

© 1993 г. И. С. Грудзинская, П. А. Пятаков, А. А. Чабан

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ  
ФОТОПРОВОДНИК — ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК**

Построена теория высокоэффективного возбуждения поверхностных волн в слоистой структуре фотопроводник — пьезоэлектрик бегущей световой решеткой в условиях, когда носители тока дрейфуют под действием внешнего электрического поля.

Возбуждение акустических волн под действием двух когерентных световых пучков со сдвигом частоты (под действием бегущей решетки, созданной интерференцией света) известно достаточно давно [1]. В работе [2] был предложен новый механизм оптико-акустического взаимодействия в фотопроводниках, обусловленный пьезоэффектом. Оказалось, что этот механизм при разумном выборе параметров по своей эффективности на несколько порядков превышает традиционные — тепловой и электрострикционный. Экспериментально явление наблюдалось как для объемных акустических волн [3], так и для поверхностных волн (ПАВ) в геометрии слоистой структуры фотопроводник — пьезоэлектрик [4, 5]. Отметим также теоретические исследования [6, 7].

В данной работе будет построена последовательная теория генерации ПАВ в слоистой структуре фотопроводник — пьезоэлектрик бегущей световой решеткой в присутствии внешнего дрейфового поля для случаев примесной и собственной фотопроводимости. Отметим, что эффективность использования слоистых структур в акустоэлектронике известна уже давно, так что на этом вопросе специально останавливаться не будем.

Рассмотрим два однородных полупространства, одно из которых представляет собой фотопроводящую ( $y > 0$ ), другое — пьезоэлектрическую ( $y < 0$ ) среду. Зазор между полупространствами полагаем пренебрежимо малым, однако считаем, что механический контакт отсутствует. Пусть оси  $X$  и  $Y$  являются осями диэлектрического эллипсоида для пьезоэлектрика, а фотопроводник по диэлектрическим свойствам изотропен. Через пьезоэлектрик на фотопроводник падают два световых пучка со сдвигом частот  $\omega$ , причем разность их волновых векторов направлена по оси  $X$ . Тогда полная интенсивность света на поверхности фотопроводника запишется

$$I(x, t) = I_0 (1 + m e^{i(Kx - \omega t)}), \tag{1}$$

где  $m$  — коэффициент модуляции (полагаем  $m \ll 1$ ). Вдоль оси  $X$  приложено внешнее постоянное электрическое поле  $E_0$ . В результате появления свободных носителей тока, процессов их диффузии и дрейфа во внешнем электрическом поле в фотопроводнике образуется периодическая в пространстве бегущая решетка объемного заряда. Электрическое поле этого заряда, проникая в соседнюю пьезоэлектрическую среду, через механизм пьезоэффекта возбуждает в ней ПАВ.

Найдем вначале поле объемного заряда для случая примесной фотопроводимости. Используем достаточно стандартную модель. Возбуждение электронов светом в зону проводимости происходит с частично заполненных примесных уровней. Причем число их очень велико по сравнению с числом электронов в зоне проводимости. В этом случае фотоэлектрические процессы в полупроводнике описываются системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = g - \frac{n - \bar{n}}{\tau} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j \\ j = en\mu E + eD\nabla n \\ \operatorname{div} E = -\frac{eN}{\epsilon_s} \\ \operatorname{div} j = e \frac{\partial N}{\partial t} \\ g = \frac{\alpha_0 \beta}{\hbar \omega_0} I. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $n$  — концентрация электронов в зоне проводимости,  $-e$  — заряд электрона,  $N$  — полная концентрация избыточных электронов в зоне проводимости и связанных на примесных уровнях.  $E$  — напряженность электрического поля,  $\mu$  — подвижность носителей,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\tau$  — время жизни электронов в зоне проводимости,  $g$  — скорость генерации носителей тока,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость фотопроводника,  $\alpha_0$  — коэффициент поглощения света,  $\beta$  — квантовый выход для фотопроводимости,  $\hbar \omega_0$  — энергия фотона,  $\bar{n}$  — темновая концентрация носителей (далее ее будем считать малой),  $j$  — плотность тока.

Полагаем, что поглощение света (как обычно бывает в случае примесного поглощения) невелико. Тогда с хорошей точностью можно принять, что уравнение (1) верно при всех  $y > 0$  и  $g = g_0 + \delta g_0 e^{i(Kx - \omega t)}$ , где  $\delta g_0 = g_0 m$ ;  $g_0 = \alpha_0 \beta I_0 / \hbar \omega_0$ . Ищем решение системы уравнений (2) в виде  $E = E_0 + \delta E(x, y) e^{-\omega t}$  и аналогично для потенциала  $\varphi$ ,  $n$  и т. д. Здесь  $E_0$ ,  $n_0$ ,  $\varphi_0$  — соответственно стационарные величины поля, концентрации, потенциала;  $\delta E$ ,  $\delta n$ ,  $\delta \varphi$  — их малые вариации, меняющиеся по закону  $\sim e^{iKx}$ . Граничные условия представляют собой стандартные уравнения непрерывности потенциала, индукции и тока. (Для упрощения записей в этой работе мы не приводим члены, связанные с поверхностной рекомбинацией). Временной множитель  $e^{-i\omega t}$  здесь и далее опускаем.

Приведем результаты расчетов для фотопроводника. Превращение полного числа электронов, свободных и связанных, над равновесным значением описывается формулой

$$\begin{cases} N(x, y) = (C e^{-\kappa y} + N_\infty) e^{iKx}, \\ \text{где} \\ C = (\lambda + 1) N_\infty \left( \frac{i\omega \tau K^2 D \lambda (\lambda + 1) (\gamma + \epsilon_s \epsilon_{yy}^{-1})}{\gamma \tau_M^{-1} (1 - i\omega \tau) + i\omega \tau K^2 D \lambda (\lambda + 1) (\gamma + \epsilon_s \epsilon_{yy}^{-1})} - 1 \right), \\ N_\infty = \frac{(i\tau_E^{-1} - \tau_D^{-1}) \delta g_0}{i\omega (i\tau_E^{-1} - \tau_D^{-1} - i\omega^{-1} \tau^{-1} \tau_M^{-1} (1 - i\omega \tau) (1 - i\omega \tau_M))}, \\ \lambda = \sqrt{\left(1 + \frac{\tau_D}{\tau} + \frac{\tau_D}{\tau_M}\right) + i\tau_D \left(\frac{1}{\omega \tau \tau_M} - \omega - \frac{1}{\tau_E}\right)}. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $\tau_M = \epsilon_s / e \mu n_0$  — время максвелловской релаксации,  $\tau_D = 1 / K^2 D$ ,  $\tau_E = 1 / K \mu E_0$ ,  $\gamma = \sqrt{\epsilon_{xx} / \epsilon_{yy}}$ ,  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy}$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика. Возмущение потенциала электрического поля имеет вид

$$\begin{cases} \delta \varphi(x, y) = (R e^{-\kappa y} + T e^{-\kappa y} + \varphi_\infty) e^{iKx}, \\ R = \frac{\lambda \varphi_\infty}{1 - \lambda} \left( 1 - \frac{i\omega \tau K^2 D (\lambda + 1) (\epsilon_{yy} \gamma + \epsilon_s \lambda)}{e \epsilon_{yy} \epsilon_s^{-1} \gamma \mu n_0 (1 - i\omega \tau) + i\omega \tau K^2 D \lambda (\lambda + 1) (\epsilon_s + \epsilon_{yy} \gamma)} \right), \\ T = \frac{e N_\infty}{\epsilon_s} \frac{1}{K^2 (1 - \lambda)} \left( 1 - \frac{i\omega \tau K^2 D \lambda (\lambda + 1) (\gamma + \epsilon_s \epsilon_{yy}^{-1})}{\gamma \tau_M^{-1} (1 - i\omega \tau) + i\omega \tau K^2 D \lambda (\lambda + 1) (\gamma + \epsilon_s \epsilon_{yy}^{-1})} \right), \\ \varphi_\infty = -\frac{e}{\epsilon_s} \frac{N_\infty}{K^2}. \end{cases} \quad (4)$$

Концентрацию носителей и ток легко получить из системы (2).

Генерацию ПАВ бегущей световой решеткой рассчитаем методом нормальных мод Олда [8]. За невозмущенную эталонную нормальную моду (подробнее см. [8]) примем ПАВ при отсутствии проводимости в фотопроводящей среде и условимся, что поток энергии через единичную апертуру для эталонной ПАВ равен некоторой величине  $P_n$ . Тогда смещение в генерируемой ПАВ  $u(x, y)$  можно записать через смещение в эталонной ПАВ  $u_n(y)e^{ikx}$  в виде  $u(x, y) = A_n(x)u_n(y)$ , где  $A_n(x)$  — нормированная амплитуда звуковой волны [8]. Уравнение для  $A_n(x)$  имеет вид

$$4P_n \left( \frac{\partial}{\partial x} - ik \right) A_n(x) = \int_0^{\infty} \varphi_n^*(y) i\omega [eN(x, y) - \rho_s] dy. \quad (5)$$

Здесь  $k$  — волновое число эталонной ПАВ,  $\varphi_n(y)e^{ikx}$  — электрический потенциал эталонной ПАВ,  $\rho_s$  — электрический заряд, наведенный звуковой волной в фотопроводнике. Член, связанный с  $\rho_s$ , приводит к изменению волнового числа ПАВ до величины  $k' = k + \delta k + i\alpha$ , где  $\alpha$  — коэффициент затухания. Учет этого возмущающего члена при решении задач такого рода хорошо освоен [8].

Можно записать  $\varphi_n^*(y) = \varphi_0(0)e^{-ky - i\theta}$ , где, согласно [9]

$$\varphi_0(0) = \left\{ \left[ 4 \frac{\Delta v}{v} / (\epsilon_s + \sqrt{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}}) \right] (P_n/\omega) \right\}^{1/2}.$$

Здесь  $\varphi_0(0)$  — абсолютная величина амплитуды потенциала эталонной ПАВ на поверхности пьезоэлектрика при отсутствии проводимости в фотопроводнике,  $\theta$  — некоторая неинтересная для нас фаза,  $\Delta v/v$  — относительное изменение скорости ПАВ для закороченной и свободной поверхности.

Подставляя этот результат и выражение для  $N(x, y)$  (3) в уравнение (5), получим для установившегося во времени режима амплитуду звуковой волны  $A$ , выраженную в так называемых энергетических единицах [8] ( $A = A_n\sqrt{P_n}$ ):

$$A(x) = \frac{i}{2} \omega^{1/2} \left( \frac{\Delta v}{v} \right)^{1/2} \frac{e}{(\epsilon_s + \sqrt{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}})^{1/2}} \times \\ \times \left( \frac{N_{\infty}}{k} + \frac{C}{K\lambda + k} \right) \left\{ e^{i(k'x - \theta)} \frac{e^{i(K-k')x} - 1}{i(K-k')} \right\}. \quad (6)$$

При этом поток звуковой энергии через единичную апертуру записывается как  $P = AA^*$  [8]. Вблизи фазового синхронизма  $(K - k - \delta k)x \ll 1$  множитель в фигурных скобках принимает вид  $e^{i(Kx - \theta)x}$  при  $\alpha x \ll 1$  (линейный рост  $A$ ),  $e^{i(Kx - \theta)/\alpha}$  при  $\alpha x \gg 1$  (насыщение).

На рис. 1 приведен график зависимости потока энергии ПАВ через единичную апертуру  $P$  от интенсивности света для слоистой структуры GaAs — LiNbO (арсенид галлия — полуизолирующий, ниобат лития Y-среза) в режиме линейного роста  $A$ . На рис. 2 приведен аналогичный график для зависимости от частоты. При этом принято: длина волны света 1,06 мкм, длина взаимодействия  $x = 0,1$  см,  $\Delta v/v = 2,4 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tau = 10^{-9}$  с,  $\alpha_0 = 1,5$  см<sup>-1</sup>,  $m = 0,1$ ,  $\mu = 0,3$  м<sup>2</sup>/В·с,  $E_0 = 10^5$  В/м; на рис. 1  $\omega = 1,9 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>; на рис. 2  $I = 5,5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Результаты расчета качественно согласуются с экспериментами [4, 5].

Отдельно рассмотрим случай сильной засветки. При этом за невозмущенную эталонную нормальную моду примем ПАВ в пьезоэлектрике, граничащем с сильно проводящей средой (закороченная граница пьезоэлектрика). Тогда уравнение (5) примет вид [8]

$$4P_n \left( \frac{\partial}{\partial x} - ik \right) A_n(x) = i\omega \delta\varphi(x, 0) D_n^*(0). \quad (7)$$

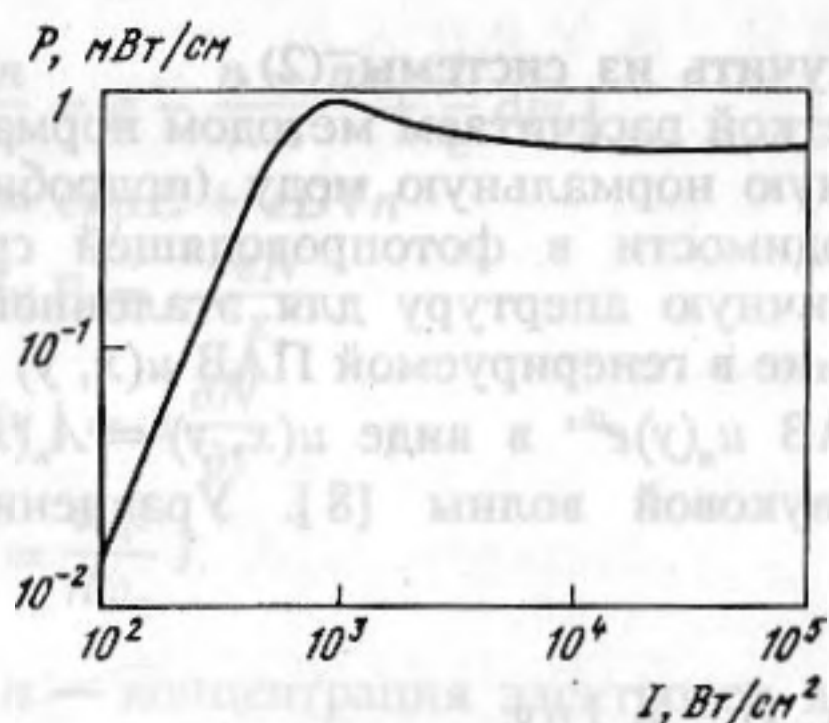


Рис. 1. Зависимость потока энергии ПАВ  $P$  от интенсивности света  $I$  при  $\omega = 1,9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$

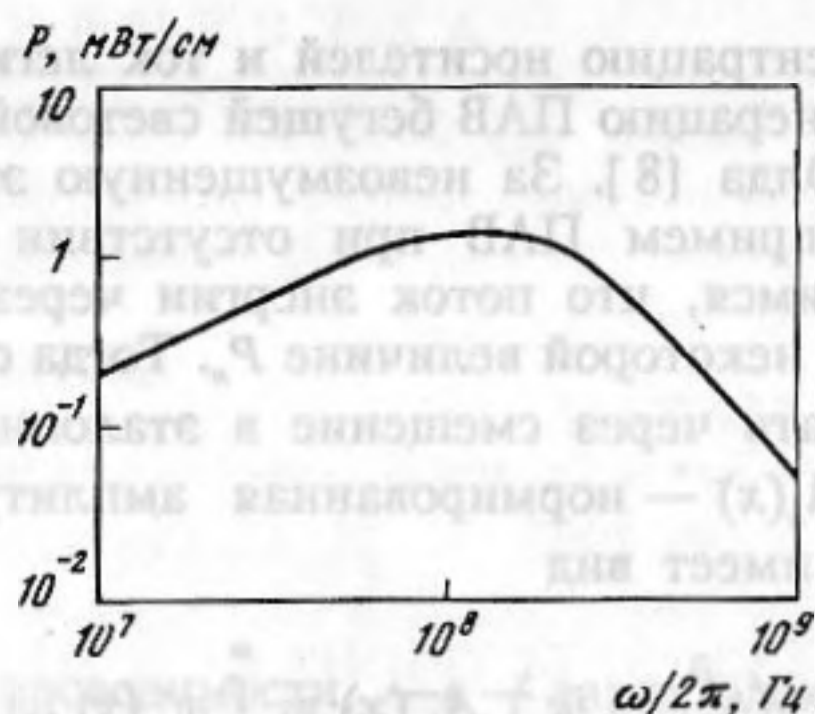


Рис. 2. Зависимость потока энергии ПАВ  $P$  от частоты  $\omega$  при  $I = 5,5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$

Здесь  $D_n(x, 0) = D_n(0)e^{ikx}$  — нормальная компонента электрической индукции, наведенной эталонной звуковой волной при  $y = 0$ ,  $k$  — волновое число для пьезоэлектрика, покрытого слоем идеального проводника.

Найдем величину  $D_n(0)$  по формуле [10]

$$D_n(0) = k(\epsilon_s + \sqrt{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}})\varphi_a(0). \quad (8)$$

В случае сильного примесного поглощения света, при условии  $\omega\tau_M \ll 1$  электрический потенциал, согласно (4), равен

$$\delta\varphi(x, 0) = -\frac{e}{\epsilon_s} \frac{N_\infty}{K^2} e^{iKx}.$$

Подставив в уравнение (7) потенциал  $\delta\varphi(x, 0)$  и  $D_n^*(0)$ , находим для установившегося режима амплитуду звуковой волны, выраженную в энергетических единицах:

$$A(x) = -\frac{i}{2} \omega^{1/2} \left(\frac{\Delta v}{v}\right)^{1/2} \frac{(\epsilon_s + \sqrt{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}})^{1/2}}{\epsilon_s} \frac{keN_\infty}{K^2} \frac{(e^{i\Delta kx} - 1)}{i\Delta k} e^{i(kx-\theta)}. \quad (9)$$

Здесь  $\Delta k = K - k$ . В области синхронизма ( $\Delta kx \ll 1$ ) получим амплитуду звуковой волны  $A(x)$  в виде

$$A(x) = -\frac{i}{2} \omega^{1/2} \left(\frac{\Delta v}{v}\right)^{1/2} \frac{(\epsilon_s + \sqrt{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}})^{1/2}}{\epsilon_s} \frac{eN_\infty}{k} e^{i(kx-\theta)x}. \quad (10)$$

Оценим мощность звуковой волны для структуры  $Y - \text{LiNbO}_3 - \text{GaAs}$ . Для тех же параметров, что и в предыдущей оценке, и  $x = 0,1 \text{ см}$  получим  $P = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}$ .

Не меньший интерес представляет случай собственного поглощения света, когда интенсивное фотовозбуждение носителей происходит в узком приповерхностном слое и должно наблюдаться эффективное возбуждение ПАВ. Однако даже для однородного освещения задача имеет простое аналитическое решение только в двух основных случаях [11]. Во-первых, в случае слабой засветки, когда число возбужденных носителей мало по сравнению с числом тепловых носителей. Естественно, этот вариант не представляет для нас большого интереса. Во-вторых, в случае сильной засветки, причем предполагается, что рекомбинация линейна и происходит в основном через относительно малое число примесных центров  $N_i(\Delta n, \Delta p \gg N_i)$  [11]. Именно на этом, достаточно типичном, случае мы и остановимся.

При собственном поглощении образуются два типа подвижных носителей —

электроны и дырки, поэтому при описании фотоэлектрических процессов в систему (2) необходимо включить уравнения для дырок. Мы не будем записывать соответствующее стандартное обобщение уравнений (2), а сразу приведем результат.

Вдоль предположим для освещения вид бегущей решетки (1). В приближении квазинейтральности и полагая, что диффузионная длина  $l_D = \sqrt{D\tau}$  много больше характерной длины затухания света ( $l_D \gg \alpha_0^{-1}$ ), а скорость поверхностной ре-

комбинации  $S$  не слишком велика ( $S \ll D\alpha_0 \sqrt{\frac{D}{\tau}}$ ), получим

$\delta n = \delta p = mn_0 e^{iKx}$ , где  $\delta n, \delta p$  — нестационарные концентрации электронов и дырок. Здесь предположено, что период решетки больше диффузионной длины, т. е.  $D\tau K^2 \ll 1$ , и что  $\omega\tau \ll 1$ . Отметим, что при сильной засветке времена жизни электронов и дырок равны.

Из уравнения сохранения полного тока, пренебрегая током смещения ( $\omega\tau_M \ll 1$ ), а также малым демберовским полем, получим естественный результат:

$$\delta E(x) = -E_0 \frac{\delta n}{n_0} = -E_0 m e^{iKx}. \quad (11)$$

Таким образом, если в образце с освещенностью  $I_0$  поле однородно, то при включении бегущей световой решетки появится дополнительное поле, которое около границы раздела будет иметь вид (11), причем направлено оно вдоль оси  $X$ . Зная переменную компоненту поля  $\delta E(x)$ , найдем потенциал на границе полупроводника для случая собственного поглощения:

$$\delta\varphi(x, 0) = \frac{E_0 m}{iK} e^{iKx}. \quad (12)$$

Подставляя потенциал  $\delta\varphi(x, 0)$  (12) и величину  $D_n(0)$  (8) в уравнение (7), найдем амплитуду ПАВ в энергетических единицах в области фазового синхронизма:

$$A(x) = \frac{1}{2} \omega^2 \left( \frac{\Delta v}{v} \right)^2 E_0 m (\epsilon_s + \sqrt{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}})^2 e^{i(kx-\theta)x}. \quad (13)$$

За эталонную моду мы приняли ПАВ при закороченной поверхности. Приведем численные оценки мощности звуковой волны для конфигурации  $Y - \text{LiNbO}_3 - \text{GaAs}$  при освещении зеленым светом [5]. Положим длину волны света 0,53 мкм, интенсивность  $I > 100 \text{ Вт/см}^2$  (происходит сильное собственное поглощение в слое  $\sim 1 \text{ мкм}$ ). Используя те же параметры, что и в предыдущих оценках, получим  $P = 4,3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}$  для  $x = 0,1 \text{ см}$ .

Таким образом, проведен теоретический анализ возбуждения ПАВ в слоистой структуре фотопроводник — пьезоэлектрик с учетом примесного и собственного поглощений. Получена теоретическая зависимость амплитуды возбуждаемой ПАВ от частоты звука, интенсивности света, напряженности электрического поля и т. д. Приведенные оценки качественно согласуются с результатами экспериментов [4, 5].

В заключение еще раз отметим, что рассмотренный метод возбуждения звуковых волн отличается исключительной эффективностью и достаточно прост в реализации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Korpel A., Adler R., Alpiner B. Direct observation of optically induced generation and amplification of sound // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 5. № 4. P. 86—88.
2. Карагеоргий-Алкалаев П. М. Фотоэлектроакустический эффект и резонансные явления в пьезоэлектрических полупроводниках // Физика и техника полупроводников. 1968. Т. 8. № 2. С. 216—219.

3. Деев В. Н., Пятаков П. А. Возбуждение акустической волны бегущей световой решеткой в фоторефрактивном пьезоэлектрике//Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 8. С. 680—684.
4. Грудзинская И. С., Пятаков П. А. Оптическое возбуждение поверхностной акустической волны в слоистой структуре фотопроводник-пьезоэлектрик//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 616—619.
5. Грудзинская И. С., Пятаков П. А. Возбуждение акустической волны бегущей световой решеткой в слоистой структуре фотопроводник—пьезоэлектрик//Акуст. журн. 1990. Т. 36. С. 423—428.
6. Деев В. Н., Пятаков П. А. Фотоакустический эффект в фотопроводящих пьезоэлектриках//ЖТФ. 1986. Т. 56. № 10. С. 1909—1915.
7. Gusev V., Makarova L. Rayleigh-type surface acoustic wave piezoexcitation by optical generation of the charge carriers in semiconductors//J. Phys. D. 1990. V. 23. № 11. P. 1350—1360.
8. Auld B. A. Acoustic Fields and Waves in Solids. N. Y.: John Wiley and Sons, 1973. V. 2.
9. Lakin K. M. Perturbation Theory for Electromagnetic Coupling to Elastic Surface Waves on Piezoelectric Substrates//J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 3. P. 899—906.
10. Кайно Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990.
11. Аут И., Генцова Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980.

Акустический институт  
ми. Н. Н. Андреева  
Российской академии наук

Поступила в редакцию  
17.08.92

I. S. Grudzinskaya, P. A. Pyatakov, A. A. Chaban

**PIEZOELECTRIC MECHANISM OF OPTO—ACOUSTIC INTERACTION  
IN A LAYERED PHOTOCONDUCTOR-PIEZOELECTRIC STRUCTURE**

A theory of efficient SAW generation by a moving light grating in a layered photoconductor-piezoelectric structure under the condition that current carriers are drifted by an external acoustic field is discussed.