

УДК 535.211:621.315

© 1992 г. В.Э. Гусев, Л.Н. Макарова

**НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ
АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕРХКОРОТКИМ
ЛАЗЕРНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ В ПЬЕЗОДИЭЛЕКТРИКАХ**

Проведен теоретический анализ нелинейных по интенсивности света режимов возбуждения звука сверхкоротким лазерным воздействием. Генерация акустических импульсов происходит за счет обратного пьезоэффекта. Выявлено, что с увеличением энергии лазерного воздействия длительность возбуждаемых импульсов продольной деформации уменьшается, а амплитуда насыщается.

В последние годы проявляется большой интерес к возбуждению пикосекундных акустических импульсов [1–3]. Линейная теория их возбуждения за счет пьезомеханизма была предложена в [4]. В настоящей работе проведен теоретический анализ нелинейных по интенсивности света режимов возбуждения импульсов звука за счет обратного пьезоэффекта.

При разделении в пространстве фотогенерированных электронов и дырок (например, вследствие их разной подвижности) возникает электрическое поле, которое приводит в силу обратного пьезоэффекта к деформации решетки кристалла.

Профиль продольной деформации U вне области генерации имеет вид [4–6]

$$U(\tau) = \frac{e}{2\rho c_L^3} \int_0^\infty dz' \left[\frac{\partial E}{\partial t} \left(\tau - \frac{z'}{c_L}, z' \right) - \frac{\partial E}{\partial t} \left(\tau + \frac{z'}{c_L}, z' \right) \right], \quad (1)$$

где $\tau = t - z/c_L$ — время в сопутствующей системе координат, c_L — продольная скорость звука, e — эффективный пьезомодуль, ρ — плотность, E — электрическое поле. Ось z направим в глубь полубесконечного кристалла. Поверхность $z = 0$ считается свободной.

Характер оптоакустического преобразования существенно зависит от глубины проникновения лазерного излучения.

Случай А. Область поглощения тонкая для пространственного разделения заряда. В этом режиме глубина проникновения света α^{-1} (α — коэффициент поглощения света) намного меньше характерного масштаба разделения электронов и дырок z_s :

$$\alpha^{-1} \ll z_s. \quad (2)$$

Тогда фотовозбуждение электронно-дырочных (ЭД) пар можно считать поверхностным при описании движения ЭД плазмы. Мгновенное поглощение излучения создает поверхностный слой носителей с концентрацией

$$\frac{\sigma_h}{Q_0} = \frac{|\sigma_e|}{Q_0} = \frac{E_{abs}}{h\nu_L} \equiv \frac{\sigma}{Q_0},$$

где $\sigma_{e,h}$ — поверхностные плотности заряда электронов и дырок, Q_0 — величина заряда электрода, $E_{abs} = (1 - R)I_0\tau_L$ — поглощенная энергия лазерного излучения, τ_L — длительность светового импульса, I_0 — интенсивность лазерного воздействия, $h\nu_L$ — энергия кванта света. В силу существенного различия подвижностей электронов

и дырок (для определенности: $\mu_e \gg \mu_h$) полагаем, что дырки неподвижны. Динамика электронного распределения описывается нелинейным уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \mu_e \frac{\partial}{\partial z} (n_e E) - D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} = 0, \quad (3)$$

учитывающим дрейф и диффузию электронов. Здесь D_e — коэффициент диффузии электронов. Как следует из (3), характерная глубина проникновения электронов z_s определяется из равенства их диффузионного и дрейфового потоков. Так как все образовавшиеся дырки сосредоточены на поверхности кристалла, изменения электрического поля $E(z, t)$ в объеме кристалла связаны только с пространственным распределением электронов и описываются уравнением Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial z} = - \frac{Q_0}{\epsilon \epsilon_0} n_e. \quad (4)$$

Здесь ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость кристалла, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. Исключая из уравнений (3) и (4) n_e , получаем уравнение типа Бюргера для электрического поля:

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \mu_e E \frac{\partial E}{\partial z} - D_e \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0.$$

Стационарное распределение электрического поля:

$$E(z) = \frac{E_0}{1 + z/z_s} \theta(z), \quad E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (5)$$

где $\theta(z)$ — функция Хевисайда: $\theta(z) = 0$ при $z < 0$, $\theta(z) = 1$ при $z \geq 0$, устанавливается на временах порядка максвелловского времени релаксации электронов $\tau_M^e = 2D_e / (\mu_e E_0)^2 \sim E_{abs}^{-2}$. Характерная глубина проникновения поля и электронов в кристалл

$$z_s = \sqrt{2D_e \tau_M^e} \quad (6)$$

уменьшается с увеличением E_{abs} , что означает затруднение разделения электронов и дырок с ростом их концентрации. Вместе с (6) условие (2) позволяет получить ограничение сверху на энергии воздействия, при которых пространственное разделение носителей существенно:

$$E_{abs} \ll E_1 = 2 \frac{\epsilon \epsilon_0}{Q_0} c \frac{D_e}{\mu_e} h\nu_L. \quad (7)$$

Описание процесса возбуждения звука в рассматриваемом случае зависит от соотношения скорости звука c_L и скоростей дрейфа v_{dr}^e и диффузии v_{dif}^e электронов. Проанализируем пьезогенерацию звука в случае, когда скорость дрейфа электронов в электрическом поле дырок меньше скорости звука:

$$|v_{dr}^e| \ll c_L. \quad (8)$$

Режим 1.1. Если скорость диффузии электронов намного меньше скорости звука, то при описании генерации звука нельзя пренебрегать конечностью глубины проникновения света. В силу того, что скорость дрейфа электронов по мере разделения зарядов нарастает от $v_{dr}^e(t=0) = 0$ до $|v_{dr}^e(t \sim \tau_M^e)| = v_{dif}^e(t \sim \tau_M^e)$, на временах $t < \tau_M^e$ дрейф электронов медленнее диффузии и им можно пренебречь. Уравнение (3) становится линейным. Будем считать

$$n(t=0, z) = n_0 e^{-\alpha z}, \quad (9)$$

где $n_0 = \frac{\alpha E_{abs}}{h\nu_L}$. Тогда скорость диффузии электронов $v_{dif}^e = -\frac{D_e}{n} \frac{\partial n}{\partial z}$ в начальный момент времени одинакова во всех точках пространства $v_{dif}^e = \alpha D_e$ и при $t > 0$ уменьшается в результате расплывания облака фотовозбужденных носителей. Так как $v_{dif}^e(t=0) = \alpha D_e \ll c_L$, то в рассматриваемом режиме безразмерный параметр, характеризующий отношение времени пробега звука ко времени диффузии электронов по

области поглощения света $m_{De} \equiv \frac{\alpha D_e}{c_L} \ll 1$. Используя результаты работы [5], удастся

показать, что в этом линейном режиме при дозвуковой диффузии электронов до установления диффузионно-дрейфового равновесия возбуждается акустический импульс с длительностью порядка времени пробега звуком области поглощения света $\tau_a \sim \tau_\alpha = \alpha^{-1}/c_L$. Это означает, что генерация звука фактически происходит при "включении" пьезоисточников в области фотовозбуждения.

После установления диффузионно-дрейфового равновесия электронов ($t > \tau_M^e$) возбуждение звука происходит при пространственном расплывании дырок. В силу $m_{Dh} \equiv \alpha D_h/c_L \ll m_{De} \ll 1$ генерируется импульс с длительностью τ_α , но существенно меньшей амплитуды, которым можно пренебречь.

Режим 1.2. В случае $m_{De} \gg 1$ поглощение света можно считать поверхностным и с точки зрения генерации звука. При этом скорость диффузии является сверхзвуковой на расстояниях $\ll \alpha^{-1}$:

$$v_{dif}^e \gg c_L. \quad (10)$$

Дальнейшее диффузионное расплывание облака неравновесных электронов происходит с уменьшающейся во времени скоростью $v_{dif}^e \sim \sqrt{\frac{D_e}{t}}$. Так как, согласно (8),

скорость дрейфа электронов в постоянном поле дырок $E_h = \frac{1}{2} \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$ меньше скорости

звука, облако диффундирующих носителей сначала замедляется до скорости звука ($v_{dif}^e = c_L$), а затем до скорости дрейфа ($v_{dif}^e = v_{dr}^e$). Следовательно, момент времени, когда акустическая волна, бегущая от границы, догоняет фронт облака диффундирующих носителей ($c_L \tau_{De} = \sqrt{D_e \tau_{De}}$, наступает раньше, чем устанавливается стационарное

распределение электронов $\tau_{De} = \frac{D_e}{c_L^2} < \tau_M^e$. В этом случае звук эффективно

возбуждается до тех пор, пока акустическая волна не обгонит диффузионную. В силу (8) и (10) дрейфом электронов по сравнению с диффузией до установления диффузионно-дрейфового равновесия можно пренебречь. Эта линейная задача была решена в работе [5]. Возбуждаемый акустический импульс является однополярным с длительностью, равной времени отрыва акустической волны от диффузионной волны электронов $\tau_a \sim \tau_{De}$.

Следует отметить, что скорость дрейфа электронов в постоянном поле дырок меньше скорости звука при энергиях лазерного воздействия

$$E_{abs} < E_2 = \frac{1}{m_{De}} E_1. \quad (11)$$

Дополнительный анализ показывает, что генерацией звука в процессе движения носителей на временах $t \gg \tau_M^e$ можно пренебречь как при $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$, так и при $m_{De} \gg 1 \gg m_{Dh}$.

Режим 2. Если энергия мгновенного лазерного воздействия превышает критическую величину E_2 , то скорость дрейфа электронов в постоянном поле дырок становится больше скорости звука:

$$|v_{dr}^e| \gg c_L. \quad (12)$$

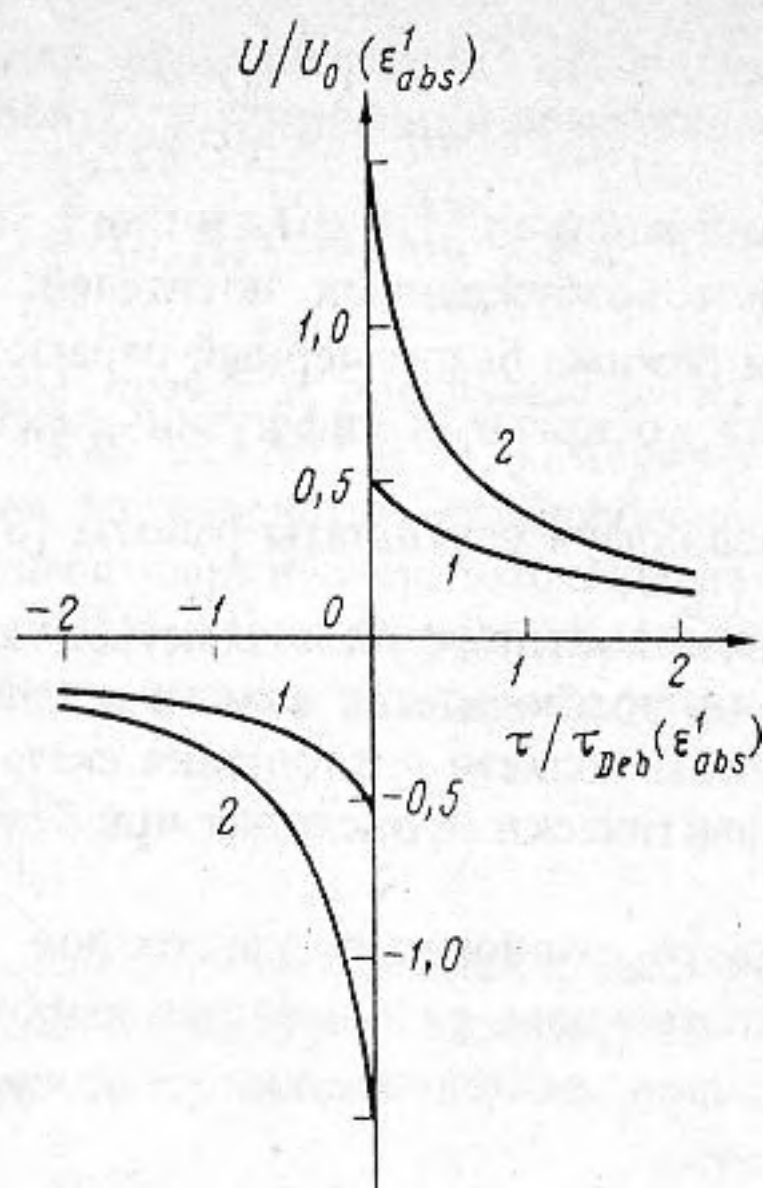


Рис. 1. Профили импульсов продольной деформации, возбуждаемых при мгновенном "включении" пьезоисточников в случае существенного разделения заряда (режим А 2), для различных энергий лазерного воздействия: 1 - $\epsilon_{abs} = \epsilon^1_{abs}$; 2 - $\epsilon_{abs} = 3\epsilon^1_{abs}$

В этом случае фронт облака диффундирующих от поверхности неравновесных электронов, замедляясь со временем, достигает при τ_M^e скорости дрейфа, и в результате этого наступает диффузионно-дрейфовое равновесие. Так как к моменту времени $t \sim \tau_M^e$ электроны в силу (2) диффундируют далеко за пределы области их фотовозбуждения и скорость их диффузии на временах $t \leq \tau_M^e$ больше скорости звука, это означает, что время диффузии электронов по области поглощения света меньше времени пробега звуком этой области. Следовательно, в рассматриваемом режиме $m_{De} \gg 1$.

В силу (12) область пространственного разделения носителей z_s является акустически толстой $z_s \gg \tau_M^e c_L$, поэтому можно считать, что включение объемных источников звука (5) происходит мгновенно в момент времени $t \sim \tau_M^e$: $E(z, t) = E(z) \theta(t)$. Подставляя в (1), получаем, что профиль продольной деформации имеет симметричную дуполярную форму (рис. 1):

$$U(\tau) = \frac{1}{2} U_0 \operatorname{sgn}(\tau) \frac{1}{1 + c_L |\tau|/z_s} U_0 = e Q_0 E_{abs} / \epsilon \epsilon_0 \rho c_L^2 h \nu_L. \quad (13)$$

Как видно из (13), характерная длительность акустического импульса порядка времени пробега звуком области разделения фотовозбужденных носителей $\tau_a \sim \frac{z_s}{c_L}$. Такая

длительность импульса фактически соответствует дебаевскому времени экранирования

[4] $\tau_a \sim \frac{z_s}{c_L} \sim \frac{\sqrt{D_e \tau_M^e}}{c_L} = \sqrt{\tau_{De} \tau_M^e} \equiv \tau_{Deb}$. Следует отметить, что с увеличением энергии лазерного δ -воздействия амплитуда возбужденного акустического импульса линейно растет, а длительность уменьшается ($\sim E_{abs}^{-1}$).

После установления диффузионно-дрейфового равновесия электронов в зависимости от соотношения скорости дрейфа дырок и скорости звука возможны два различных режима, отличающихся характером движения носителей.

Режим 2.1. Если скорость дрейфа дырок в постоянном поле электронов меньше скорости звука

$$v_{dr}^h \ll c_L, \quad (14)$$

то область формирования акустического импульса l_a , возбуждаемого в процессе движения дырок при $t > \tau_M^e$, намного меньше длины z_s . Движение дырок не сказывается

существенно на распределении электронов, и задача о возбуждении звука на временах $t > \tau_M^e$ сводится к линейной задаче пьезогенерации звука за счет движения дырок. Отметим, что условие (14) имеет место при энергиях лазерного δ_1 -воздействия, не превышающих критическую величину $E_3 = \frac{1}{m_{Dh}} E_1$:

$$E_{abs} \ll E_3. \quad (15)$$

Дополнительный анализ показывает, что генерацией звука в процессе движения дырок на времена $t > \tau_M^e$ вновь можно пренебречь независимо от скорости их диффузии (и при $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$ и при $m_{De} \gg 1 \gg m_{Dh}$).

Режим 2.2. Если энергия лазерного воздействия превышает энергию E_3 , то дрейфовая скорость дырок становится больше скорости звука. В этом случае область формирования акустического импульса в процессе движения дырок при $t > \tau_M^e$ больше z_s :

$$l_a \sim \frac{D_h}{c_L} \gg z_s. \quad (16)$$

Физически это формальное неравенство означает, что на временах $t > \tau_M^e$ происходит амбиполярная диффузия носителей, и распределение фотовозбужденных носителей заряда является квазинейтральным. Как следует из (2) и (16), в рассматриваемом режиме $m_{Dh} \gg 1$. Следовательно, $E_3 < E_1$. Таким образом, при $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$ в определенном интервале энергий лазерного воздействия $E_3 < E_{abs} < E_1$ имеет место амбиполярная диффузия неравновесных носителей, поэтому пьезоисточником звука в этом режиме является поле Дембера:

$$E_D = - \frac{D_e - D_h}{\mu_e + \mu_h} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \simeq - \frac{D_e}{\mu_e} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}.$$

В линейном приближении $n = n_{равн} + n'$ ($n' \ll n_{равн}$, где $n_{равн}$ — равновесная концентрация носителей):

$$E_D \simeq - \frac{D_e}{\mu_e} \frac{1}{n_{равн}} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (17)$$

Здесь используется для неравновесной концентрации прежнее обозначение $n \equiv n$. Воспользовавшись результатами работ [5, 6], можно показать, что длительность импульса, возбуждаемого этим полем, $\tau_a \sim \omega_D^{-1} = \frac{D}{c_L^2} \simeq \frac{2D_h}{c_L^2}$ определяется временем отрыва акустической волны от облака квазинейтральной ЭД плазмы и в силу (16) значительно больше длительности импульса $\tau_a \sim \tau_{Deb}$, возбуждаемого при мгновенном включении объемных источников звука. Сравнение величин деформаций показывает, что в физической ситуации, когда $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$, амплитуда импульса, возбуждаемого при $t < \tau_M^e$, существенно превышает амплитуду импульса, возбуждаемого при $t > \tau_M^e$. Таким образом, в процессе амбиполярной диффузии возбуждается длинный акустический импульс, но с очень малой амплитудой, поэтому результирующий импульс деформации определяется главным образом движением электронов на временах $t < \tau_M^e$.

Особо подчеркнем, что при попытке экспериментального наблюдения подобных сигналов необходимо помнить, что соответствующие частоты ($\omega \sim \tau_{Deb}^{-1}$) должны попадать в акустический диапазон. В противном случае будет наблюдаться только сигнал, отвечающий амбиполярному движению плазмы.

Случай Б. При значительном превышении критической энергии лазерного воздействия E_1 область поглощения лазерного излучения становится намного толще области разделения заряда:

$$\alpha^{-1} \gg z_s. \quad (18)$$

Условие (18) означает, что поглощение света является объемным с точки зрения пространственного разделения носителей.

Как известно, при объемном поглощении света пространственное распределение энергии лазерного воздействия определяется законом Бугера: $E_{abs}(z) = E_{abs} e^{-\alpha z}$. Когда энергия E_{abs} меньше E_1 , то пространственное разделение заряда z_s достигает величины, превышающей характерный масштаб α^{-1} , т.е. происходит существенное разделение заряда. Расстояние, на котором энергия лазерного воздействия сравнивается с E_1 , определяется выражением

$$z^* = \alpha^{-1} \ln [E_{abs}/E_1] \geq \alpha^{-1}. \quad (19)$$

В зависимости от соотношения масштабов области поглощения света α^{-1} и области формирования акустического импульса за время установления диффузионно-дрейфового равновесия возможны два различных режима возбуждения звука.

Режим 1. Глубина поглощения света намного больше области пробегаемой звуком за время пространственного разделения фотовозбужденных носителей τ_M^e

$$\alpha^{-1} \gg \tau_M^e c_L, \quad (20)$$

т.е. область поглощения света является акустически толстой. В этом случае звук не успевает до установления диффузионно-дрейфового равновесия отследить изменения, происходящие в распределении электронов. К моменту времени $t \sim \tau_M^e$ устанавливается стационарное распределение объемных пьезисточников звука. На расстояниях $z \ll z^*$ при экспоненциально уменьшающемся с глубиной проникновения в кристалл распределении фотовозбужденных носителей (9) поле Дембера является постоянной величиной:

$$E_D \approx \alpha \frac{D_e}{\mu_e} = \text{const.} \quad \text{На расстояниях } z \gg z^* \text{ электрическое поле, возникшее при существ-$$

венном разделении электронов и дырок, не демберовское и, как и в режиме 2 случая А, убывает с уменьшением концентрации ЭД плазмы. Тогда модель для пьезисточников звука в случае (20) можно сформулировать следующим образом:

$$E(z, t) \approx \alpha \frac{D_e}{\mu_e} \frac{n_0 \exp(-\alpha z) \theta(t)}{n_{cr} + n_0 \exp(-\alpha z) \theta(t)}, \quad (21)$$

где $n_{cr} = n_0 \exp(-\alpha z^*)$. Подставляя (21) в (1), получаем выражение для профиля продольной деформации:

$$U(\tau)_{\text{МГН. Вкл.}} = NU_1 \text{sgn}(\tau) \frac{e^{-\alpha c_L |\tau|}}{[1 + Ne^{-\alpha c_L |\tau|}]^2}, \quad (22)$$

где $N \equiv \frac{n_0}{n_{cr}} = \frac{E_{abs}}{E_1} = e^{\alpha z^*}$ — безразмерный параметр, характеризующий энергию лазер-

ного воздействия, $U_1 = \frac{\alpha}{2\rho c_L^2} \frac{eD_e}{\mu_e}$. Представление (22) описывает трансформацию

профиля симметричного двуполярного сигнала ($U(\tau) = -U(-\tau)$) по мере увеличения энергии лазерного воздействия. При $N > 1$ ($E_{abs} > E_1$), как показывает анализ выражения (22), максимум возмущения реализуется в момент $\tau_{\text{max}} = \pm (\alpha c_L)^{-1} \ln N = \pm z^*/c_L$. В предельном случае $N \rightarrow 1$: $\tau_{\text{max}} \rightarrow 0$, так как при $n_0 \rightarrow n_{cr}$ наибольшие градиенты фотовозбужденных носителей, а следовательно, и электрического поля имеют место на границе кристалла. Длительность каждой фазы акустического импульса при $1 < N < 6$ растет с увеличением энергии лазерного воздействия $\tau_a = \tau_\phi + |\tau_{\text{max}}|$ ($\tau_\phi \approx (\alpha c_L)^{-1}$ — постоянная длительность фронта импульса). При дальнейшем увеличении энергии длительность каждой фазы импульса по полувысоте остается постоянной: $\tau_a \approx 2\tau_\phi$ — и определяется временем пробега звука по области поглощения света, а пики различных фаз раздвигаются (рис. 2). Сдвиг пиков свидетельствует о смещении области наиболее эффективной генерации звука в глубь кристалла. Амплитуда

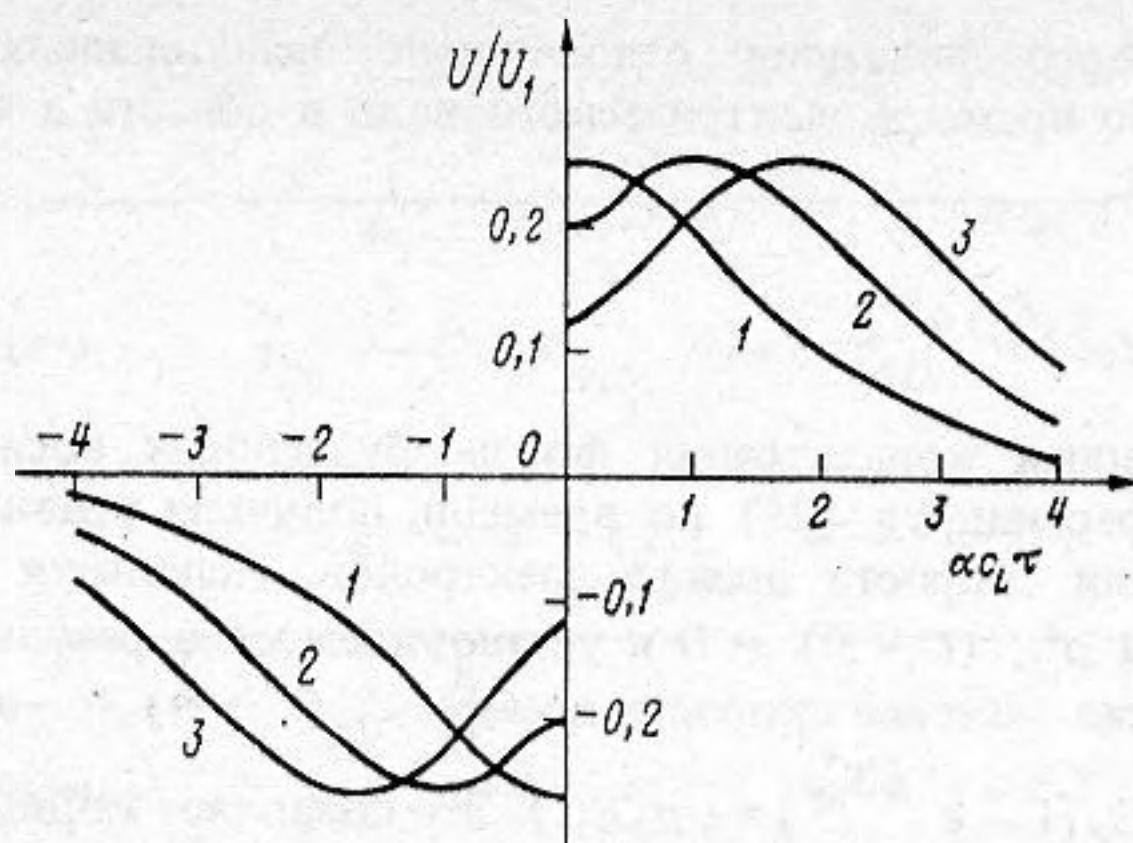


Рис. 2. Профили импульсов продольной деформации, возбуждаемых при мгновенном "включении" пьезоисточников в случае незначительного разделения заряда (режим Б 1), для различных энергий лазерного воздействия: 1 - $N = 1$, 2 - $N = 3$, 3 - $N = 6$

акустического импульса, как видно из (22), при $N > 1$ насыщается на уровне $|U_{\max}| = \frac{1}{4}U_1$, что обусловлено постоянной величиной градиентов электрического поля, на которых происходит эффективная генерация звука.

После установления электрического поля (21) ($t > \tau_M^e$) происходит амбиполярная диффузия носителей, которая при $D_e \gg D_h$ определяется диффузией дырок $D = \frac{2D_e D_h}{D_e + D_h} \approx 2D_h$. В линейном приближении возбуждение звука в процессе амбиполярной диффузии при объемном фотовозбуждении носителей (9) было описано в работе [6]. Анализ решения показал, что этими деформациями можно пренебречь по сравнению с сигналом от мгновенного включения поля Дембера как при $m_D \ll 1$, так и при $m_D \gg 1$. Отметим, однако, что в последнем случае (режим 1.2) амплитуда деформаций в $m_D \gg 1$ раз меньше, в то время как длительность импульсов в $m_D \gg 1$ раз больше по сравнению с (22).

Режим 2. Глубина поглощения света намного меньше области, пробегаемой звуком за время $t \sim \tau_M^e$:

$$\alpha^{-1} \ll \tau_M^e c_L, \quad (23)$$

т.е. область поглощения является акустически тонкой. Одновременное выполнение условий (18) и (23) приводит к неравенству $z_s \ll \tau_M^e c_L$. Следовательно, в рассматриваемом режиме скорость диффузии электронов значительно меньше скорости звука и $m_{De} \ll 1$. Как следует из (23), этот режим реализуется при поглощенных энергиях

лазерного воздействия, не превышающих критическую величину $E_4 = \frac{1}{\sqrt{2m_{De}}} E_1$, которая в силу $m_{De} \ll 1$ больше E_1 . С учетом условия (18) получаем интервал энергий, в котором возможен рассматриваемый режим

$$E_1 < E_{abs} < E_4. \quad (24)$$

Поскольку время пробега звука по области поглощения меньше τ_M^e , звук успевает отследить нарастание пьезоисточников до установления диффузионно-дрейфового равновесия электронов.

Электрическое поле, возникающее при пространственном разделении электронов и дырок, определяет скорость дрейфа электронов:

$$v_{dr}^e(t) = \mu_e E(t). \quad (25)$$

В то же время само электрическое поле зависит от смещения электронов в результате

диффузионно-дрейфового движения относительно неподвижных дырок. Опишем процесс нарастания во времени электрического поля в области $z \ll z^*$, где разделение заряда несущественно:

$$E(t) = \frac{Q_0 n_e}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^t (v_{dif}^e + v_{dr}^e) dt. \quad (26)$$

Здесь n_e — характерная концентрация фотовозбужденных носителей. Подставляя (26) в (25) и дифференцируя (25) по времени, получаем уравнение, описывающее изменение во времени скорости дрейфа электронов. Используя начальное условие для скорости дрейфа $v_{dr}^e(t=0) = 0$ и установившееся в результате диффузионно-дрейфового равновесия значение скорости дрейфа $v_{dr}^e(t \rightarrow \infty) \simeq -v_{dif}^e(t=0) = -\alpha D_e$, находим $v_{dr}^e(t) = -\alpha D_e (1 - e^{-t/\tau_M^e}) = -\mu_e E(t)$. Это позволяет модифицировать модель (21):

$$E(z, t) \cong \alpha \frac{D_e}{\mu_e} \frac{n_0 \exp(-\alpha z)}{n_{cr} + n_0 \exp(-\alpha z)} (1 - e^{-t/\tau_M^e}) \theta(t), \quad (27)$$

где в дальнейшем для простоты пренебрегается пространственной зависимостью τ_M^e : $\tau_M^e(n) \equiv \tau_M^e(n_0)$. Подставляя (27) в (1), получаем

$$U(\tau) \simeq - \frac{e}{2\rho c_L^3} \frac{D_e}{\mu_e} \frac{1}{\tau_M^e} \ln(1 + N e^{-\alpha c_L \tau}). \quad (28)$$

Характерная длительность этого сигнала порядка z^*/c_L . На временах $0 \leq t \leq z^*/c_L$ после лазерного воздействия скорость изменения электрического поля в силу (24) и (27) практически постоянна. Следовательно, этот сигнал связан с мгновенным включением источников и не содержит информации о временной динамике электрического поля. Эта динамика проявляется на временах $t \sim \tau_M^e \gg z^*/c_L$. Для вычисления профиля импульса на таком временном масштабе можно упростить (1), считая поглощение света поверхностным:

$$U(\tau) = - \frac{e}{\rho c_L^3} \int_0^\infty dz \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}(\tau, z) z.$$

Используя (27), находим

$$U(\tau) \cong \frac{e}{2\rho c_L^3} \frac{\alpha D_e}{\mu_e} \frac{1}{\tau_M^e} z^* \left(\frac{z^*}{c_L \tau_M^e} \right) e^{-\tau/\tau_M^e} \theta(\tau).$$

Амплитуда этого сигнала в $c_L \tau_M^e / z^* \gg 1$ раз меньше амплитуды сигнала (28), а характерная длительность во столько же раз больше. Соответственно смещения элементов среды, вызываемые этими двумя компонентами акустической волны, одного порядка. Отметим, что аналогичная по физическому смыслу ситуация может реализовываться в режимах А 2.2 и Б 1.2. Речь идет о том, что, в случае регистрации в эксперименте не деформации, а смещения, некоторые из рассчитанных, но отброшенных нами компонент сигнала надо принимать во внимание.

Дополнительный анализ показал, что в рассматриваемом режиме Б.2 генерацией звука на временах $t > \tau_M^e$ можно пренебречь.

Введенные выше безразмерные параметры m_{De} и m_{Dh} позволяют проанализировать возбуждение звука в пьезоэлектрике при увеличении энергии лазерного воздействия в трех физических ситуациях: 1) $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$, 2) $m_{De} \gg 1 \gg m_{Dh}$, 3) $1 \gg m_{De} \gg m_{Dh}$.

Рассмотрим в качестве примера случай $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$. В такой физической ситуации критические энергии E_1, E_2, E_3 соотносятся следующим образом: $E_2 < E_3 < E_1$. При энергиях лазерного δ -воздействия $E_{abs} < E_2$ реализуется режим А 1.2. В этом

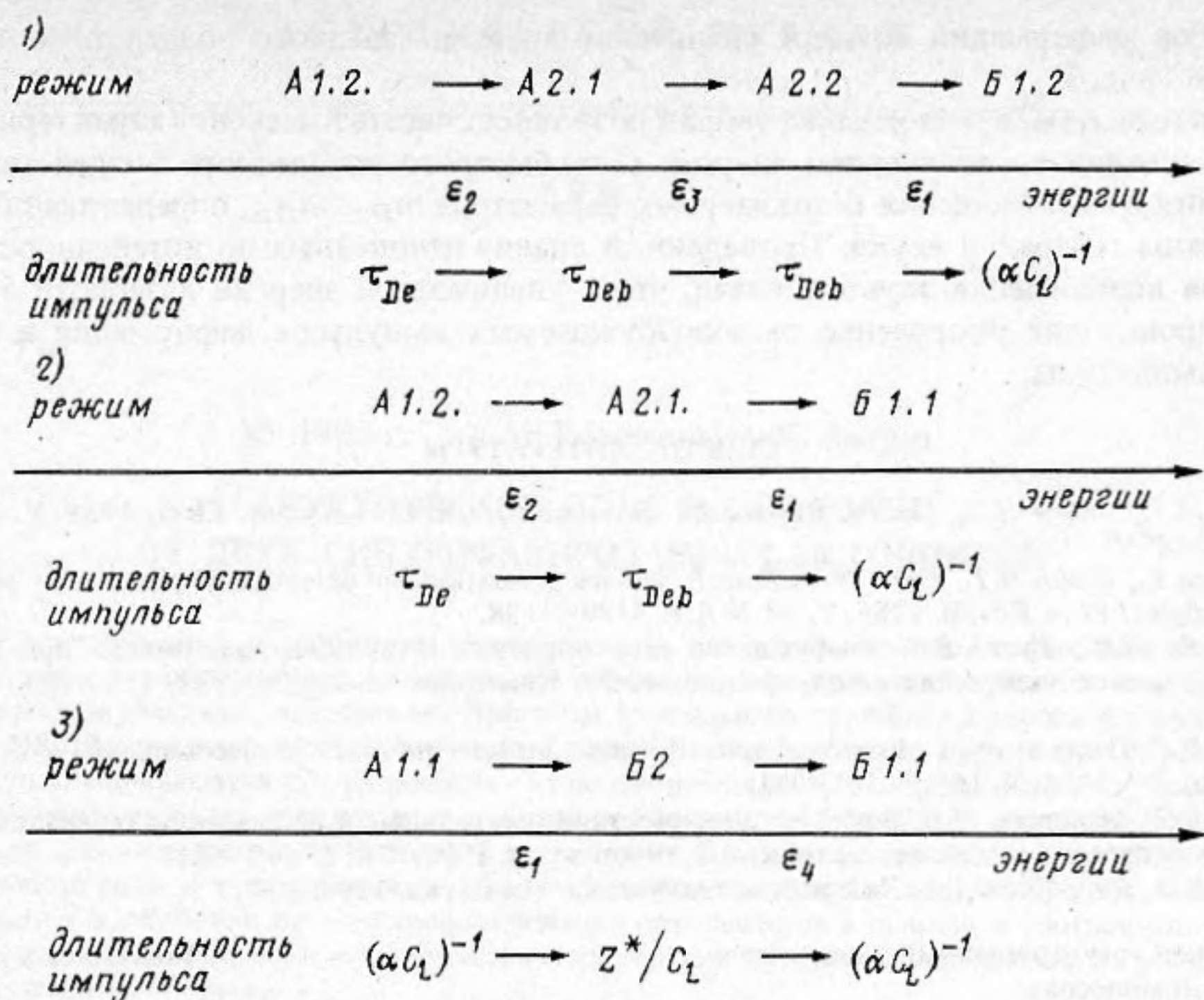


Рис. 3. Изменение длительности импульса продольной деформации с увеличением энергии лазерного воздействия в трех физических ситуациях: 1 - $m_{De} \gg m_{Dh} \gg 1$, 2 - $m_{De} \gg 1 \gg m_{Dh}$, 3 - $1 \gg m_{De} \gg m_{Dh}$

режиме, концентрация фотовозбужденных носителей такова, что скорость дрейфа электронов меньше скорости звука. Длительность возбуждаемого импульса определяется временем отрыва акустической волны от диффузионной волны электронов ($\tau_a \sim \tau_{De}$), а амплитуда линейно растет с энергией лазерного излучения ($U_0 \sim E_{abs}$). При увеличении энергии $E_{abs} > E_2$ концентрация фотовозбужденных дырок достигает такой величины, что дрейф электронов в постоянном поле дырок ускоряется от дозвуковых до сверхзвуковых скоростей. В диапазоне энергий $E_2 < E_{abs} < E_3$ имеет место режим А 2.1. и возбуждается импульс деформации с длительностью $\tau_a \sim \tau_{Deb}$ и амплитудой $U_0 \sim E_{abs}$. Дальнейшее повышение энергии до $E_{abs} > E_3$ приводит к такому росту концентрации фотовозбужденных носителей, что дрейф дырок в постоянном поле электронов ускоряется до сверхзвуковых скоростей, и на временах $t > \tau_M^e$ происходит амбиполярная диффузия фотовозбужденных носителей. В интервале $E_3 < E_{abs} < E_1$ реализуется режим А 2.2. В этом случае возбуждается акустический импульс с амплитудой U_0 и длительностью $\tau_a \sim \tau_{Deb}$. Таким образом, с повышением энергии лазерного воздействия длительность импульса уменьшается ($\tau_{De} > \tau_{Deb}$, так как $D_e/c_L = \sqrt{D_e \tau_{De}} > z_s \approx \sqrt{D_e \tau_M^e}$), а амплитуда импульса увеличивается. Когда энергия лазерного воздействия превышает E_1 , концентрация фотовозбужденных носителей становится такой большой, что разделение заряда незначительно ($z_s \ll \alpha^{-1}$). Происходит амбиполярная диффузия фотовозбужденных носителей, реализуется режим Б 1.2. Длительность возбуждаемого импульса определяется временем пробега звука по области поглощения и в силу (2) уменьшается ($\tau_{Deb} > (\alpha c_L)^{-1}$, так как $z_s |_{E_{abs} < E_1} > \alpha^{-1}$), а амплитуда насыщается ($|U_{max}| = \frac{1}{4} U_1$). Таким образом, с увеличением энергии лазерного воздействия происходит укорочение возбуждаемых за счет обратного пьезоэффекта акустических импульсов и насыщение их амплитуды. Соотношение критических энергий во второй и третьей физических ситуациях и изменение длительности возбуждаемых

импульсов деформации по мере увеличения энергии лазерного воздействия показано на схеме (рис. 3).

Таким образом, предложенная теория позволяет описать изменение характеристик ОА преобразования с увеличением энергии сверхбыстрого оптического воздействия в зависимости от соотношения безразмерных параметров m_{De} , m_{Dh} , определяющих линейный режим генерации звука. Проведенный анализ нелинейных по интенсивности света режимов возбуждения звука показал, что с увеличением энергии лазерного δ -воздействия происходят укорочение пьезовозбуждаемых импульсов деформации и насыщение их амплитуды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J.* Picosecond ultrasonics // IEEE J. Quant. Elect. 1989. V. 25. № 12. P. 2562–2569.
2. *Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J.* Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. № 6. P. 4129–4138.
3. *Аванесян С.М., Гусев В.Э.* Возбуждение сверхкоротких импульсов деформации при поглощении оптического излучения в полупроводниках // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 6. С. 1241–1249.
4. *Gusev V.E.* Generation of picosecond acoustic pulses by laser radiation in piezosemiconductors // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 158. P. 367–381.
5. *Гусев В.Э., Макарова Л.Н.* Влияние поверхностной рекомбинации на лазерную генерацию акустических импульсов в пьезодиэлектриках // Акуст. журн. 1991, № 4, С. 670–681.
6. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1990. 304 с.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
28.06.91

V.E. Gusev, L.N. Makarova

NONLINEAR REGIMES OF LONGITUDINAL ACOUSTIC PULSE EXCITATION IN PIEZOELECTRIC BY ULTRASHORT LASER ACTION

The excitation of longitudinal acoustic pulses as a result of the inverse piezoeffect in electric fields induced by the spatial separation of instantaneously photogenerated electrons and holes is analyzed theoretically. The investigation of nonlinear regimes of sound generation in a piezodielectric is carried out. The process of opto-acoustic conversion depends considerably of the penetration depth of laser radiation. Two limiting cases of laser radiation absorption in a piezocrystal are considered. When the absorption region is diffusively thin the strain pulse duration is determined by the Debye screening time in the case of rapid (supersonic) drift of optically generated electrons in a hole field. Acoustic pulses amplitude increases linearly with the energy increase of a laser delta-influence, while the duration decreases. In the case when the light absorption region is thick for spatial charge separation the Dember field is a piezo-source of sound. The nonlinear transformation of a strain pulse profile is investigated in the regime of acoustically thick absorption region. The saturation of the excited opto-acoustic pulse amplitude is revealed. The proposed theory allows to describe the change of opto-acoustic conversion characteristics with the growth of instantaneous optical action energy depending on correlation of the dimensionless parameters m_{De} and m_{Dh} determining the diffusion velocity of photogenerated electrons and holes. It is found out that the duration of the excited longitudinal strain pulses decreases with the energy increase of the laser action while the amplitude saturates.