

# Электронно-деформационный механизм фотовозбуждения гиперзвука в полупроводниках при постоянном электрическом поле

Н.В.Чигарев

*Исследовано влияние постоянного электрического поля на фотовозбуждение импульса гиперзвука в полупроводнике под действием электронно-деформационного механизма. Про моделированы профили акустических импульсов при различных направлениях электрического поля.*

**Ключевые слова:** оптоакустика, полупроводники, электронно-деформационный механизм.

## 1. Введение

Быстрое развитие техники генерации коротких лазерных импульсов в последние годы открыло широкие перспективы для возбуждения коротких импульсов звука. Такие импульсы гиперзвука представляют значительный научный интерес, поскольку позволяют проводить дефетоскопию различных материалов с высоким временным и пространственным разрешением. Фотовозбуждение импульсов гиперзвука в полупроводниках достаточно интенсивно изучается различными группами исследователей. Известно, что в полупроводниках действуют как тепловые, так и нетепловые механизмы генерации звука [1]. Было показано, что в отсутствие пьезоэффекта в полупроводниках доминирует электронно-деформационный механизм генерации звука. В этом случае акустический импульс генерируется благодаря деформационному потенциалу электронов и дырок. Отметим, что за время, значительно меньшее времени рекомбинации электронно-дырочной плазмы, длительность акустического импульса определяется процессами ее диффузии [2, 3].

В то же время из экспериментов [4] следует, что внешнее электрическое поле может оказывать влияние на профиль акустического импульса в полупроводнике. При наложении постоянного электрического поля на монокристалл германия наблюдался временной сдвиг акустического импульса. В [5] рассматривалась пьезогенерация звука в полупроводниках как в условиях диффузионного пространственного разделения зарядов, так и при наложении внешнего электрического поля. Показано, в частности, что внешнее электрическое поле может уменьшать скорость распространения плазмы от поверхности в глубь образца, что сокращает длительность акустического импульса. Целью настоящей работы является детальное исследование влияния электрического поля на электронно-деформационный механизм фотовозбуждения звукового импульса в полупроводниках.

## 2. Генерация акустического импульса в полупроводниках

Рассмотрим свободную (ненагруженную) поверхность полупроводника, облучаемую пучком лазера. Фотон, межзонно поглощенный в приповерхностном слое, генерирует электронно-дырочную плазму (ЭДП) (рис.1).

Поскольку в эксперименте диаметр пучка возбуждения много больше глубины распространения ЭДП, можно использовать одномерную геометрию при рассмотрении фотогенерации акустических импульсов. Фотогенерация звука вдоль оси  $z$  ( $z \geq 0$ ) посредством электронно-деформационного механизма в полупроводнике описывается следующим волновым уравнением [6]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{d}{\rho} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $u$  – механическое смещение;  $d$  – суммарный деформационный потенциал электронов и дырок;  $\rho$  – плотность полупроводника;  $n$  – концентрация фотоиндуцированной ЭДП;  $c_s$  – скорость звука в полупроводнике.

Решение уравнения (1) удобно искать, используя преобразование Фурье по времени и преобразование Лапласа по пространству:

$$\tilde{u}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t, z) e^{i\omega t} dt, \quad \hat{u}(\omega, p) = \int_0^{\infty} \tilde{u}(\omega, z) e^{-pz} dz. \quad (2)$$

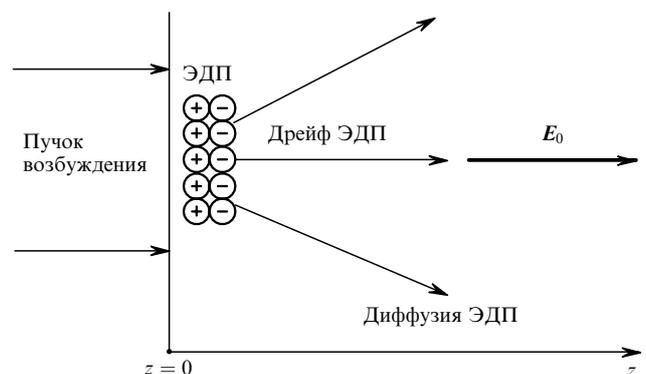


Рис.1. Фотогенерация и распространение ЭДП в приповерхностном слое полупроводника.

Из (2) следует

$$\hat{u}(\omega, p) = -\frac{d}{2\rho c_s^2} \left[ \hat{n}\left(\omega, i\frac{\omega}{c_s}\right) - \hat{n}\left(\omega, -i\frac{\omega}{c_s}\right) \right], \quad (3)$$

где  $\hat{n}(\omega, p)$  – преобразование Лапласа спектра концентрации ЭДП.

Временная динамика плотности фотоиндуцированной ЭДП определяется дрейфом носителей вдоль направления электрического поля  $E_0$  и их диффузией в глубь от поверхности фотовозбуждения  $z = 0$  (рис.1). Фотоиндуцированные электроны и дырки образуют пакет свободных носителей, скорость диффузии которого определяется коэффициентом амбиполярной диффузии  $D$ , связанным с плотностями  $n_e, n_h$  и с коэффициентами диффузии  $D_e$  и  $D_h$  электронов и дырок соответственно [7]:

$$D = \frac{n_e + n_h}{n_h/D_e + n_e/D_h}.$$

Подвижность пакета носителей заряда  $\mu$  определяется их подвижностями  $\mu_e$  и  $\mu_h$  для электронов и дырок:

$$\mu = \frac{n_e - n_h}{n_h/\mu_e + n_e/\mu_h}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что в полупроводнике с собственной проводимостью пакет свободных носителей во внешнем электрическом поле не движется. Для рассматриваемых нами времен  $\sim 1$  нс эффект пространственного разделения зарядов [5] отсутствует для полупроводников с содержанием примесей не менее  $10^{14}$  см $^{-3}$ , что является типичным для применяемых в оптоакустическом эксперименте образцов. Поэтому будем считать плазму фотогенерируемых носителей нейтральной.

Рассмотрим слаболегированный проводник  $n$ -типа, в котором плотность фотоиндуцированных носителей заряда  $n$  намного превышает их плотность в отсутствие излучения. При наложении электрического поля  $E_0$  вдоль оси  $z$  скорость дрейфа пакета  $V = \mu E_0$ . Уравнение динамики фотоиндуцированных носителей имеет вид [6]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + V \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{W}{h\nu_{\text{las}}}, \quad (5)$$

где  $h\nu_{\text{las}}$  – энергия светового кванта;  $W = (1 - R)\alpha W_0 \times f(t)e^{-\alpha z}$  – объемная плотность поглощенной энергии;  $R$  – коэффициент отражения поверхности полупроводника;  $W_0$  – плотность энергии импульса возбуждения;  $\alpha$  – коэффициент поглощения. Огибающая лазерного импульса  $f(t)$  обычно является гауссовой:

$$f(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{\text{las}}^2}\right),$$

где  $\tau_{\text{las}}$  – длительность импульса возбуждения.

Граничные условия определяются отсутствием потока ЭДП через границу полупроводника с воздухом:

$$D \frac{\partial n}{\partial z} + Vn = 0 \text{ при } z = 0. \quad (6)$$

Решение уравнения (5) с граничным условием (6) с помощью преобразований (2) может быть представлено в виде:

$$\hat{n}(\omega, p) = \frac{(p/p_D)\hat{W}(\omega, p_D) - \hat{W}(\omega, p)}{h\nu_{\text{las}}D[p^2 + (V/D)p + i\omega/D]}, \quad (7)$$

где

$$p_D = \frac{-V + (V^2 - 4i\omega D)^{1/2}}{2D};$$

$$\hat{W}(\omega, p) = \frac{(1 - R)\alpha W_0 \tilde{f}(\omega)}{\alpha + p}.$$

Таким образом, спектр смещения поверхности  $z = 0$  полупроводника при электронно-деформационном механизме генерации звука, полученный посредством обратных (2) преобразований, имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{u}(0) = & \frac{d(1 - R)\alpha W_0}{2\rho c_s^2 h\nu_{\text{las}}} \frac{1}{p_D D} \\ & \times \left\{ \frac{p_\omega}{(\alpha + p_D)[p_\omega^2 + (V/D)p_\omega + i(\omega/D)]} \right. \\ & + \frac{p_\omega}{(\alpha + p_D)[p_\omega^2 - (V/D)p_\omega + i(\omega/D)]} \\ & - \frac{p_D}{(\alpha + p_\omega)[p_\omega^2 + (V/D)p_\omega + i(\omega/D)]} \\ & \left. + \frac{p_D}{(\alpha - p_\omega)[p_\omega^2 - (V/D)p_\omega + i(\omega/D)]} \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

где  $p_\omega = i\omega/c_s$ .

В эксперименте достаточно часто акустический импульс возбуждается на поверхности полупроводника, далее он распространяется в объеме и затем регистрируется на другой поверхности. Изменение профиля импульса при распространении определяется процессами дифракции и поглощения звука. Результирующий спектр смещения акустического импульса является произведением исходного спектра  $\hat{u}(0)$  и коэффициента, учитывающего поглощение и дифракцию гиперзвука [8],

$$K(\omega, z) = \exp[-\gamma z(\omega/2\pi)^2] \frac{\exp\{-r^2/[a^2(1 + iz/L_d)]\}}{1 + iz/L_d}, \quad (9)$$

где  $\gamma$  – коэффициент поглощения звука;  $a$  – радиус акустического пучка при  $z = 0$  по уровню  $1/e$ ;  $L_d = \omega a^2/(2c_s)$  – дифракционная длина частотной компоненты  $\omega$ .

### 3. Анализ результатов моделирования

Монокристаллический германий достаточно хорошо исследован методами оптоакустики и широко применяется в радиоэлектронике. Нами были проведены эксперименты по генерации гиперзвуковых импульсов в кристаллических пластинах германия, ориентированных вдоль направления [111], в том числе и при наличии постоянного электрического поля [2–4]. При дальнейших расчетах использовались следующие параметры кристаллического германия:  $c_s \approx 5.5 \times 10^5$  см/с,  $D \approx 65$  см $^2$ /с,  $\alpha \approx 1.4 \times 10^4$  см $^{-1}$  [9, 10]. Возбуждение гиперзвука осуществлялось излучением импульсного лазера с  $\lambda = 1064$  нм ( $h\nu_{\text{las}} = 1.17$  эВ,  $\tau_{\text{las}} \approx 100$  пс).

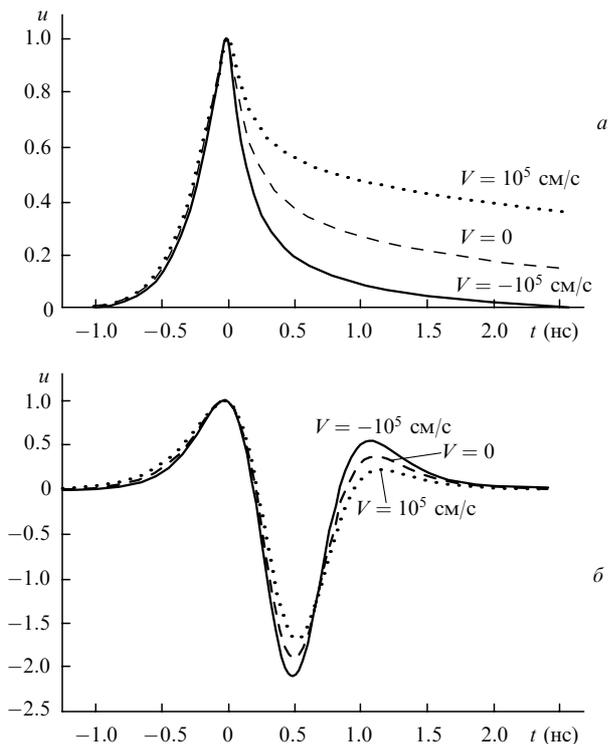


Рис.2. Нормированные профили  $u$  фотогенерируемых акустических импульсов для различных скоростей дрейфа  $V$  при  $z = 0$  (а) и  $z = 1000$  мкм (б).

Результат моделирования профиля акустического импульса по формуле (8) на поверхности германия  $z = 0$  представлен на рис.2,а. Профили импульсов звука нормированы на максимальное значение. Из приведенных зависимостей следует, что профиль генерируемого импульса заметно меняется при скоростях дрейфа пакета носителей в плазме  $V \sim 10^5$  см/с, сравнимых со скоростью звука в германии. Длительность спада импульса звука уменьшается при изменении знака электрического поля, когда дрейф пакета свободных носителей направлен к поверхности полупроводника; при направлении дрейфа от поверхности возбуждения длительность спада импульса увеличивается.

Если акустический импульс распространяется в пластине полупроводника [2], его профиль меняется (см. (9)). В этом случае для направления [111] в германии [11] при моделировании использовались следующие параметры:  $z = 1000$  мкм,  $a = 20$  мкм,  $\gamma = 2.8$  см<sup>-1</sup>·ГГц<sup>-2</sup>. Результаты моделирования представлены на рис.2,б, где профили акустических импульсов нормированы на первый максимум. Видно, что различия профилей акустических импульсов при подаче электрического поля и в его отсутствие

сохраняются и после распространения звука в полупроводнике. Отметим, что дрейф ЭДП со скоростями  $V \leq c_s$  влияет на профиль фронта акустического импульса существенно слабее, чем на профиль его спада. Следовательно, все выводы о сверхзвуковом расширении ЭДП, сделанные нами ранее в работах [2, 3] на основе анализа фронтов импульсов гиперзвука, остаются верными и в данном случае.

В нашем рассмотрении не было учтено влияние акустического импульса на динамику распространения ЭДП. Между тем предварительные оценки [12] указывают на то, что при наличии постоянного электрического поля и дрейфе носителей возможно возрастание амплитуды акустических импульсов. Усиление может быть особенно значительным при низких температурах образцов. Изучение этого эффекта выходит за рамки настоящей работы и является темой отдельного исследования.

Условия, при которых влияние внешнего электрического поля на фотогенерацию акустического импульса в полупроводнике существенно, не являются недостижимыми при температурах  $\sim 300$  К. На это указывает эксперимент [4], в котором смещение профиля акустического импульса на  $\sim 200$  пс наблюдалось при умеренных значениях внешнего электрического поля ( $\sim 100$  В/см).

Таким образом, наложением электрического поля можно добиться уменьшения размытия ЭДП в пространстве и, как следствие, более компактной локализации источников возбуждения звука в полупроводнике. Последнее означает уменьшение длительности акустических импульсов, что может быть важно для экспериментов по лазерной оптоакустике полупроводников.

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М.: Наука, 1991).
2. Chigarev N.V., Paraschuk D.Yu., Pan X.Y., Gusev V.E. *Phys. Rev. B*, **61**, 15837 (2000).
3. Чигарев Н.В., Парашук Д.Ю., Пан Ю.С., Гусев В.Э. *ЖЭТФ*, **121**, 728 (2002).
4. Чигарев Н.В., Парашук Д.Ю. *Квантовая электроника*, **32**, 76 (2002).
5. Gusev V.E. *Phys. Stat. Sol. B*, **158**, 367 (1990).
6. Ахманов С.А., Гусев В.Э. *УФН*, **162**, 3 (1992).
7. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников* (М.: Наука, 1990).
8. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн* (М.: Наука, 1990).
9. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
10. *Numerical data and functional relationships in science and technology*. Ed. by O.Mandelung, M.Schulz, H.Weiss (New York: Springer, 1982, v. 17A).
11. *Акустические кристаллы*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).
12. Киттель Ч. *Квантовая теория твердых тел* (М.: Наука, 1967, с.383).

## ПОПРАВКА

**В.Я.Артюхов, Н.Г.Иванов, В.Ф.Лосев, С.В.Николаев, Ю.Н.Папченко.** Особенности вынужденного рассеяния излучения ХеСl-лазера в гептане («Квантовая электроника», 2002, т. 32, № 8, с. 717 – 721).

В статье допущена следующая опечатка: на рис.3,в (с. 719) вместо « $F = 4$  см» следует читать « $F = 40$  см».