цию интенсивности $u \equiv 2\,GC_1C_1^*/q = ze^{-z}[{}_1F_1(A,\ 3/2;\ z)]^2$, где $z \equiv x^2qG/2$. Нетрудно видеть, что в диапазоне значений $0<z<1$, который соответствует рабочей области фильтра, функция ${}_1F_1(A,\ 3/2;\ z)$ при фиксированном z монотонно возрастает с ростом A. Поэтому при заданных q, G и $x=l$ максимальное значение параметра и достигается при $\eta=G$.

На рис. 3, *а* дан график зависимости функции u от аргумента a, который связан с A линейной зависимостью (6). При этом каждая кривая графика соответствует фиксированному значению z, указанному возле кривой. Пользуясь этим графиком, легко построить профиль распределения интенсивности $C_1C_1^*$ по параметру ηl, определяющий полосу пропускания (рис. 3, *б*).

Пусть, например, $q=0{,}32$ см$^{-1}$ и $G=0{,}05$ см$^{-1}$ (т. е. $q/G=6{,}4$), тогда для сечения $l=10$ см получаем значение $z=0{,}8$. Максимальное значение u (а также и $C_1C_1^*$) достигается при $\eta=G$ и находится непосредственно из графика кривой $z=0{,}8$ по абсциссе 6,4. При этом $u_{\max}=0{,}32$. Определяем, пользуясь той же кривой, по ординате 0,16 (т. е. 50% от $u_{\max}$) значение $a=10{,}8$. Таким образом, $(\eta l)_1=3{,}2$ и $(\eta l)_2=-2{,}2$. Следовательно, $\Delta(\eta l)=(\eta l)_1+|(\eta l)_2|=5{,}4$. Действуя этим же путем, получаем весь профиль распределения $C_1C_1^*=f(\eta l)$, представленный на рис. 3, *б*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1980. 21, № 1. С. 90. [2] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1979. [3] Murphy G. Ordinary differential equations. Princeton, 1960. [4] Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979.

Поступила в редакцию
22.06.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

УДК 535.211:621.315

ТЕРМОУПРУГАЯ ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПРОЦЕССЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИФФУЗИИ ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

В. Э. Гусев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследована возможность оптоакустического определения длины диффузии неравновесной электронно-дырочной плазмы в полупроводнике.

Генерация звука в процессе гидродинамического расширения электронно-дырочной (ЭД) плазмы изучалась в работах [1—3]. Результаты исследований [1, 3] указывают на то, что уже при сравнительно небольших концентрациях фотовозбужденных ЭД пар вблизи поверхности полупроводника фронт движущейся плазмы может преодолевать звуковой барьер. Поэтому при достаточно больших интенсивностях оптического воздействия расширение ЭД плазмы в глубь кристалла происходит со скоростями, существенно превышающими скорость звука. Однако увеличение концентрации неравновесных носителей приводит к уменьшению времени их рекомбинации τ. Конечность времени

жизни ЭД пар, которая приводит к ограничению глубины проникновения плазмы в кристалл, в [1—3] не учитывалась.

В настоящей работе исследуется противоположная ситуация. Рассматривается генерация акустических волн в полупроводнике в условиях, когда время рекомбинации τ фотовозбужденной вырожденной плазмы существенно меньше времени τ_L оптического воздействия. В этом случае уравнение для концентрации $n(x, t)$ фотовозбужденных носителей

$$n_t = -(nv)_x - \frac{n}{\tau(n)} + \frac{\alpha(1-R)}{h\nu} I_0 e^{-\alpha x} f\left(\frac{t}{\tau_L}\right),$$

которое описывает их генерацию в процессе однофотонного межзонного поглощения света, движение и рекомбинацию, принимает квазистационарную форму

$$(nv)_x + \frac{n}{\tau(n)} = \frac{\alpha(1-R)}{h\nu} I_0 e^{-\alpha x} f\left(\frac{t}{\tau_L}\right). \tag{1}$$

Здесь x — продольная координата, v — газодинамическая скорость ЭД пар (которая в традиционных для вывода уравнения (1) предположениях [4] несущественно отличается от дрейфовой), α и R — коэффициенты поглощения и отражения света с энергией кванта $h\nu$, I_0 — интенсивность падающего на поверхность $x=0$ излучения.

Уравнение движения ЭД пар

$$Mn(v_t + vv_x + v\tau_d^{-1}) = -p_x \tag{2}$$

включает член $v\tau_d^{-1}$, который учитывает процессы рассеяния носителей, приводящие к потере полного импульса плазмы [4]. Характерное время τ_d демпфирования гидродинамического движения — порядка минимального из соответствующих времен рассеяния носителей на дефектах, ионизованных примесях, фононах. Будем считать, что в изучаемом нами низкотемпературном случае преобладает рассеяние на ионизованных включениях. Для дальнейшего принципиальное значение имеет тот факт, что при этом τ_d не зависит от температуры ($\tau_d \sim n$) [5], что позволяет расцепить уравнения движения неравновесных носителей и фононной теплопроводности. В уравнении (2) M — масса ЭД пары, p — внутреннее давление ЭД плазмы ($p = n^2 \partial E/\partial n$, где E — энергия ЭД пары). Для расширения ЭД плазмы со сверхзвуковыми скоростями ее концентрация должна существенно превосходить концентрацию ЭД жидкости [1, 3]. Поэтому в энергии ЭД пар преобладает кинетическая часть: $E \simeq an^{2/3}$, a — константа [6]. Тогда в предположении, что действие сил внутреннего давления уравновешивается преимущественно вязкостью, т. е.

$$|v_x| \ll \tau_d^{-1}, \tag{3}$$

из уравнения (2) определяется квазистационарная связь v с градиентом концентрации плазмы:

$$v \simeq -\frac{\tau_d}{M}\frac{1}{n} p_x \simeq -\frac{10}{9}\frac{a\tau_d}{M} n^{-1/3} n_x. \tag{4}$$

Используя (4), удобно представить уравнение (1) и соответствующее граничное условие в виде

$$-[D(n)n_x]_x+\frac{n}{\tau(n)}=\frac{\alpha(1-R)}{h\nu}I_0e^{-\alpha x}f\left(\frac{t}{\tau_L}\right),$$
$$D(n)n_x|_{x=0}=0, \tag{5}$$

где $D(n)\equiv(10/9)a\tau_dM^{-1}n^{2/3}$ — коэффициент диффузии вырожденной ЭД плазмы [7]. С помощью последнего обозначения удобно переписать (4), (3) в форме

$$v\simeq-D(n)n^{-1}n_x,\quad |[D(n)n^{-1}n_x]_x|\ll\tau_d^{-1}. \tag{6}$$

В настоящей работе, так же как и в [2], мы интересуемся ситуацией, когда движение носителей приводит к существенному изменению геометрии области энерговыделения в кристалле. В рамках задачи (5) это сводится к предположению, что длина l_D диффузии носителей за время их жизни существенно превосходит длину поглощения света $l_D\equiv\sqrt{D(n)\tau(n)}\gg\alpha^{-1}$. Тогда уравнение (5) сводится к однородному уравнению с измененными граничными условиями

$$[D(n)n_x]_x-\frac{n}{\tau(n)}=0,\quad D(n)n_x|_{x=0}=$$
$$=-\frac{(1-R)}{h\nu}I_0f\left(\frac{t}{\tau_L}\right)\equiv-J_0f\left(\frac{t}{\tau_L}\right). \tag{7}$$

Исследование [8] показало, что в случае $\tau\ll\tau_L$ преобладает термоупругий механизм генерации звука, что связано с эффективной перекачкой энергии в фононную подсистему в квазистационарных условиях. Предполагая, что процесс фононной теплопроводности носит диффузионный характер, а рекомбинации носителей — безызлучательный, мы для описания нагрева кристалла будем использовать уравнение [8]

$$T_t=D_TT_{xx}+\frac{\alpha(1-R)(h\nu-E_g)}{h\nu\rho_0c_p}I_0e^{-\alpha x}f\left(\frac{t}{\tau_L}\right)+\frac{E_g}{\rho_0c_p}\frac{n}{\tau(n)}. \tag{8}$$

Здесь $T(x,t)$ — температура, D_T — коэффициент решеточной теплопроводности, ρ_0 и c_p — плотность и теплоемкость кристалла, E_g — ширина запрещенной зоны. Генерация звука при мгновенном нагреве полупроводника в процессе внутризонной релаксации фотовозбужденных носителей (второе слагаемое в правой части (8)) детально обсуждалась в работе [8] и здесь рассматриваться не будет. Отметим лишь, что этот процесс не зависит от характера движения ЭД пар. Отделяя его и пренебрегая при условии

$$\sqrt{D_T\tau_L}\ll\sqrt{D\tau} \tag{9}$$

фононной теплопроводностью, мы в силу (7), (8) получаем

$$T_t\simeq\frac{E_g}{\rho_0c_p}\frac{n}{\tau(n)}\simeq E_g(\rho_0c_p)^{-1}[D(n)n_x]_x. \tag{10}$$

Решение волнового уравнения $V_{tt}-c_0^2V_{xx}=-k\beta\rho_0^{-1}T_{tx}$ для колебательной скорости V в акустической волне с граничными условиями

на свободной поверхности $x=0$ вне области генерации ($x \gg l_D$) имеет вид

$$V=\frac{k\beta}{2\rho_0 c_0^2}\int_0^\infty dx'\left[T_t\left(x',\ \tau+\frac{x'}{c_0}\right)-T_t\left(x',\ \tau-\frac{x'}{c_0}\right)\right], \tag{11}$$

где $\tau=t-x/c_0$, c_0 — скорость продольного звука, k и β — модуль упругости и коэффициент объемного расширения. Для прямоугольного лазерного импульса $f(t/\tau_L)=\Theta(t)-\Theta(t-\tau_L)$ временной ход концентрации носителей и роста температуры повторяют ход его огибающей (например, $n(x,\ t)=n(x)\,[\Theta(t)-\Theta(t-\tau_L)]$). В этом случае, используя (10), решение (11) можно преобразовать к виду

$$V=\frac{k\beta E_g}{2\rho_0^2 c_0^2 c_p}\,D(n)\,n_x\Big|_{c_0|\tau|}^{c_0|\tau-\tau_L|}, \tag{12}$$

где $n\equiv n(x)$ — решение задачи (7) в стационарном случае ($f\equiv 1$). Соотношение (12) определяет зависимость профиля акустической волны от распределения носителей в пространстве и времени лазерного воздействия. Уравнение (7) всегда описывает убывание n по мере удаления от границы $x=0$. Поэтому в рассматриваемом нами случае $\partial D/\partial n>0$ формула (12) определяет симметричный биполярный сигнал с фиксированным расположением пиков:

$$V(\tau)=-V(\tau_L-\tau),\quad |V|_{\max}=V(\tau=0)=-V(\tau=\tau_L),\quad \beta>0.$$

В качестве примера найдем пространственное распределение вырожденной, рассеивающейся на ионизованных примесях ЭД плазмы в случае ее оже-рекомбинации: $D(n)=\delta n^{5/3}$, δ — константа; $\tau^{-1}(n)=\gamma n^2$, γ — константа Оже. При этих зависимостях коэффициента диффузии и времени жизни ЭД пар от их концентрации решение задачи (7) имеет вид

$$n=(1+x)^{-6}, \tag{13}$$

где концентрация плазмы нормирована на ее поверхностную величину:

$$n\equiv\frac{n}{n_0},\quad n_0\equiv n(x=0)=\left[\frac{17J_0^2}{6\gamma\delta}\right]^{3/17}\sim I_0^{6/17}, \tag{14}$$

а пространственная координата — на характерное значение x_0:

$$x\equiv\frac{x}{x_0},\quad x_0\equiv\left[(6\delta)^9\left(\frac{17}{\gamma}\right)^8\frac{1}{J_0}\right]^{1/17}\sim I_0^{-1/17}, \tag{15}$$

которое приблизительно равно десяти длинам диффузии: $x_0=\sqrt{102}\times l_D(n_0)\simeq 10\sqrt{D(n_0)\,\tau(n_0)}$. Выражение (13) описывает, как и следовало ожидать, двукратное уменьшение концентрации плазмы на расстоянии диффузионной длины $l_D(n_0)\simeq 0{,}1\,x_0$ от поверхности. В соответствии с (14) рост концентрации носителей вблизи поверхности в основном ограничивается их оже-рекомбинацией в силу того, что зависимость $I_0^{6/17}$ весьма близка к $I_0^{1/3}$, которая следует из решения уравнения (5) в пренебрежении диффузией носителей. Наконец, согласно (15), глубина проникновения ЭД плазмы практически не зависит от интенсивности оптического воздействия. Подобная компенсация увеличения коэффициента диффузии уменьшением времени жизни ЭД пар являет-

ся характерной особенностью рассмотренного режима движения плазмы, что может быть использовано для его идентификации.

Используя (13), мы преобразуем профиль акустического импульса (12) к виду

$$V=(1+x)^{-17}\left|\frac{\tau}{\tau-A}\right|, \tag{16}$$

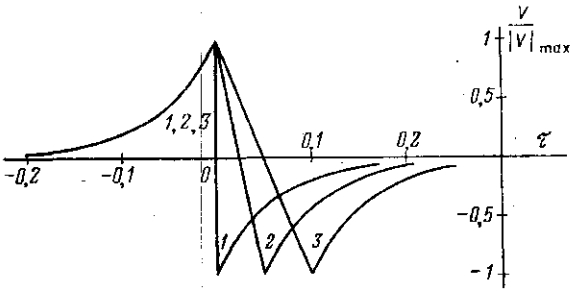
где

$$\tau=c_0\tau/x_0,\quad V=V/V_0,$$

$$V_0\equiv\frac{3k\beta E_g\delta n_0^{8/3}}{\rho_0^2c_0^2c_px_0}\sim I_0, \tag{17}$$

$$A\equiv c_0\tau_Lx_0^{-1}\sim I_0^{1/17}. \tag{18}$$

В соответствии с (16), (17) отклонения от линейной трансформации профиля звуковой волны при увеличении интенсивности фотовозбуждения связаны лишь с изменением параметра A, определяющего эффективность генерации акустических импульсов. Однако этот параметр меняется незначительно (18) из-за практического постоянства геометрии области фотовозбуждения. Поэтому изучение зависимости амплитуды возбуждаемых звуковых импульсов от интенсивности лазерных может позволить лишь идентифицировать режим расширения плазмы. Информацию же о пространственном распределении ЭД плазмы содержит профиль звукового сигнала. В частности, при $A\leqslant0{,}1$ диффузия неравновесных носителей влияет на длительность акустических импульсов. На рисунке представлены профили импульсов деформации при различных соотношениях между длительностью лазерного воздействия τ_L и временем пробега звуком диффузионной длины $l_Dc_0^{-1}$ $(A\sim0{,}1\,c_0\tau_Ll_D^{-1})$. Наиболее простым образом профиль акустической волны связан с пространственным распределением носителей в пределе $A\ll1$:



Профили колебательной скорости в акустической волне при $A=0$ (*1*), 0,05 (*2*) и 0,1 (*3*)

$$V|V|_{\max}^{-1}=-(1+|\tau|)^{-18}\operatorname{sign}\tau.$$

Режим $\tau\ll\tau_L$ реализовывался во многих низкотемпературных экспериментах при наносекундных оптических воздействиях [9—11]. На возможность реализации процесса термоупругой генерации акустических волн, в котором длительность звукового импульса определяется временем пробега звуком расстояния порядка диффузионной длины ЭД пар, указывают результаты экспериментов [11]. В работе [11] при воздействии света на CdTe, по оценкам авторов, реализовывались условия $\tau_L\simeq10$ нс, $\tau\simeq0{,}3$ нс, $v\simeq1{,}2\cdot10^7$ см·с$^{-1}$. Так как в силу (6) справедлива оценка $v\sim Dl_D^{-1}$, то $l_D\sim v\tau\simeq40$ мкм. Оценим расстояние, пробегаемое звуком за время лазерного воздействия: $c_0\tau_L\simeq40$ мкм ($c_0\simeq4\cdot10^5$ см·с$^{-1}$). Таким образом, в данном случае $A\sim0{,}1$ и может

быть дополнительно уменьшено укорочением времени оптического воздействия.

Убедимся, что выполняются все предположения, сделанные для упрощения уравнений. Оценим левую часть неравенства (6): $(Dn^{-1}n_x)_x \sim \sim Dl_D^{-2} \sim vl_D^{-1} \simeq 3\cdot 10^9$ с$^{-1}$. Она существенно меньше правой, так как, согласно [7], $\tau_d^{-1} \sim 10^{13}$ с$^{-1}$. Отметим, что так как фононная теплопроводность происходит со скоростями, не превышающими скорость продольного звука, то при $A \ll 1$ с необходимостью выполняется предположение (9). Укажем, что в наиболее интересной для нас ситуации $c_0\tau_L \ll l_D$ длина λ_a акустической волны определяется длиной диффузии $\lambda_a \sim l_D$, а для длительности τ_a звукового импульса справедливо $\tau_a \sim l_D c_0^{-1}$. Поэтому выполняется следующее соотношение между длинами диффузионной λ_D и акустической λ_a волн:

$$\lambda_D \equiv \sqrt{D\tau_a} \gg \sqrt{D\tau_L} \gg \sqrt{D\tau} \sim \lambda_a.$$

Этот случай не рассматривался в [8] из-за того, что при обычных температурах $D \sim 20 \div 50$ см^2/с и при наносекундных лазерных воздействиях реализуется обратное неравенство. В экспериментах же [11] $D \sim v^2\tau \simeq 4\cdot 10^4$ см$^2\cdot$с$^{-1}$, что близко по величине к максимально достижимому в сильных электрических полях [10].

В заключение отметим, что задача (7) в случае $f \equiv 1$ допускает аналитическое решение при любых аппроксимациях $D(n)$, $\tau(n)$ степенными функциями даже при дополнительном учете нелинейной поверхностной рекомбинации [12]. Это открывает возможность при сравнении экспериментальных результатов с теорией выявлять характер зависимостей $D(n)$, $\tau(n)$ и, в частности, судить о роли экранировки процессов рекомбинации [13] и рассеяния [5] ЭД пар, отклонений от параболичности зонной структуры полупроводников [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гусев В. Э.//ФТТ. 1987. **29**, № 8. С. 2316. [2] Гусев В. Э.//Акуст. журн. 1987. **33**, № 5. С. 863. [3] Гусев В. Э.//Письма в ЖЭТФ. 1987. **45**, № 6. С. 288. [4] Mahler G., Fourikis A.//J. Luminescence. 1985. **30**. P. 18. [5] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. [6] Райс Т., Хенсен Дж., Филлипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М., 1980. [7] Combescot M., Bok J.// //J. Luminescence. 1985. **30**. P. 1. [8] Гусев В. Э., Петросян Е. Г.//Акуст. журн. 1987. **33**, № 2. С. 223. [9] Modesti S., Frova A., Staehli J. L. et al.//Phys. Stat. Sol. (b). 1981. **108**. P. 281. [10] Romanek K. M., Nather H., Fisher J., Gobel E. O.//J. Luminescence. 1981. **24—25**. P. 585. [11] Schweizer H., Zielinski E., Forchel A., Mahler G.//Ibid. 1984. **31—32**. P. 503. [12] Алмазов Л. А., Малютенко В. К., Федоренко Л. Л.//Укр. физ. журн. 1981. **26**, № 5. С. 734. [13] Yoffa E. J.//Phys. Rev. 1980. **B21**, N 6. P. 2415.

Поступила в редакцию
26.10.87