ФОТОТЕРМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ В ПОЛЕ ПЕРЕМЕННОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Сандомирский В. Б., Федорова М. Б., Филатов А. Л.

Предложена новая модификация фототермического эффекта (ФТЭ) в полупроводнике с использованием постоянной интенсивности греющего света. Модулированный сигнал создается за счет взаимодействия фотоносителей с переменной деформацией. Получены теоретические частотные зависимости ФТЭ, которые принципиально отличаются от обычных. Дано качественное объяснение результатов.

1. *Введение.* В стандартных реализациях фототермического эффекта (ФТЭ) [1] применяют «греющий» свет с модулируемой интенсивностью и измеряют синхронно возникающий переменный отклик. Переменный отклик можно получить и при постоянной интенсивности света, модулируя другое внешнее поле, которое, взаимодействуя с электронной подсистемой полупроводника, приведет к появлению источников тепла или смещения с пространственно-временной дисперсией. Например, если в полупроводнике создать переменную деформацию, то вследствие акустоэлектронного взаимодействия фотоносители будут перераспределяться в пространстве и во времени и возникнут переменный ФТЭ и «вторичный» фотоакустический эффект (ФАЭ).

Основные сведения о характеристиках полупроводника можно извлечь из частотных зависимостей ФТЭ и ФАЭ [2], которые в обсуждаемой реализации могут оказаться отличными от обычных. Далее, для сильно поглощаемого света, используемого при исследовании полупроводников, в обычном ФТЭ имеется большой вклад от термализующихся фотоносителей, который является «паразитным», так как не содержит «рекомбинационного тепла» и, следовательно, маскирует информацию о кинетических параметрах носителей тока. При постоянной интенсивности света и переменной деформации с частотами $\omega\tau_т \ll 1$ ($\tau_т$ — время термализации) переменный сигнал будет возникать только от термализованных носителей, т. е. указанный паразитный вклад будет отсутствовать. Представляется также полезным анализ новых возможных реализаций ФТЭ и ФАЭ.

2. *Постановка задачи.* Пусть на пластину биполярного n-полупроводника ($0 \leqslant x \leqslant d$) падает свет постоянной интенсивности I_0, который поглощается на фронтальной поверхности $x=0$; энергия квантов света $E_0 > E_g$ — ширины запрещенной зоны. В полупроводнике существует переменная деформация

$$Q = A \sin kx e^{-i\omega t}, \tag{1}$$

где A, k, ω — ее амплитуда, волновой вектор и частота; $\omega = V_s k$, V_s — скорость звука в полупроводнике.

Полупроводник будем рассматривать в приближении электронейтральности [3]. Тогда концентрация фотодырок после «мгновенной» термализации распределена в пространстве по закону

$$P = \frac{I_0 \tau}{E_0 L (1+\sigma)} e^{-x/L}, \tag{2}$$

где τ — рекомбинационное время жизни носителей, L — амбиполярная диффузионная длина, $\sigma = S\tau/L$, S — скорость поверхностной рекомбинации.

Под ФТЭ будем понимать изменение температуры на фронтальной поверхности $T(0)$, под ФАЭ — ее смещение $U(0)$. Последняя величина рассматривается для «полноты картины», так как ее экспериментальное выделение на фоне большого «затравочного» смещения, по-видимому, затруднительно.

Для решения задачи надо решить систему из трех уравнений: уравнения непрерывности для дырок, уравнения теплопроводности и уравнения упругости.

Уравнение непрерывности с учетом электрон-фононного взаимодействия на потенциале деформации имеет вид

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{e}\frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{P - P_0}{\tau}, \tag{3}$$

где e — элементарный заряд, P_0 — темновая концентрация дырок, которой в дальнейшем пренебрегается, ток дырок

$$j_p = -eD\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\sigma_n \sigma_p}{e(\sigma_n + \sigma_p)} E_{1g} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}. \tag{4}$$

Здесь D — амбиполярный коэффициент диффузии, σ_n, σ_p — темновые электронная и дырочная проводимости, $E_{1g} = E_{1n} - E_{1p}$ — разность потенциалов деформации для электронов и дырок. Смещение $U(x, t)$ состоит из заданного смещения, вызванного деформацией $Q(x, t)$, и смещения, обусловленного термоупругим эффектом и прямым электрон-фононным взаимодействием. Это вторичное смещение оказывается малым по определенному параметру (см. далее), и поэтому в (3) полагается $\partial^2 U/\partial x^2 \simeq \partial Q/\partial x$.

Считается также, что $d/L \gg 1$ и $d/l_т \gg 1$, где $l_т = \sqrt{2\chi/\omega}$ — длина тепловой волны, χ — температуропроводность образца. Поэтому граничные условия к уравнению (3) такие:

$$D\frac{\partial P}{\partial x} - \mu P \frac{E_{1g}}{e}\frac{\partial Q}{\partial x}\bigg|_{x=0} = SP(0) + \frac{I_0}{E_0}, \tag{3.1}$$

$$P(d = 0). \tag{3.2}$$

Здесь μ — амбиполярная подвижность.

Уравнение теплопроводности (для изменения температуры) имеет вид

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \varkappa\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + E_g\frac{P}{\tau}. \tag{5}$$

где c, ρ, $\varkappa$ — теплоемкость, плотность и теплопроводность полупроводника.

Граничные условия к уравнению (5)

$$-\varkappa\frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{x=0} = SE_g P(0) + I_0\frac{E_0 - E_g}{E_0}. \tag{5.1}$$

$$T(d) = 0. \tag{5.2}$$

Второй член в правой части (5) — модулированный в пространстве и во времени тепловой источник, который следует найти из решения уравнения (3).

Уравнение упругости для индуцированного смещения

$$\frac{1}{V_s^2}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\beta_т\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{E_{1g}}{\Lambda}\frac{\partial P}{\partial x}, \tag{6}$$

где $\beta_т$ — коэффициент теплового расширения, Λ — модуль упругости полупроводника.

Граничные условия к (6)

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \beta_т T + \frac{E_{1g}}{\Lambda}P\bigg|_{x=0} = 0, \tag{6.1}$$

$$U(d)=0, \tag{6.2}$$

т. е. поверхность $x=0$ считается свободной.

Выбор деформации в виде (1) требует выполнения условия $kd \ll 1$, но так как $d/L \gg 1$, то и $kL \ll 1$.

Уравнения (3)—(6) обезразмериваются с использованием следующих масштабных единиц и коэффициентов:

$$\bar{t}=\tau, \quad \bar{x}=L, \quad \bar{\omega}=\frac{1}{\tau}, \quad \bar{k}=\frac{1}{L}; \quad \Omega=\frac{V_s\tau}{L}, \quad \frac{\Omega_0}{2}=\frac{\chi}{D}; \quad b=\frac{E_{1g}}{E_g}\frac{c}{V_s^2\beta_T};$$

$$R=A\frac{E_{1g}}{k_Б T_0}; \quad V=\frac{P}{\bar{P}}; \quad \Theta=\frac{T}{\bar{T}}; \quad \bar{P}=R\frac{I_0}{E_0 V_s (1+\sigma)}; \quad \bar{T}=-i\frac{2}{\Omega_0}\frac{E_g}{c\rho}\bar{P}. \tag{7}$$

Здесь $k_Б$ — постоянная Больцмана, T_0 — температура окружающей среды.

«Возмущением» в системе уравнений (3)—(6) является фактически второй член в выражении (4) для тока дырок, т. е. акустоэлектронный ток увлечения. В обезразмеренном уравнении (3) этот член $\sim R$. Это и есть малый параметр, о котором говорилось выше. Действительно, при значениях $A \simeq 10^{-5}$—10^{-4}, $E_{1g} \simeq 1$—10 эВ, $k_Б T_0 \simeq 10^{-2}$ эВ $R \simeq 10^{-3}$—10^{-1}. Соответственно можно искать решения (3)—(6) в первом неисчезающем приближении по степеням R.

Все особенности ФТЭ и ФАЭ связаны с видом источника в уравнении непрерывности для дырок, которое в оговоренных приближениях и введенных обозначениях принимает вид

$$\frac{\partial V}{\partial t}=\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}-\omega e^{-x-i\omega t}. \tag{8}$$

(Здесь безразмерные аргументы и параметры обозначены прежними «размерными» символами). С точки зрения обычного ФТЭ второй член в правой части (8) описывает источник света, который освещает фронтальную поверхность полупроводника, его интенсивность модулирована с частотой ω, растет по величине $\sim\omega$ и имеет коэффициент поглощения $1/L$ [см. (7)].

Решая (8), находим

$$V(x,t)=V(x)e^{-i\omega t},$$
$$V(x)=i\left(e^{-x}-\frac{\lambda^2+\sigma}{\lambda+\sigma}e^{-\lambda x}\right). \tag{9}$$

3. ФТЭ. Выражение для ФТЭ имеет вид

$$\Theta(0)=-\frac{1}{\eta}\left[\frac{1}{1+\eta}-\frac{\lambda^2+\sigma}{(\lambda+\sigma)(\lambda-\eta)}-\frac{\sigma\lambda(\lambda-1)}{\lambda+\sigma}\right], \tag{10}$$

где $\eta=(-2i\omega/\Omega_0)^{1/2}$ — «обратная тепловая длина», $\lambda^2=1-i\omega$. При $\sigma=0$ имеем

$$\Theta(0)=\frac{\lambda-1}{(1+\eta)(\lambda+\eta)}. \tag{10.1}$$

Из анализа (10) и численного расчета следует, что при $\sigma \gg 1$

$$\Theta(0)\simeq\frac{\sigma\lambda(\lambda-1)}{\eta(\lambda+\sigma)}. \tag{10.2}$$

Наконец, из (10) при $\sigma \ll 1$ разложением в ряд по σ получаем

$$\Theta(0)=\frac{\lambda-1}{(1+\eta)(\lambda+\eta)}+\frac{\lambda-1}{\eta}\left[1-\frac{1}{\lambda(\lambda+\eta)}\right]\sigma. \tag{10.3}$$

На рис. 1 и 2 изображены частотные зависимости $|\Theta(0)|$, рассчитанные по формулам (10). Особенности этих графиков по сравнению со стандартным ФТЭ: 1) рост ФТЭ с частотой в области низких частот и выход на насыщение при больших частотах и $\sigma\neq0$; 2) при $\sigma \ll 1$ $|\Theta(0)|-\omega$ имеет максимум при $\omega \simeq 1$.

Объясним качественно эти зависимости.

Пусть $\sigma=0$. Для интерпретации следует понять «устройство» источника переменной температуры. Им является переменная концентрация носителей, связанная с влиянием звуковой волны. Согласно уравнению (9), для концентрации фотоносителей этот источник на низких частотах выглядит так: $|V| \sim e^{-x}\omega$. Этот источник действует на области $\sim L/|\lambda| \simeq L$ (в безразмерных величинах $\simeq 1$). Тогда характерная температура на низких частотах определяется уравнением теплового баланса $|\Theta| = |V|$. Таким образом, на низких частотах следует ожидать $|\Theta| \sim \omega$.

При больших частотах в правой части уравнения теплопроводности можно оставить только источники. Тогда имеем $|\Theta(0)| \simeq |V(0)|/\omega \sim 1/\sqrt{\omega}$, что в точности совпадает с асимптотикой выражения (10.1).

Пусть $\sigma \ll 1$. Тогда, как следует из (10.3) и (10.1), отличие от случая $\sigma=0$ есть только при $\omega \gg 1$. Соответственно только в этой области частот и проинтегрируем отклик.

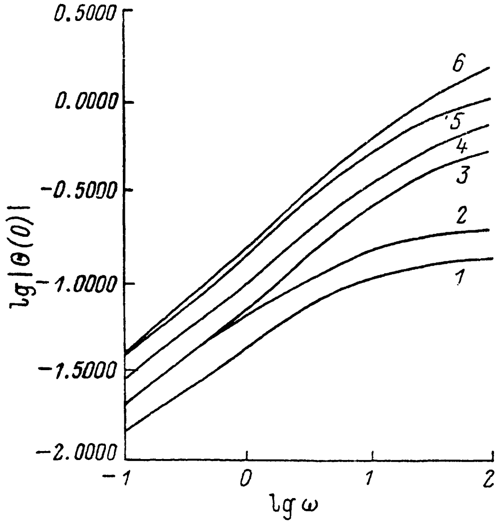

Рис. 1. Частотная зависимость ФТЭ. σ: *1*, *2* — 1; *3*—*5* — 5; *6* — 10. Ω_0: *1*, *3* — 0.05; *2*, *4* — 0.1; *5*, *6* — 0.2.

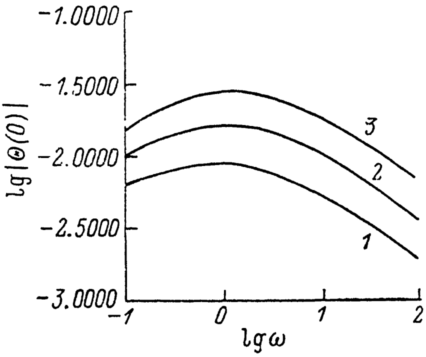

Рис. 2. Частотная зависимость ФТЭ при $\sigma=0$. Ω_0: *1* — 0.05, *2* — 0.1, *3* — 0.2.

При $\sigma \neq 0$ существуют два модулирующих источника: объемный $V(x)$ и поверхностный $\partial\Theta/\partial x = \sigma\lambda(1-\lambda)/\lambda+\sigma$ — модулированный тепловой поток через поверхность $x=0$. В силу линейности уравнений результирующая температура есть сумма от обоих источников. Поверхностный источник при $\omega \gg 1$ имеет вид $\partial\Theta/\partial x = \sigma\lambda \sim \sigma\omega^{1/2}$. Тогда для этого источника уравнение теплового баланса дает (за период $1/\omega$)

$$\sigma\omega^{1/2}\frac{1}{\omega} = \frac{1}{\eta}\Theta \rightarrow \Theta = \sigma\Omega_0^{1/2}.$$

Таким образом, при $\omega \gg 1$ Θ достигает насыщения. Этот результат в точности соответствует асимптотикам выражений (10) при $\omega \gg 1$.

Обсудим теперь, какие величины можно определить из измерений ФТЭ. В случае $\sigma \ll 1$ частотная зависимость имеет максимум: $\omega_m = 1/\tau$. В области низких частот $d|T(0)|/d\omega \sim D\tau/\chi$; при $\omega \gg 1$ $|T(0)|\omega^{1/2} \sim \chi/D$.

При $\sigma \gg 1$ частотная зависимость монотонная и достигает насыщения при $\omega \gg 1$. В области низких частот $d|T(0)|/d\omega^{1/2} \sim D/S$; в области высоких частот $|T(0)| \sim D^{1/2}$.

Оценка величины ФТЭ при условиях $I_0=1$ Вт/см^2, $\Omega_0 \simeq 0.1$, $\Omega=10^2$, $S \simeq 10^3$ см/с, $c\rho \simeq 1$ кал/К·см$^{-3}$, $\omega \simeq 1$ дает $|T(0)| \simeq 10^{-5}$—10^{-7} К.

4. ФАЭ. Для этого отклика опишем результаты только качественно. Оказывается, что ФАЭ существует при $\sigma \neq 0$. Физически это очевидно. Источники переменного смещения поверхности — переменная температура и переменная концентрация носителей, вызванные заданной переменной деформацией. Так как смещение поверхности «собирается» на всей длине образца, то для него имеет значение лишь «суммарный» источник. Поскольку звуковая волна только

перераспределяет носители и тепло, не изменяя их суммы по всей длине образца, добавка к смещению в случае $\sigma=0$ не появляется.

При $\sigma\neq0$ картина несколько изменяется. Появляются поверхностный источник тепла (действующий на тепловой длине) и источник, связанный с концентрацией носителей (действующий на диффузионной длине), которые нельзя скомпенсировать суммированием по всей длине образца, поэтому появляется ненулевая добавка к смещению.

Поскольку смещение поверхности собирается от смещения всех точек образца, оно определяется максимальной характерной длиной: на низких частотах — тепловым источником, а на высоких — нетепловым.

Литература

[1] Rosencwaig A. Photoacoustics and Photoacoustics Spectroscopy. Chem. Analisis / Ed by P. F. Elving, F. P. Winerfordner, F. M. Kolthoff. N. Y., 1980, v. 57, p. 403.

[2] Васильев А. Н., Сабликов В. А., Сандомирский В. Б. — Изв. вузов СССР, Физика, 1987, № 6, с. 119—131.

[3] Сабликов В. А., Сандомирский В. Б. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 81—86.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получена 20.06.1988
Принята к печати 2.08.1988