

УДК 534.232

**ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПОЛЕМ ДЕМБЕРА
ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР
В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКЕ***Козлов А. И., Плесский В. П.*

Показана возможность генерации сдвиговой упругой волны в пьезополупроводнике полем амбиполярной диффузии при лазерном возбуждении электронно-дырочных пар. Проведенные численные оценки свидетельствуют о значительно большей, по сравнению с термоупругим механизмом, эффективности генерации акустических волн.

В последние годы возрастает интерес исследователей к лазерному возбуждению акустических волн в полупроводниках [1—4]. Это объясняется потребностью в разработке методов бесконтактного контроля свойств полупроводниковых материалов и параметров устройств. В отличие от металлов, где при неразрушающем оптическом возбуждении упругих волн используется относительно малоэффективный термоупругий механизм, когда модулированное по интенсивности лазерное излучение генерирует периодические температурные напряжения, возбуждающие продольные или поверхностные акустические волны, в полупроводниках, наряду с термоупругим [1—4], используется и несколько более эффективный механизм возбуждения, обусловленный деформационным потенциалом [2, 3]. Однако эффективность лазерной генерации упругих волн можно еще более повысить, используя наблюдающийся во многих полупроводниках пьезоэффект. При этом в отличие от термоупругого или деформационного механизмов генерации уже в одномерной геометрии, т. е. при однородной засветке поверхности полупроводника, могут возбуждаться сдвиговые акустические волны.

Впервые лазерная генерация продольных акустических волн в пьезополупроводнике теоретически исследовалась в работе [5]. Переменное электрическое поле появлялось вследствие диффузии возбужденных с примесных уровней лазерным излучением свободных носителей заряда. Применимость такого метода генерации акустических волн ограничивается тем обстоятельством, что при комнатной температуре большая часть примесных атомов, как правило, ионизована и в возбуждении упругих волн принимать участия не может. Заметим также, что для генерации акустических волн в пьезополупроводнике может быть использована переменная вентиляющая фото-ЭДС, возникающая в $p-n$ -переходе при освещении его модулированным по интенсивности лазерным излучением с энергией кванта $\hbar\omega$, превышающей ширину запрещенной зоны [6].

В данной работе рассмотрена задача о возбуждении сдвиговой упругой волны в пьезополупроводнике с помощью эффекта Дембера. Электроны и дырки, генерируемые при межзонном поглощении переменного лазерного излучения, диффундируют в глубь материала полупроводника. При этом возникает электрическое поле амбиполярной диффузии (поле Дембера), пропорциональное разности подвижностей носителей заряда разного знака, которое уравнивает диффузионные токи электронов и дырок. Первая гармоника этого поля в пьезополупроводнике возбуждает упругую волну с частотой, равной частоте модуляции интенсивности света.

Задача решалась в следующих приближениях: концентрации неравновесных электронов δn и дырок δp считались малыми по сравнению с равновесным значением электронной концентрации n_0 , что позволяло считать коэффициент амбиполярной диффузии, скорость поверхностной рекомби-

рации и время релаксации носителей постоянными, а зависимость напряженности поля амбиполярной диффузии от интенсивности света — линейной; захват носителей на ловушки считался пренебрежимо малым, это дало возможность полагать $\delta n = \delta p$ (и далее под δn будет пониматься неравновесная концентрация электронно-дырочных пар); не учитывались поверхностный изгиб зон и вклад прямого пьезоэффекта в электрическое поле.

Рассмотрим кристалл класса $\bar{4}3m$, к которому принадлежит, например, GaAs. Все полученные результаты будут справедливы также и для кристаллов класса 23. Пусть на поверхность $z=0$ полупроводника падает лазерное излучение с интенсивностью, равной в объеме материала $I = (I_0/2) \gamma (1 - \cos \Omega t) \exp(-\gamma z)$, где γ — коэффициент поглощения света, $\Omega = 2\pi f$ — циклическая частота модуляции интенсивности света; положительное направление оси z совпадает с направлением [110] в кристалле указанной симметрии. Для простоты считаем, что все оптическое излучение поглощается в пьезополупроводнике и каждый фотон рождает одну пару носителей заряда.

Концентрация неравновесных электронно-дырочных пар δn определяется из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 \delta n}{\partial z^2} = -\frac{\delta n}{\tau} + \frac{I_0}{2\hbar\omega} \gamma (1 - \cos \Omega t) \exp(-\gamma z)$$

с граничным условием $[-D(\partial \delta n / \partial z) + s \delta n]_{z=0} = 0$, где D — коэффициент амбиполярной диффузии, τ — время рекомбинации неравновесных носителей, s — скорость поверхностной рекомбинации. Переходя для упрощения выкладок к комплексному представлению переменных величин, получим, что переменная составляющая генерируемых светом пар равна

$$\delta n = \frac{I_0}{2\hbar\omega} \gamma \tau \operatorname{Re} \left[\frac{\exp(i\Omega t)}{\gamma^2 L^2 - \kappa_0^2} \left(e^{-\gamma z} - \frac{L\gamma + S}{\kappa_0 + S} e^{-\frac{\kappa_0 z}{L}} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\kappa_0 = (1 + i\Omega\tau)^{1/2}$ (причем следует выбирать $\operatorname{Re} \kappa_0 > 0$), $L = (D\tau)^{1/2}$, $S = sL/D$. В полупроводнике n -типа при $\delta n \ll n_0$ выражение для переменной составляющей поля амбиполярной диффузии имеет вид

$$E = \frac{D_p - D_n}{\sigma} e \frac{\partial \delta n}{\partial z} \simeq \frac{I_0}{2\hbar\omega} \frac{\gamma \tau (D_p - D_n)}{n_0 \mu_n L} \times \\ \times \left[\frac{\exp(i\Omega t)}{\gamma^2 L^2 - \kappa_0^2} \left(\kappa_0 \frac{\gamma L + S}{\kappa_0 + S} e^{-\frac{z\kappa_0}{L}} - \gamma L e^{-\gamma z} \right) \right],$$

где D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно, σ — полная проводимость полупроводника, e — заряд электрона, μ_n — подвижность электронов. Для арсенида галлия при $D_p = 10,4$ см²/с, $D_n = 228$ см²/с, $n_0 = 10^{14}$ см⁻³, $\tau = 10^{-8}$ с, $\gamma \sim 10^4$ см⁻¹ в широком интервале частот, вплоть до сотен Мегагерц, амплитуда электрического поля у поверхности $E|_{z=0} \leq 100$ В/см. Вычисление в этих условиях $\delta n|_{z=0}$ по формуле (1) дает величину порядка $I_0 \cdot 10^{14}$ см⁻³ — здесь и всюду далее $[I_0] = \text{Вт/см}^2$.

Переменное электрическое поле, действующее в направлении [110] кристалла арсенида галлия, создает переменные упругие напряжения, возбуждающие только волну сдвига, поляризованную в направлении [001], волновой вектор которой коллинеарен вектору напряженности электрического поля. Уравнение движения для сдвиговой волны в описанной геометрии имеет вид

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \beta \frac{\partial E}{\partial z}, \quad (2)$$

где $c = c_{44}$ и $\beta = -\beta_{14}$ — упругий модуль и пьезоконстанта соответственно, ρ — плотность материала пьезополупроводника. Решение уравнения (2)

с граничным условием

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\beta}{c} E|_{z=0} \quad (3)$$

состоит из трех слагаемых, два из которых — вынужденные решения задачи (2), (3) — упругие возмущения, затухающие в глубине полупроводника в соответствии с зависимостями $\exp(-\gamma z)$ и $\exp(-\kappa_0 z/L)$. Третье слагаемое — собственно волновое решение, — как нетрудно убедиться, имеет амплитуду:

$$u_0 = \frac{I_0}{2\hbar\omega} i \frac{\beta}{c} \frac{kT}{eD} \frac{\mu_p - \mu_n}{n_0 \mu_n} \frac{\gamma q L^2}{\gamma^2 L^2 - \kappa_0^2} \left(\frac{\gamma L + S}{\kappa_0 + S} \frac{\kappa_0 L}{\kappa_0^2 + q^2 L^2} - \frac{\gamma}{\gamma^2 + q^2} \right), \quad (4)$$

где $q = \Omega(\rho/c)^{1/2} = \Omega/v_t$ — волновое число сдвиговой волны, k — постоянная Больцмана, T — температура образца.

В случае, когда скорость поверхностной рекомбинации носителей и частота модуляции света достаточно малы, так что можно считать $S \ll 1$ и $qL \ll |\kappa_0| \sim 1 \ll \gamma L$, выражение для амплитуды упругой волны имеет особенно простой вид:

$$u_\infty \equiv u_0 \Big|_{\substack{\gamma \rightarrow \infty \\ S \rightarrow 0}} = \frac{I_0}{2\hbar\omega} i \frac{\beta}{c} \frac{kT}{en_0} q\tau.$$

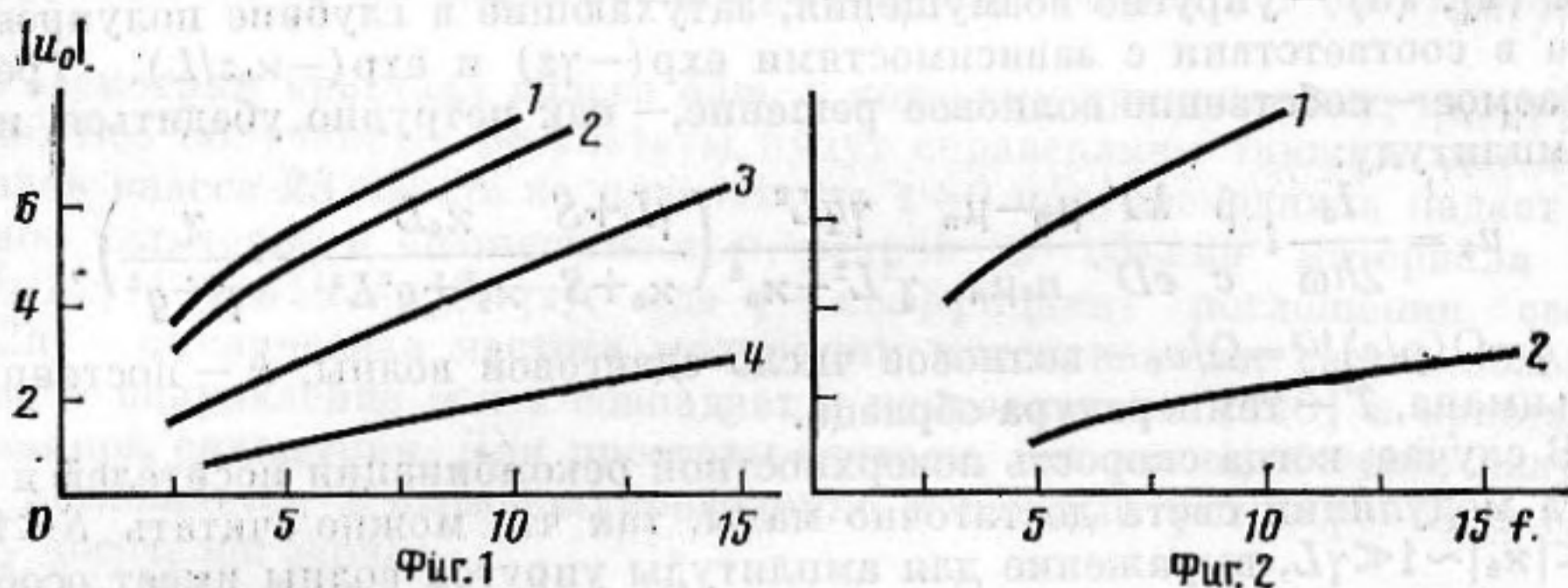
Условия возбуждения в этом случае не оптимальны: длина излучаемой волны много больше размера «излучателя», поэтому и амплитуда волны должна быть относительно невелика. Действительно, при $f = 5$ МГц и $\hbar\omega = 1,5$ эВ $|u_\infty| \approx 10^{-13} I_0$ см (считалось, что $\beta = 0,16$ Кл/м², $c = 5,94 \cdot 10^{10}$ Н/м², $v_t = 3,34 \cdot 10^3$ м/с). Определяя эффективность возбуждения как отношение потока мощности, уносимой от поверхности сдвиговой волной $P = c|\partial u/\partial z|^2 v_t/2$, к потоку мощности поглощаемого лазерного излучения I_0 , получим

$$\eta_t = \frac{P}{I_0} = \frac{K^2}{2} \frac{kT}{\hbar\omega} \frac{|\delta n|}{n_0} r_D^2 q^2 \frac{v_t \tau}{L}, \quad (5)$$

где K^2 — константа электромеханической связи, а r_D^2 — дебаевский радиус экранирования. Видно, что в выражении (5) все множители, кроме $v_t \tau/L$, являются малыми по сравнению с единицей; на частоте $f = 5$ МГц расчет дает значение $\eta_t \approx 10^{-13} I_0$. Рассчитанная по формулам, приведенным в работе [8], эффективность термоупругого возбуждения продольной волны в GaAs на той же частоте оказалась значительно меньшей: $\eta_t = 10^{-19} I_0$ (использовались следующие значения материальных констант: диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 11,2$, коэффициент теплового расширения $\alpha = 5,4 \times 10^{-6}$ К⁻¹, плотность $\rho = 5,32 \cdot 10^3$ кг/м³, коэффициент теплопроводности $\kappa = 81$ Вт/м·К, удельная теплоемкость $c_p = 349$ Дж/кг·К, модуль всестороннего сжатия $K_c = 6 \cdot 10^{10}$ Н/м², скорость продольной упругой волны $v_t = 5,2 \cdot 10^3$ м/с).

Для численного расчета амплитуды сдвиговой волны в зависимости от f , γ , S , τ согласно выражению (4) значения $\gamma = \gamma(\hbar\omega)$ были заимствованы из экспериментальных результатов, приведенных в работе [7]. При любых γ , S , τ частотная зависимость $|u_0(f)|$ имеет максимум при $q \leq \gamma$, а зависимость $\eta_t(f)$ — при $q \geq \gamma$. Наибольшее значение амплитуды волны в максимуме частотной зависимости оказалось при наибольшем из использованных значений коэффициента поглощения света $\gamma \approx 4 \cdot 10^4$ см⁻¹ ($\hbar\omega \approx 1,9$ эВ). Однако максимумы зависимостей $|u_0(f)|$ для $\gamma \sim 10^4$ см⁻¹ лежат в области частот порядка 1 ГГц, а на этих частотах для $\tau \sim 10^{-8}$ с и $n_0 \sim 10^{14}$ см⁻³ диффузионная длина электронно-дырочных пар $L/|\kappa_0|$ становится сравнимой с дебаевским радиусом, что делает некорректным применение уравнения непрерывности для определения избыточной концентрации неравновесных носителей. С ростом скорости поверхностной рекомбинации амплитуда возбуждаемой волны уменьшается, как показано на фиг. 1, где все зависимости построены для $n_0 = 10^{14}$ см⁻³, $\tau = 10^{-8}$ с, $\gamma = 4 \cdot 10^4$ см⁻¹, причем кривая 1 соответствует значению $s = 10^2$ см/с, 2 — 10^4 , 3 — 10^5 , 4 — $s = 10^6$ см/с; $|u_0|$ выражается в $I_0 \cdot 10^{-13}$ см, а частота f —

в 10^7 Гц. Для достаточно малых значений γ (свет проникает в объем материала) можно было бы ожидать роста $|u_0|$ с увеличением s : рекомбинация на поверхности, увеличиваясь, может увеличивать $\partial n/\partial z$ при $z=0$, а следовательно, и электрическое поле Дембера, однако, как показал численный расчет для $\gamma \approx 1,3 \cdot 10^4$ см $^{-1}$, этот эффект имеет место лишь вблизи



максимума зависимости $|u_0(f)|$ — на высоких частотах. С уменьшением τ амплитуда возбуждаемой волны уменьшается — см. фиг. 2 ($n_0=10^{14}$ см $^{-3}$, $\gamma=4 \cdot 10^4$ см $^{-1}$, $s=10^2$ см/с; кривая 1 относится к случаю $\tau=10^{-8}$ с, 2 — $\tau=10^{-9}$ с; масштабы на фиг. 1 и 2 совпадают). Максимальная эффективность возбуждения сдвиговой волны полем Дембера в GaAs при значениях параметров, соответствующих кривой 1 на фиг. 1, $\eta_i \sim 10^{-8} I_0$ при $f \leq 100$ МГц, тогда как максимальное значение эффективности термоупругой генерации продольной волны $\eta_i \leq 10^{-13} I_0$.

Таким образом, предлагаемый метод является гораздо более эффективным для генерации акустических волн, нежели термоупругий.

Авторы благодарны В. Б. Сандомирскому и В. А. Сабликову за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сабликов В. А., Сандомирский В. Б. Теория фотоакустического эффекта в полупроводниках // ФТП. 1983. Т. 17. № 1. С. 81–87.
2. Stearns R. G., Kino G. S. Effect of electronic strain on photoacoustic generation in silicon // Appl. Phys. Letters. 1985. V. 47. № 10. P. 1048–1050.
3. Аванесян С. М., Гусев В. Э., Жданов Б. В., Кузнецов В. И., Теленков С. А. Генерация ПАВ за счет деформационного и теплового механизма при оптическом воздействии на кремний // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 562–564.
4. Flaisher H., Cahen D. Computer simulation of the photoacoustic signal of photovoltaic cells // IEEE Trans. on UFFC. 1986. V. UFFC-33. № 5. P. 622–629.
5. Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н., Эленкриг Б. Б. О возможности возбуждения звуковых волн модулированным световым излучением // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 15. С. 924–927.
6. Гуляев Ю. В., Козлов А. И., Плесский В. П. Возбуждение акустических волн при фотовольтаическом эффекте в пьезополупроводниках // Матем. конф. молодых ученых. Физика, технология и производство полупроводниковых приборов. Вильнюс: Изд-во АН ЛитССР. 1987. С. 124.
7. Monemar B., Shih K. K., Pettit G. D. Some optical properties of the $Al_xGa_{1-x}As$ alloy system // Journ. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 6. P. 2604–2613.
8. Гарова Е. А., Козлов А. И., Плесский В. П. К теории фототермической генерации волн Рэлея // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 310–317.

Институт радиотехники и
электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27.VIII.1987