ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 539.21:537.1; 548:537.1

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С КОРРЕЛЯЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Ю. П. Дрожжов

(кафедра физики полупроводников)

§ 1. **Введение.** В настоящее время значительно возрос интерес к исследованию кинетических явлений в высокоомных материалах. Как правило, для таких материалов характерное время перераспределения объемного заряда (τ_M) значительно превышает характерное рекомбинационное время (τ_R):

$$\tau_M \gg \tau_R. \tag{1}$$

В соответствии с неравенством (1) кинетика носителей заряда в таких материалах сильно отличается от таковой в хорошо проводящих материалах [1]. Кинетические свойства системы носителей заряда в условиях (1) были, по-видимому, впервые исследованы в работе [2]. Авторы показали, что при выполнении (1) процесс переноса носителей заряда протекает в условиях локальной квазистационарности, а не квазинейтральности, как в рекомбинационном режиме (условие, обратное (1)). Появление объемного заряда в релаксационном полупроводнике может быть обусловлено, помимо флуктуаций, движением носителей заряда под действием приложенного внешнего электрического поля. С другой стороны, в эксперименте неизбежно наличие изгиба зон в полупроводнике вблизи какой-то неоднородности (например, контакта). Поэтому представляет интерес задача о поведении носителей заряда в релаксационном полупроводнике под действием приложенного электрического поля и света.

Для решения поставленной задачи необходимо специализировать вид плотности состояний в щели для подвижности аморфного полупроводника. В настоящее время хорошо известно, что в запрещенной зоне аморфных полупроводников имеются глубокие уровни, обусловленные, по-видимому, какими-то собственными дефектами. Такой центр может иметь различные зарядовые состояния в зависимости от числа носителей заряда, локализованных на нем [3]. Согласно [4], в аморфных полупроводниках в значительной концентрации имеются центры с положительной эффективной энергией корреляции. С точки зрения зонной теории таким центрам можно приписать систему уровней в запрещенной зоне [5, 6]. Обозначим расстояние от верхнего (нижнего) уровня до середины запрещенной зоны через Δ^- (Δ^+):

$$\Delta^- + \Delta^+ = U > 0; \quad \Delta^- - \Delta^+ = \Delta > 0.$$

Данные центры захватывают носители заряда и, ввиду большой их концентрации, обеспечивают эффективный канал рекомбинации.

Цель настоящей работы состоит в вычислении температурной и люкс-амперной характеристик фототока в релаксационном полупроводнике с корреляционными дефектами.

§ 2. **Система уравнений.** Будем рассматривать для определенности полупроводник n-типа и пусть контакт при $x=0$ — инжектирующий, а контактная разность потенциалов φ_k такова, что $\varphi_k \gg T$.

Будем также считать, что уровень Ферми в равновесии (ΔF) лежит вблизи середины запрещенной зоны между верхним и нижним уровнями центра ($-\Delta^+ < \Delta F < \Delta^-$). Поскольку $U > 0$, в равновесии основная часть центров будет находиться в состоянии D^0 (один электрон на центре). При генерации неравновесных носителей заряда появляются центры D^+ (нет электронов) и D^- (два электрона). Эти метастабильные состояния затем распадаются, превращаясь в D^0 и завершая акт рекомбинации. Указанная реакция может идти двумя путями: через зону и путем межцентровой реакции. Ясно, однако, что в случае не слишком низких температур последней возможностью можно пренебречь, используя перенормированные (с учетом межцентровой реакции) коэффициенты захвата [7].

Система уравнений, описывающая перенос носителей заряда под действием электрического поля и света в рассматриваемых условиях, выведена в [8]:

$$G = R,$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho, \tag{2}$$

$$j = 2e\mu n_i e^2 \left[\operatorname{sh} q \frac{dr}{dx} + \operatorname{ch} q \left(\frac{dq}{dx} + \frac{d\psi}{dx}\right)\right].$$

Здесь G, R, ρ — темп генерации, рекомбинации и плотность объемного заряда; j — плотность тока; $2r = \varphi_n - \varphi_p$; $2q = \varphi_n + \varphi_p$; φ_n, φ_p, ψ — квазиуровни Ферми для электронов и дырок и изгиб зон соответственно; $\mu_n = \mu_p = \mu$ — подвижность носителей заряда; n_i — собственная концентрация.

Выражения для ρ и R получены в работе [7]. Простоты ради будем считать, что коэффициенты захвата электронов и дырок рассмотренным центром удовлетворяют следующим условиям:

$$C_n{}^0 = C_p{}^0 = C; \quad C_n{}^+ = C_p{}^- = \nu C. \tag{3}$$

Здесь $C_n{}^0$, $C_p{}^0$, $C_n{}^+$, $C_p{}^-$ — коэффициенты захвата носителя заряда центром в соответствующем зарядовом состоянии. Конечно, в общем случае условия (3) не выполняются. Однако в настоящее время данные о соответствующих сечениях захвата отсутствуют. Можно полагать, что отказ от предположений (3) скажется лишь на количественных, но не качественных характеристиках рассматриваемого эффекта.

Полученные в [7] выражения достаточно громоздки, поэтому удобно рассмотреть сначала случай слабой подсветки, когда $n < \nu n_1{}^0$. Здесь $n_1{}^0 = 2n_i \exp(\Delta^-/T)$.

Введем безразмерные переменные, используя следующую систему единиц:

$$l^2 = \frac{\varepsilon T}{4\pi e^2 N} = 1; \quad T = 1; \quad e = 1; \quad n_i = 1.$$

В этих переменных (2) принимает вид

$$i = (e^{2r} - 1)\,\theta,$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = e^{r - U/2} \operatorname{sh}\left(\frac{\Delta}{2} - q\right) - 2\gamma e^{\alpha r} \operatorname{sh} \alpha q, \tag{4}$$

$$j = 2e^r \left(\operatorname{sh} q \frac{dr}{dx} + \operatorname{ch} q \frac{dq}{dx} + \operatorname{ch} q \frac{d\psi}{dx}\right).$$

Здесь

$$\theta = \frac{1}{2}\exp\left(-\frac{\Delta + U}{2}\right), \quad i = \frac{G}{N n_i C}, \quad \gamma = \frac{N_c^{1-\alpha} n_i^\alpha}{N},$$

где N — концентрация центров, $N_c = N_v$ — эффективная плотность состояний; $T\alpha^{-1}$ — характерная энергия спада плотности состояний хвостов зон проводимости или валентной. Будем считать возбуждение межзонным, а полупроводниковую пластинку достаточно тонкой, так что темп генерации не зависит от координаты (свет падает перпендикулярно электрическому полю, направленному вдоль оси x). Тогда из первого уравнения получаем

$$e^{2r} = \left(\frac{i}{\theta} + 1\right), \quad \frac{dr}{dx} = 0.$$

Комбинируя второе и третье уравнения (4), получим уравнение для $\varphi \equiv \Delta/2 - q$:

$$\frac{d^2\varphi}{dy^2} = \operatorname{sh}\varphi - \beta \operatorname{sh}\left[\alpha\left(\frac{\Delta}{2} - \varphi\right)\right] - j\delta \frac{\operatorname{th}\left(\frac{\Delta}{2} - \varphi\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{\Delta}{2} - \varphi\right)} \frac{d\varphi}{dy}, \tag{5}$$

$$\beta = 2\gamma\left(\frac{i}{\theta} + 1\right)^{(\alpha-1)/2} e^{U/2}; \quad \delta = \frac{e^{-U/4}}{(i/\theta + 1)^{3/4}}; \quad y = \left[e^{-U/2}\left(\frac{i}{\theta} + 1\right)\right]^{1/2} x. \tag{6}$$

Уравнение (5) можно решать методом последовательных приближений по малым параметрам $\beta \ll 1$ (большая концентрация центров) и j (малые напряжения на структуре $u < \Delta F$) [8]. Если рабочая точка не выходит за пределы линейного участка вольт-амперной характеристики, то, как показано в [8], температурная и люкс-амперная характеристики фототока определяются зависимостью коэффициента δ от температуры и интенсивности света. Как видно из (6), при малых интенсивностях света (высокие температуры)

$$i < \theta \quad \left(G < Nn_iCe^{-\frac{U+\Delta}{2}}\right),$$

$$\sigma_\text{ф} \sim Ge^{\frac{3U-2\Delta}{T}}, \tag{7}$$

$$i > \theta, \quad \sigma_\text{ф} \sim G^{3/4} e^{\frac{5U-3\Delta-\varepsilon_\text{д}}{T}}. \tag{8}$$

Появление $\varepsilon_\text{д}$ в последней формуле связано с переходом к размерным единицам в формулах (7) и (8).

§ 3. **Сильная подсветка.** При большой интенсивности света, когда

$$n > \nu n_1^0; \quad i > \frac{e^{\frac{U}{2}+\frac{\Delta}{2}}}{\nu^2} \quad \left(G > Nn_i\nu^2Ce^{\frac{U+\Delta}{2T}}\right),$$

выражения для ρ и R переходят в следующие:

$$\rho = \frac{2}{\nu}\operatorname{sh}2q - \frac{4}{\nu^2} e^{\frac{U}{2}-r} \operatorname{sh}\left(\frac{\Delta}{2} - q\right),$$

$$i = \frac{2e^2 \operatorname{ch} q}{\nu}. \tag{9}$$

Из второго выражения (9) видно, что при заданном значении i величина r тем меньше, чем больше q. Таким образом, внутри образца возникает область сильного возбуждения, размеры которой зависят от интенсивности света и температуры. Концентрация носителей заряда в этой области превышает равновесную и не зависит от координат, а плотность объемного заряда мала. Характерные q можно определить из (9):

$$\Delta q = 2 \ln \nu i, \tag{10}$$

а размеры этой области вдоль оси x определяются из условия

$$\Delta x = \Delta q \cdot \frac{dx}{dq}. \tag{11}$$

В случае малых токов в (11) необходимо подставить решение (5) при $q \approx 0$ $(\varphi = \Delta/2)$. При $\beta \ll 1$ и $j \ll 1$ из уравнения (5) можно получить

$$\frac{d\varphi}{dy} = -2 \operatorname{sh} \frac{\varphi}{2}, \tag{12}$$

откуда

$$\left.\frac{dq}{dx}\right|_{q=0} = \frac{dy}{dx} 2 \operatorname{sh} \frac{\Delta}{4} \approx \frac{e^{\frac{\Delta}{4} + \frac{U}{4}}}{(i/\theta + 1)^{\frac{U}{4}}}. \tag{13}$$

Используя (10)—(13), для размерной фотопроводимости получим (большие G, низкие T)

$$\sigma_{\text{ф}} \sim \frac{G^{3/4}}{\ln(\gamma G/(N n_i C))} \exp\left[\frac{U + 3\Delta - \varepsilon_{\text{д}} + 8T \ln \nu}{8T}\right]. \tag{14}$$

Выражения (7), (8) и (14) дают температурную и люкс-амперную характеристики фототока. Легко видеть, что температурная зависимость фототока имеет максимум, а люкс-амперная характеристика может быть представлена зависимостью вида $\sigma_{\text{ф}} \sim G^{\gamma}$, где $\gamma < 1$. Такие зависимости часто наблюдаются в эксперименте [9].

Используя значения $U \approx 0{,}5$ эВ, $\Delta = 0{,}1$ эВ, $\varepsilon_g \approx 1{,}8$ эВ, получим для энергии активации фотопроводимости ε_σ:

1) для высоких температур (малые интенсивности) $\varepsilon_\sigma = 0{,}32$ эВ, люкс-амперная характеристика имеет показатель $\gamma = 1$;

2) для промежуточных температур (интенсивностей) $\varepsilon_\sigma = 0{,}06$ эВ, $\gamma = 0{,}75$;

3) для больших интенсивностей $\varepsilon_\sigma = -0{,}12$ эВ, $\sigma_{\text{ф}} \sim G^{0{,}75}/\ln G$.

В последней области аппроксимация люкс-амперной характеристики зависимостью вида G^{γ} приводит к показателю $\gamma < 0{,}75$.

Автор глубоко признателен проф. В. Л. Бонч-Бруевичу за постоянное внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Stöckmann F.//Proc. Photoconductivity Conf./Ed. K. G. Breckenridge. 1956. N 4. P. 269—283. [2] Roosbroeck W. van, Casey H. C.//Phys. Rev. 1972. **35**. P. 2154—2166. [3] Mott N. F., Davis E. A., Street R. A.//Phil. Mag. 1975. **32**. P. 961—981. [4] Street R. A., Biegelsen D. K.//J. Non-Cryst. Sol. 1980. **35—36**. P. 651—664. [5] Adler D., Yoffa E. J.//Phys. Rev. Lett. 1976. **36**. P. 1197—1199. [6] Звягин И. П.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1977. **18**, № 3. С. 62—67. [7] Okamoto H., Kida H., Hamakawa Y.//Phil. Mag. 1984. **B493**. P. 231—245. [8] Дрожжов Ю. П.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1984. **25**, № 5. С. 59—66. [9] Аморфные полупроводники//Ред. М. Бродски. М., 1983.

Поступила в редакцию
24.06.85