непрерывной во времени оптической засветкой.

Явление фоторефракции — изменение коэффициента преломления среды под действием света — находит в последнее время широкое применение в нелинейной оптике, динамической голографии и в оптических устройствах обработки информации [1, 2]. В качестве фоторефрактивных материалов используют обычно кристаллы типа $B_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, $BaTiO_3$, $LiNbO_3$. В этих кристаллах оптические фазовые неоднородности возникают вследствие действия через электрооптический эффект электрического поля пространственного заряда, который индуцируется в среде неоднородной засветкой, как правило, в присутствии электрического поля смещения. В работах [3–5] экспериментально обнаружено, что с фоторефрактивными зарядовыми структурами связаны интересные возможности возбуждения высокочастотных акустических волн (см. также теоретические работы [6–8]). Так, в [5] показано, что в фоторефрактивном кристалле существует своеобразный фотоакустический эффект с памятью, заключающийся в том, что при импульсной оптической записи и стирании зарядовой структуры возбуждается импульс акустической волны, несущий информацию об оптических полях, участвовавших в процессах записи и стирания. Этот эффект, обладающий достаточно высокой эффективностью, интересен для использования в акустооптических устройствах обработки сигналов.

В настоящей работе впервые исследовано импульсное оптическое возбуждение акустических волн на фоторефрактивной решетке, сформированной непрерывным лазерным излучением. Исследование проведено на кристалле $Bi_{12}GeO_{20}$. В экспериментах возбуждалась поперечная приповерхностная волна в электрическом поле смещения, направленном параллельно волновому вектору акустической волны.

Остановимся на теории процесса формирования решетки пространственного заряда и эффекта импульсного оптического считывания. Предположим, что фоторефрактивный пьезоэлектрический кристалл типа $Bi_{12}GeO_{20}$ находится в однородном электрическом поле $E_0 = (E_0, 0, 0)$ и подвергается воздействию двух пересекающихся интерферирующих световых пучков с результирующим пространственным распределением интенсивности

$$I(x, t) = I_0 [1 + m \cos(kx)], \quad (1)$$

где I_0 — постоянная составляющая интенсивности, m — контраст интерференционной картины, k — круговая пространственная частота. Одновременно с непрерывной засветкой (1) или непосредственно после ее прекращения в момент времени $t = t_0$ фоторефрактивный кристалл освещается мощным коротким световым импульсом с однородным распределением интенсивности

$$I(t) = I_1 \sigma(t - t_0), \quad (2)$$

где I_1 — максимальное значение интенсивности в импульсе, $\sigma(t)$ — функция, описывающая форму импульса.

В результате процессов фотовозбуждения, диффузионно-дрейфовой перестройки, рекомбинации и захвата электронов в кристалле формируется решетка пространственного заряда, сопровождаемая электрическим полем

$$e(x, t) = \frac{1}{2} E(t) \exp(ikx) + \text{к. с.}, \quad (3)$$

где $E(t)$ — комплексная амплитуда электрического поля фотоиндуцированной решетки.

При воздействии мощного светового импульса (2) ($I_i \gg I_0$) в результате диффузионно-дрейфовой перестройки и максвелловской релаксации происходит резкое уменьшение электрического поля фотоиндуцированной решетки (3). Скачок электрического поля через пьезоэффект приводит к генерации акустической волны на частоте $\omega = kV$, где V — скорость акустической волны.

Исходными для анализа процессов записи и генерации акустической волны являются система уравнений теории упругости с учетом пьезоэффекта, уравнение Пуассона, уравнение непрерывности полного тока и тока проводимости, уравнения, связывающие плотность тока проводимости с концентрацией электронов и напряженностью электрического поля [9]. Следуя работе [9] и предполагая линейный закон рекомбинации, слабую пьезосвязь и малый контраст интерференционной картины, приходим к следующей линеаризованной системе уравнений для комплексной амплитуды концентрации электронов N , нормированной комплексной амплитуды электрического поля $\mathcal{E} = -(\epsilon/kq)E$, обратного максвелловского времени релаксации $\tau_m^{-1}(t)$ и комплексной амплитуды деформаций S фотоиндуцированной решетки:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \left[\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} - i \frac{1}{\tau_E} \right] N - \left[\frac{1}{\tau_T} + \frac{1}{\tau_m}(t) \right] \mathcal{E} = mg(t), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} - \left[\frac{1}{\tau_D} - i \frac{1}{\tau_E} \right] N + \left[\frac{1}{\tau_T} + \frac{1}{\tau_m}(t) \right] \mathcal{E} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\tau_m} \right) + \frac{1}{\tau_R} \frac{1}{\tau_m} = \frac{q\mu}{\epsilon} g(t), \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + \omega^2 S = -iE d\omega^2. \quad (7)$$

Здесь τ_R — время рекомбинации, $\tau_D = (k^2 \mathcal{D})^{-1}$ — диффузионное время, $\tau_E = (k\mu E_0)^{-1}$ — дрейфовое время, τ_T — темновое максвелловское время, q , μ — заряд и подвижность электрона, ϵ , d — эффективные диэлектрическая и пьезоэлектрическая постоянные,

$$g(t) = \frac{\alpha\beta}{h\nu} I(t), \quad (8)$$

где α — коэффициент поглощения света, β — квантовая эффективность, $h\nu$ — энергия светового кванта. Приведенная система уравнений справедлива как при непрерывной, так и при импульсной засветке. При однородной засветке в уравнении (4) следует положить $m=0$.

Формирование (запись) фотоиндуцированной решетки осуществляется в непрерывном режиме. Время рекомбинации ($\tau_R \approx 10^{-4}$ с) много меньше характерных времен изменения засветки. Поэтому при анализе формирования решетки можно воспользоваться квазистационарным приближением [2]. Для этого следует в уравнениях (4), (6) положить

$$\partial N / \partial t = \frac{\partial}{\partial t} (1/\tau_m) = 0.$$

Решая упрощенную систему уравнений (4) — (6) с нулевыми начальными условиями, получаем в квазистационарном приближении следующие

соотношения, описывающие поведение амплитуды электрического поля во время действия непрерывной засветки ($0 \leq t \leq T$):

$$E(t) = -\frac{m}{1 + \tau_m/\tau_T} (E_0 + iE_D) \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{t(1/\tau_T + 1/\tau_m)}{1 + \tau_R/\tau_D - i\tau_R/\tau_E} \right] \right\} \quad (9)$$

и после ее прекращения ($t > T$)

$$E(t) = E(T) \exp \left\{ -\frac{(t-T)(1/\tau_T)}{1 + \tau_R/\tau_D - i\tau_R/\tau_E} \right\}, \quad (10)$$

где $E_D = k(k'T/q)$ — диффузионное поле, k' — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $\tau_m^{-1} = (q\mu\tau_R/\epsilon)g_0$.

При действии короткого светового импульса с прямоугольной огибающей $\sigma(t-t_0) = \theta(t-t_0) - \theta(t-t_0-\tau)$ длительностью $\tau \ll \tau_R$ можно пренебречь рекомбинацией. Поэтому процесс релаксации поля во время действия светового импульса ($t_0 \leq t < t_0 + \tau$) описывается уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} + 2\xi E = \gamma [E(t_0) - E], \quad (11)$$

$$E|_{\xi_0} = E(t_0),$$

которое непосредственно следует из системы уравнений (4)–(6). Здесь $\xi(t) = t\sqrt{q\mu g_i/2\epsilon}$ — безразмерное время, $\gamma = \tau_0\sqrt{q\mu g_i/2\epsilon}$, $1/\tau_0 = 1/\tau_D - i(1/\tau_E) + 1/\tau_T + 1/\tau_m$ — при действии постоянной засветки. После прекращения постоянной засветки в выражении для $1/\tau_0$ необходимо убрать слагаемое $1/\tau_m$. Начальное условие $E(t_0)$ определяется из соотношений (9), (10).

Предположим, что интенсивность светового импульса такова, что $|\gamma| \ll \ll 1$. Представляя решение уравнения (11) в виде ряда по степеням γ , нетрудно показать, что с точностью до членов порядка γ решение этого уравнения имеет вид

$$E(\xi) = E(t_0) \exp(-\xi^2). \quad (12)$$

Если длительность импульса τ такова, что во время действия импульса выполняется условие $\xi(\tau) \gg 1$, то, как следует из уравнения (11), $E \simeq \simeq E(t_0)\gamma(\gamma + 2\xi)^{-1}$, т. е. поле практически спадает до нуля за время действия импульса. Условие $|\gamma| \ll 1$ означает, что процесс максвелловской релаксации преобладает над процессами диффузионно-дрейфовой перестройки.

Для решения уравнения (7) воспользуемся методом преобразования Лапласа. Оценивая интегральное выражение для амплитуды деформаций $S(t)$, находим, что основной вклад в $S(t)$ после прекращения действия светового импульса дают полюсы изображения $S(p)$, лежащие на мнимой оси в точках $p = \pm i\omega$. Знак «+» соответствует амплитуде волны S^- , распространяющейся в отрицательном направлении оси x , а знак «-» — амплитуде волны S^+ , распространяющейся в положительном направлении оси x .

Используя таблицу оригиналов и изображений [10], получаем следующее соотношение, описывающее амплитуды волн деформаций:

$$S^\pm = \frac{d}{2} E(t_0) \left\{ 1 - 2\bar{\omega} e^{-\bar{\omega}^2} \int_0^{\bar{\omega}} e^{\eta^2} d\eta \pm i\pi \bar{\omega} e^{-\bar{\omega}^2} \right\}, \quad (13)$$

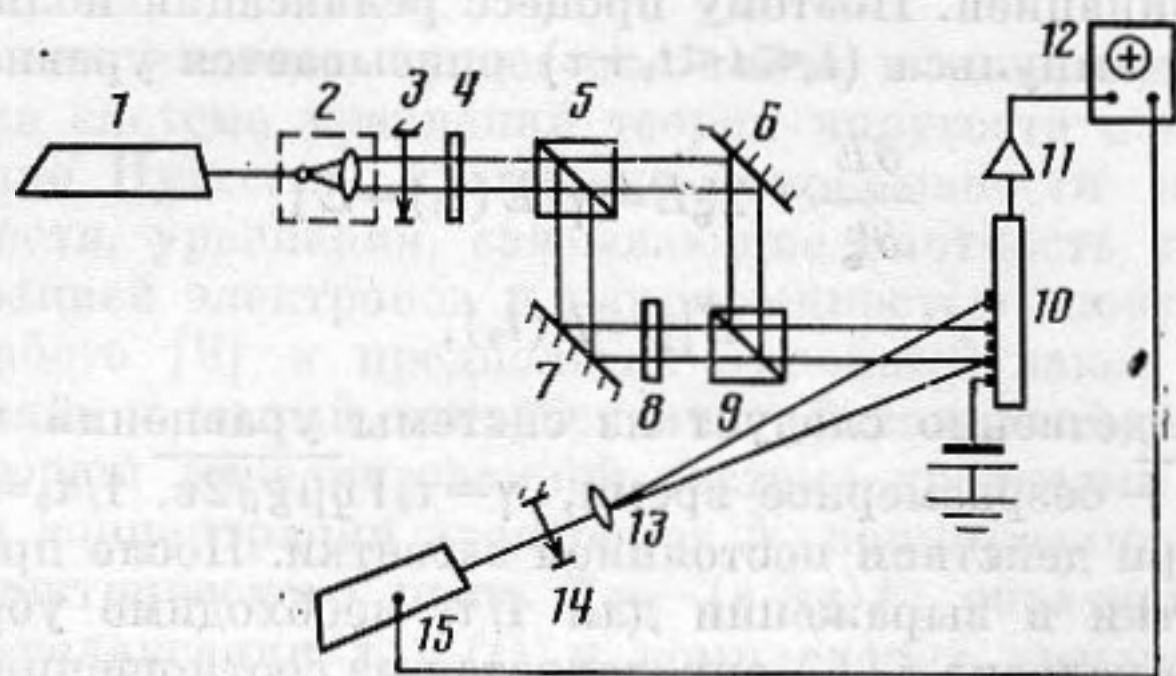
где $\bar{\omega} = \omega\sqrt{\epsilon/2q\mu g_i}$ — нормированная частота. При $\bar{\omega} \ll 1$ $S^\pm = (1/2)dE(t_0)$. При $\bar{\omega} \gg 1$, ограничиваясь первым членом асимптотического разложения, имеем $S^\pm = dE(t_0)/4\bar{\omega}^2$.

Полученные соотношения (9), (10), (13) описывают зависимость амплитуды волны деформаций, возбуждаемой на фоторефрактивной решетке световым импульсом, от пространственной частоты интерференционной картины и ее контраста, от интенсивности непрерывной засветки, от момента действия светового импульса и его интенсивности, от величин

ны внешнего поля смещения, от фотоэлектроакустических параметров фоторефрактивного материала.

Эксперименты проводились на оптико-акустической ячейке, представляющей прямоугольную пластину из кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) с размерами $60 \times 20 \times 2$ мм². Плоскость большой грани пластины совпадает с плоскостью (110), а большое ребро — с направлением $[\bar{1}10]$. На противоположных торцах пластины, касаясь рабочей поверхности ячейки, расположены пластинчатые пьезопреобразователи поперечных волн, поляризованных в плоскости большой грани пластины. На этой же грани пластины между пьезопреобразователями расположены наклонные электроды, образующие встречно-штыревую структуру. Угол наклона электродов по отношению к торцам пластины равен $\sim 20^\circ$.

Схема экспериментальной установки изображена на фиг. 1. Источником непрерывного излучения является He—Cd-лазер ($\lambda=0,442$ мкм),

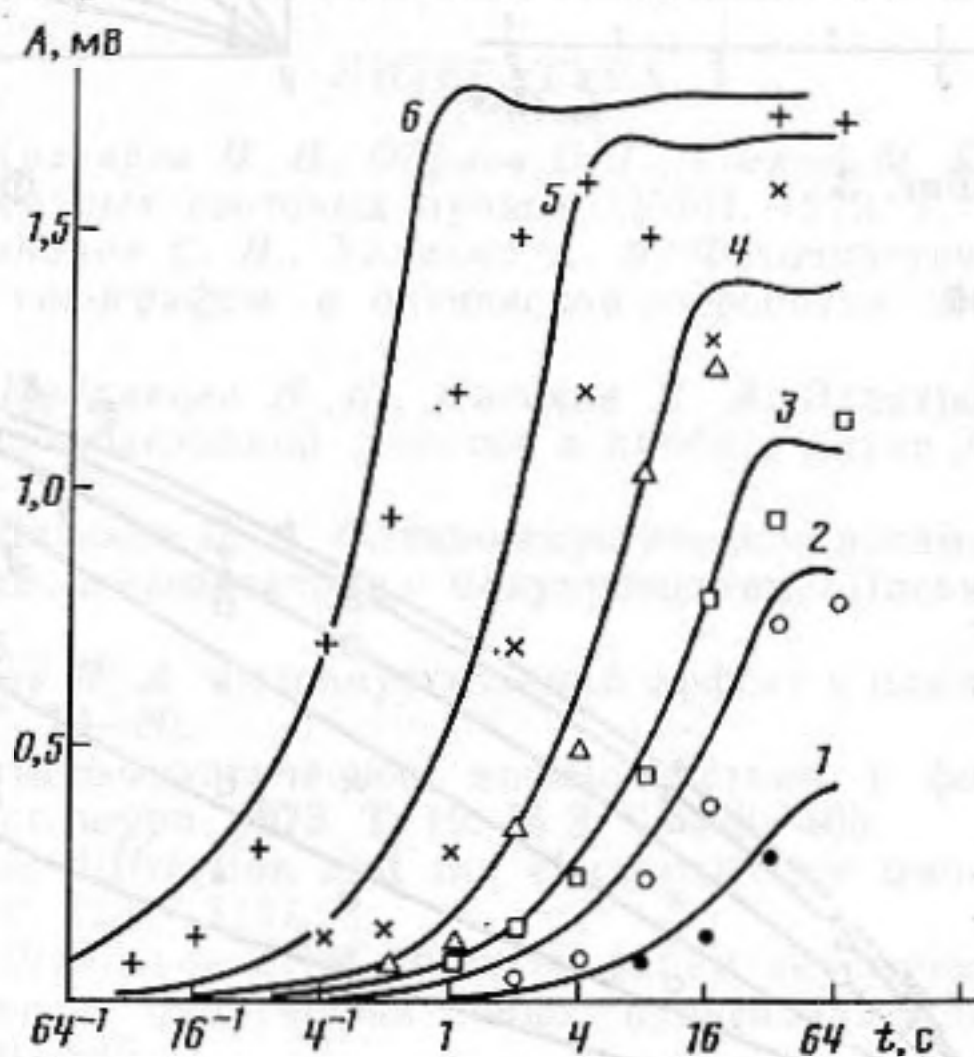


Фиг. 1. Схема эксперимента: 1 — He—Cd-лазер, 2 — коллиматор, 3, 14 — механические затворы, 4, 8 — нейтральные светофильтры, 5, 9 — делительные призмы, 6, 7 — зеркала, 10 — оптико-акустическая ячейка, 11 — усилитель, 12 — осциллограф, 13 — цилиндрическая линза, 15 — YAG : Nd — импульсный лазер

а источником импульсного излучения YAG : Nd³⁺ — лазер с удвоителем частоты ($\lambda=0,53$ мкм), работающий в режиме модуляции добротности. Длительность светового импульса $\tau=2 \cdot 10^{-8}$ с, энергия в импульсе $W=10^{-4}$ Дж, частота следования импульсов $F=25$ Гц. Для создания интерференционной картины используется перестраиваемый интерферометр Маха—Цендера, образованный двумя делительными призмами и зеркалами. Сменные нейтральные светофильтры, расположенные перед интерферометром и в одном его плече, позволяют изменять интенсивность засветки и контраст интерференционной картины соответственно. Оптико-акустическая ячейка ориентирована таким образом, что интерференционные полосы параллельны плоскости преобразователя ячейки. На электроды ячейки подается постоянное напряжение смещения. Преобразователь ячейки подключен ко входу радиочастотного усилителя, а выход усилителя — ко входу осциллографа. Механический затвор, расположенный непосредственно после He—Cd-лазера, позволяет изменять время экспозиции, а механический затвор, расположенный после импульсного лазера, используется для выделения одного светового импульса из последовательности импульсов, генерируемых лазером.

Эксперименты проводились следующим образом. Механический затвор на выходе He—Cd-лазера открывался на время $T \geq 2,5 \cdot 10^{-2}$ с и осуществлялось экспонирование оптико-акустической ячейки. Сразу после прекращения экспонирования или с фиксированной временной задержкой открывался механический затвор на выходе импульсного лазера и световой импульс освещал оптико-акустическую ячейку. После окончания светового импульса ячейка выдерживалась в темноте не менее 30 с, а затем весь цикл повторялся.

При действии лазерного импульса на экране осциллографа наблюдался радиоимпульс, представляющий сигнал приповерхностной поперечной акустической волны. Отношение сигнал — шум достигало ~ 40 дБ. Несущая частота радиоимпульса f определялась пространственным периодом Λ интерференционной картины и была связана с ним соотношением $f = V/\Lambda$, где $V = 1,8$ мм/мкс — скорость возбуждаемой акустической волны. Форма радиоимпульса определилась пространственным распределением интенсивности при записи и считывании. В частности, длительность радиоимпульса τ_A соответствовала размеру пространственной области засветки L вдоль длинного ребра пластины ВГО и была связана с ним соотношением $\tau_A = L/\Lambda$. Измерения и снятие характеристик осуществлялись на пространственной частоте интерференционной картины, соответствующей $f = 40$ МГц при длительности импульса $\tau_A \approx 0,5$ мкс, соответ-



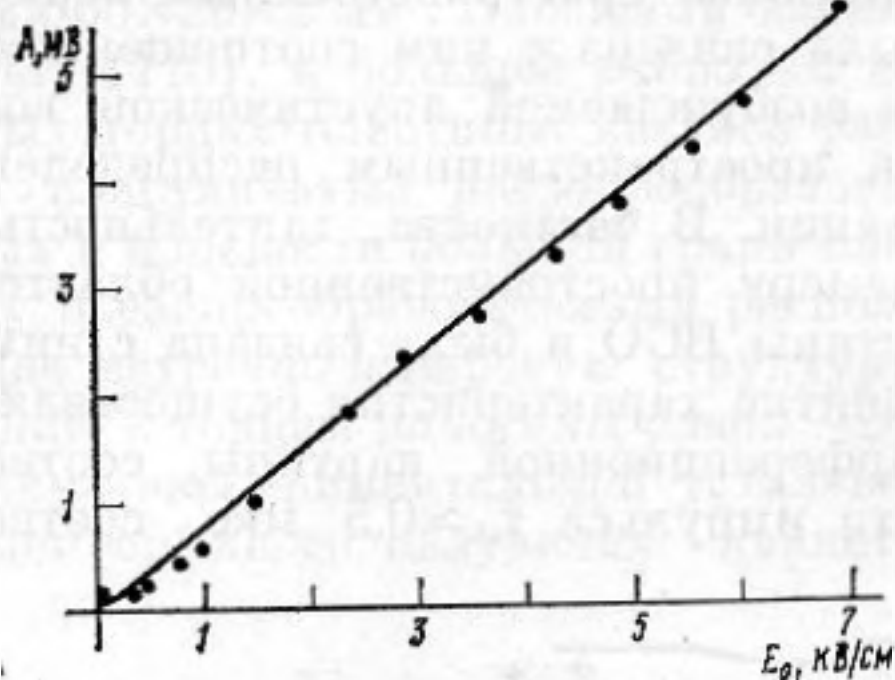
Фиг. 2. Зависимость амплитуды акустического сигнала от времени экспозиции при интенсивностях засветки, соответствующих максвелловским временам $\tau_{мс}$: 1 — 83, 2 — 22, 3 — 16, 4 — 6,8, 5 — 1,85, 6 — 0,3

вующей расстоянию между соседними электродами встречно-штыревой структуры в направлении, совпадающем с ребром пластины.

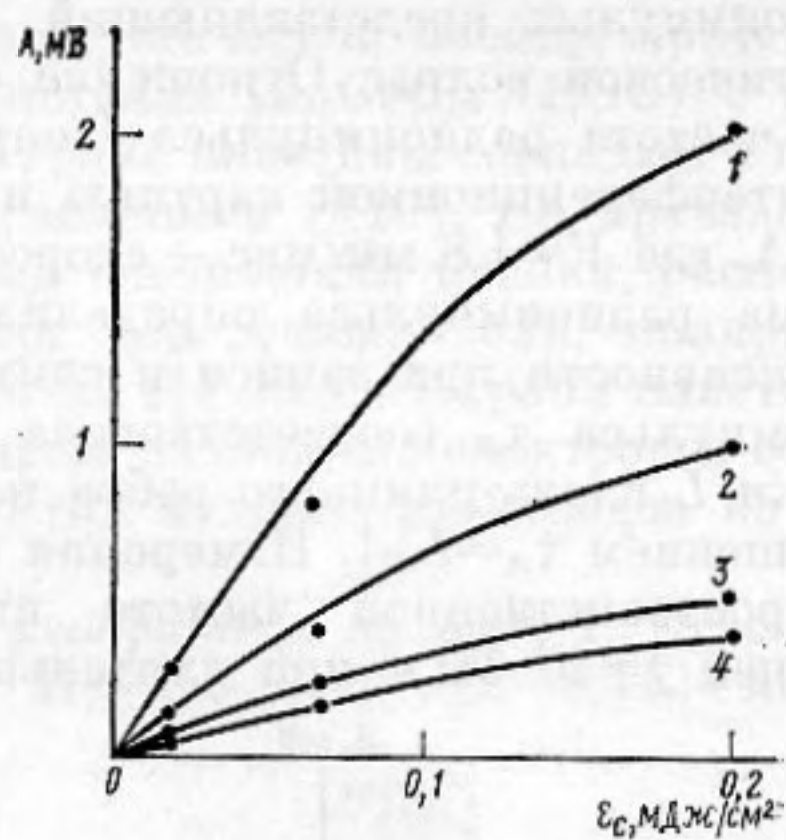
На фиг. 2 представлены результаты исследования зависимости амплитуды выходного сигнала от времени экспонирования при различных значениях интенсивности засветки. Контраст интерференционной картины $m = 0,9$, напряжение смещения на электродах ячейки $U_{ем} = 700$ В соответствуют полю смещения $E_0 = 7 \cdot 10^3$ В/см. Экспозиция лазерного импульса $\mathcal{E}_c = 0,2$ мДж/см². Для сравнения на фиг. 2 приведены и расчетные кривые, полученные по формуле (9) для $E_D \ll E_0$, $\tau_R/\tau_D \ll 1$.

При расчете использовалось значение $\tau_T = 27$ с, полученное из исследований спада амплитуды сигнала в зависимости от временной задержки между моментом прекращения непрерывной засветки и подачей светового импульса при одновременном снятии поля смещения E_0 . Максимальное значение τ_m было подобрано так, чтобы обеспечивалось наилучшее совпадение экспериментальных точек и расчетных кривых. Сопоставление расчетных кривых и экспериментальных точек указывает на хорошее их согласие для значений отношений $\tau_m/\tau_T \geq 0,1$. Заметные расхождения наблюдаются для сравнительно больших интенсивностей, соответствующих отношению $\tau_m/\tau_T < 0,1$. Возможными причинами такого расхождения являются принятая в теоретической модели линейность рекомбинации, неучет моделью неоднородности поля смещения и влияния поверхности.

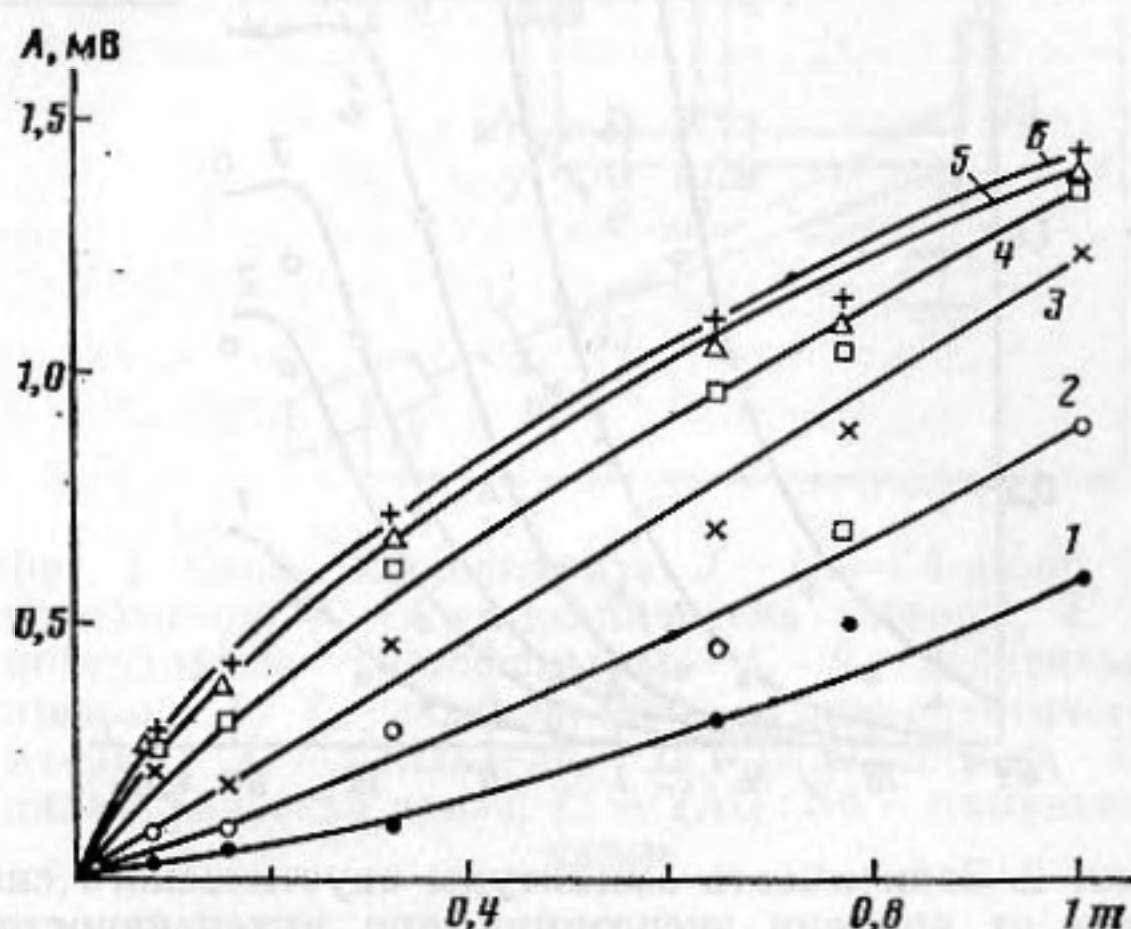
Зависимость амплитуды выходного сигнала от напряжения смещения на электродах ячейки представлена на фиг. 3. Там же приведена расчетная кривая. При нулевом поле смещения амплитуда сигнала отлична от



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 3. Зависимость амплитуды акустического сигнала от напряженности электрического поля смещения

Фиг. 4. Зависимость амплитуды акустического сигнала от экспозиции считывания лазерным импульсом \mathcal{E}_c при экспозициях записи \mathcal{E}_z : 1 — 256 мкДж/см², 2 — 32, 3 — 16 и 4 — 8 мкДж/см²

Фиг. 5. Зависимость амплитуды акустического сигнала от контраста интерференционной картины при экспозиции считывания $\mathcal{E}_c = 0,2$ мДж/см² и экспозициях записи \mathcal{E}_z : 1 — 8, 2 — 16, 3 — 32, 4 — 64, 5 — 128, 6 — 256 мкДж/см²

нуля. Остаточный сигнал обусловлен диффузионным полем. Расхождения расчетных и экспериментальных данных, заметные при малых напряжениях смещения, обусловлены, по всей вероятности, контактными явлениями в приэлектродных областях.

На фиг. 4 приведены зависимости амплитуды сигнала от интенсивности лазерного импульса. Для сравнения приведены расчетные кривые, полученные на основе соотношения (13). Расчетные кривые нормированы по максимальным значениям, полученным из эксперимента. Видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых.

Зависимость амплитуды выходного сигнала от величины контраста m при различных экспозициях представлены на фиг. 5. С увеличением контраста амплитуда выходного сигнала монотонно возрастает. С увеличением экспозиции прослеживается тенденция к переходу от суперлинейного закона изменения амплитуды сигнала к сублинейному закону. В рамках использованной модели такая тенденция объяснена быть не может.

Исследование зависимости амплитуды выходного сигнала от времени задержки между моментом прекращения непрерывной засветки и моментом t_0 подачи лазерного импульса показало, что эта зависимость не яв-

ляется чисто экспоненциальной и не может быть объяснена в рамках рассмотренной модели.

Было также выяснено, что спад амплитуды происходит медленнее, т. е. время памяти фотоиндуцированной структуры увеличивается, под действием поля смещения. Так, при поле смещения $E_0 = 7 \cdot 10^3$ В/см время памяти увеличилось в 2 раза по сравнению со случаем отсутствия поля. Этот результат соответствует теоретической зависимости (10), из которой следует, что в данном случае $\tau_R \approx 1,7\tau_E = 3 \cdot 10^{-5}$ с (численный результат получен в предположении $\mu = 0,03$ см²/Вс, $k = 126$ см⁻¹).

Результаты проведенных исследований, в частности наблюдавшиеся значения фоточувствительности и оптического разрешения при записи, а также эффективность и широкополосность оптико-акустического считывания, показывают, что эффект может представить интерес как основа голографического оптико-акустического устройства накопления и обработки информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. Е. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 113–137.
2. Петров М. Г., Степанов С. П., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983.
3. Дмитриев В. Н., Кудрявцев В. Н., Пятаков П. А. Электроакустическое взаимодействие на фоторефрактивной решетке в ниобате лития // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 8. С. 502–505.
4. Максимов В. Ф., Пятаков П. А. Оптико-акустическое взаимодействие в структуре фоторефрактивный пьезоэлектрик – полупроводник // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 6. С. 363–366.
5. Деев В. Н., Пятаков П. А. Фотоакустический эффект с памятью // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 2. С. 76–80.
6. Чабан А. А. Оптико-акустическое взаимодействие в фотопроводящих пьезоэлектриках // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 3. С. 463–465.
7. Alig R. C. Acoustic diffraction and the electrostrictive transducer // J. Appl. Phys. 1975. Т. 46. № 9. Р. 3731–3737.
8. Зеленская Т. Е., Шандаров С. М. Фотогенерация акустических волн на голографической решетке в фоторефрактивных кристаллах // Докл. АН СССР. 1986. Т. 289. № 3. С. 600–603.
9. Деев В. Н., Пятаков П. А. Фотоакустический эффект в фотопроводящих пьезоэлектриках // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 10. С. 1909–1915.
10. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовица М. и Стиган И. М.: Наука, 1979. 830 с.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2.XI.1987