ФТП, том 22, вып. 11, 1988

ПРЫЖКОВЫЙ ПЕРЕНОС ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Зыков Н. В.

В последнее время достаточно широко исследованы явления переноса в тонких пленках аморфных полупроводников. Показано, что наблюдаемые зависимости релаксации фототока со временем t вида $j(t) \sim t^{\beta}$ хорошо интерпретируются в рамках модели многократного захвата подвижных носителей заряда на локализованные состояния в «хвостах» зон, а дисперсионный параметр β связан линейной зависимостью с T/ε_0, где T — температура (в энергетических единицах) и ε_0 — характерная энергия экспоненциального хвоста плотности локализованных состояний [1]. Проанализировано влияние омических контактов на переходные процессы в пленках аморфных полупроводников и получены характерные времена спада фототока с учетом «запирания» инжектирующих контактов и процессов перезахвата подвижных носителей в объеме тонких пленок [2].

Однако появившиеся в последнее время результаты исследования переходных фотоэлектрических процессов указывают на то, что дисперсионный параметр β практически не зависит от температуры при достаточно низких $T < 150$ K [3, 4]. Понятно, что эти результаты не могут найти объяснения в обычных моделях дисперсионного переноса, где фактором, контролирующим переходный процесс в объеме тонкой пленки аморфного полупроводника, является эмиссия захваченных носителей в зону распространенных состояний с темпом $\nu_0 \exp(-\varepsilon/T)$, где ε — глубина уровня,[1] а ν_0 — частота «попыток» освобождения.

Далее будет рассмотрен переходный фотоэлектрический процесс в тонкой пленке аморфного полупроводника при достаточно низких температурах, когда можно пренебречь тормоэмиссией захваченных носителей заряда. В этой ситуации прыжковый перенос с испусканием фононов приводит к релаксации захваченных носителей по энергии в хвосте локализованных состояний. Проанализированы временные зависимости переходного тока и показано, что в рассматриваемой модели перенос может характеризоваться параметром β, не зависящим от T. Обсуждены условия, при которых реализуется этот режим прыжкового переноса.

Рассмотрим фотоэлектрический процесс в тонкой пленке аморфного полупроводника. Возбужденные коротким импульсом сильно поглощаемого у запирающего контакта света основные носители за малый промежуток времени $\sim \nu_1^{-1}$ захватываются на локализованные состояния плотностью $N(\varepsilon) = (N_t/\varepsilon_0) \times \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0)$, где ε_0 — характерная энергия хвоста, N_t — суммарная плотность локализованных состояний. Релаксация носителей по энергии за счет эмиссии в зону и захвата на более глубокие состояния характеризуется демаркационным уровнем энергии $\varepsilon_{mT}(t) = T \ln(\nu_0 t)$, который разделяет состояния, находящиеся в квазиравновесии с зоной свободных носителей, и глубокие состояния. Однако при достаточно низких температурах не этот процесс определяет фототок в тонкой пленке аморфного полупроводника.

Локализованные электроны могут туннелировать между близко расположенными состояниями, причем частота этих прыжков равна

$$\nu = \begin{cases} \nu_0 \exp(-2\gamma R - \Delta\varepsilon/T), & \Delta\varepsilon > 0, \\ \nu_0 \exp(-2\gamma R), & \Delta\varepsilon \leqslant 0, \end{cases} \tag{1}$$

где R — пространственное расстояние между локализованными состояниями, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ — разность энергий, а γ — величина, характеризующая энергетический барьер. При достаточно низких температурах прыжки с переходом

[1] Величина энергии ε отсчитывается от края зоны распространенных состояний.

на более высокоэнергетические состояния ($\Delta \varepsilon > 0$) маловероятны для малых времен t, а процессом, определяющим переходный ток в такой системе при приложении электрического поля напряженностью E, является прыжковый перенос с испусканием фонона. Учитывая, что среднее расстояние $R(\varepsilon)$ между состояниями с энергией ε составляет $R(\varepsilon) = [N(\varepsilon)\varepsilon_0]^{-1/3}$, нетрудно записать энергию демаркационного уровня [5], разделяющего к моменту t состояния, освободившиеся за счет прыжков носителей $[\nu(\varepsilon)t \gg 1]$ и заполненные носителями заряда $[\nu(\varepsilon)t \ll 1]$:

$$\varepsilon_H(t) = 3\varepsilon_0 \ln(\ln \nu_0 t) - 3\varepsilon_0 \ln(2\gamma N_t^{-1/3}). \tag{2}$$

Поскольку предполагается, что вблизи порога подвижности перекрытие волновых функций локализованных носителей заряда таково, что $2\gamma N_t^{-1/3}$ близко к единице, релаксация за счет прыжков по локализованным состояниям определяется первым слагаемым в (2). Для $\varepsilon_0 \gg T$ ясно, что коль скоро $t \ll \nu_0^{-1} \times \exp(3\varepsilon_0/T)$, то $\varepsilon_H(t) > \varepsilon_{mT}(t)$ и переходный фотоэлектрический процесс определяется прыжками носителей между локализованными состояниями с испусканием фононов.

Несложно получить выражение для эффективного коэффициента диффузии $D(\varepsilon)$ носителей с энергией ε:

$$D(\varepsilon) = R^2(\varepsilon)\,\nu(\varepsilon) = \nu_0 N_t^{-2/3} \exp\left\{\frac{2\varepsilon}{3\varepsilon_0} - 2\gamma N_t^{-1/3} \exp\left(\frac{\varepsilon}{3\varepsilon_0}\right)\right\}. \tag{3}$$

Сравнение (2) и (3) дает для коэффициента диффузии $D(t)$ носителей, локализованных влизи демаркационного уровня $\varepsilon_H(t)$, зависимость от времени

$$D(t) = (\ln \nu_0 t)^2 / 4\gamma^2 t. \tag{4}$$

Из выражения (4) видно, что эффективный коэффициент диффузии уменьшается со временем по мере релаксации носителей по энергии в хвосте плотности локализованных состояний медленнее, чем $1/t$. Это и приводит к дисперсионному характеру релаксации фототока $j(t)$.

Учитывая асимметрию вероятности прыжка при наличии электрического поля E, можно записать для плотности тока $j(\varepsilon)$

$$j(\varepsilon) = eR(\varepsilon)\,\nu(\varepsilon)\,N(\varepsilon)\,\mathrm{sh}\,(eER(\varepsilon)/T), \tag{5}$$

а полный ток за счет прыжкового переноса по локализованным состояниям будет равен интегралу по ε

$$j(t) = e\int_0^\infty R(\varepsilon)\,\nu(\varepsilon)\,\mathrm{sh}\,(eER(\varepsilon)/T)\,N(\varepsilon)\,d\varepsilon. \tag{6}$$

Для случая не слишком высоких напряженностей электрического поля $E < T/eR(\varepsilon)$ можно аппроксимировать интеграл в правой части равенства (6) выражением

$$j(t) = (e^2E/T)\,D(\varepsilon_H(t))\,N(\varepsilon_H(t))\,\Delta\varepsilon^*, \tag{7}$$

где $\Delta\varepsilon^*$ — характерный интервал энергии, в котором существенно уменьшается величина $j(\varepsilon)$. Из (3) видно, что если $\varepsilon_H \lesssim 3\varepsilon_0$, то $\Delta\varepsilon^* \simeq 3\varepsilon_0$, а

$$j(t) = \frac{e^2E}{T} D(\varepsilon_H)\,N(\varepsilon_H)\,\varepsilon_0 = \frac{6e^2E\nu_0\gamma}{T}\,\frac{1}{(\nu_0 t)\ln(\nu_0 t)}. \tag{8}$$

Если же $\ln(\ln \nu_0 t) > 1$, то $\Delta\varepsilon^* = 3\varepsilon_0 \exp(-\varepsilon/3\varepsilon_0)$ и временная зависимость спада фототока описывается выражением

$$j(t) = \frac{6e^2E\nu_0\gamma}{T}\,\frac{1}{(\nu_0 t)\ln^2(\nu_0 t)}. \tag{9}$$

Характерной особенностью этого режима релаксации фототока $j(t)$ за счет прыжков носителей в хвосте локализованных состояний является то, что ток убывает быстрее, чем $1/t$. Кроме того, если аппроксимировать $j(t) \approx A (\nu_0 t)^{\beta}$, то $\beta+1=-2/[\ln 10 (\ln \nu_0 t)] \ln \nu_0 t$ — слабо меняющаяся функция $(\nu_0 t)$ — не зависит от температуры T и характерной энергии ε_0 плотности локализованных состояний.

Ясно, что проведенный выше анализ справедлив для не слишком больших промежутков времени t [когда $\varepsilon_H(t) > \varepsilon_{mT}(t)$]. Если $t > t_s = \nu_0^{-1} \exp(3\varepsilon_0/T)$, то переходный процесс будет определяться термоактивацией носителей на локализованные состояния с энергией $\varepsilon_t = 3\varepsilon_0 \ln(3\varepsilon_0/T) - 3\varepsilon_0 \ln(2\gamma N_t^{-1/3})$ и прыжковым переносом вблизи этой энергии [5]. Временная зависимость тока будет характеризоваться «обычным» дисперсионным параметром $\beta=-(1-T/\varepsilon_0)$

$$j(t)=\frac{e^2E}{T} D(\varepsilon_t) \left(\frac{t}{t_s}\right)^{-(1-T/\varepsilon_0)}, \tag{10}$$

где $D(\varepsilon_t)=\nu_0 N_t^{-2/3} (3\varepsilon_0/T)^2 \exp(-3\varepsilon_0/T)$.

Очевидно, что указанный режим релаксации фототока [см. выражения (8) и (9)] будет основным при низких температурах в тонких пленках аморфного полупроводника толщиной L при условии, что эффективное время прохождения $t_T \left(L=\int\limits_{\nu_0^{-1}}^{t_T} \frac{eE}{T} D(t)\, dt\right)$ значительно меньше времени t_s, при котором сравниваются демаркационные уровни $\varepsilon_H(t)$ [см. (2)] и $\varepsilon_{mT}(t)=T \ln \nu_0 t$. С учетом выражения (4) толщина пленки аморфного полупроводника

$$L < \left(\frac{3\varepsilon_0}{T}\right)^3 \frac{eE}{12T\gamma^2}. \tag{11}$$

Численные оценки дают для $T=50$ К, $\varepsilon_0=300$ К, $N_t \sim 10^{21}$ см$^{-3}$ и $E=10^4$ В/см $L < 5\cdot10^{-6}$ см, а условие $eER(\varepsilon) < T$ выполняется для $R < 40$ Å и $\varepsilon \leqslant 5\varepsilon_0$. Отметим, что величина ε_t составляет при этих $T \sim 3\varepsilon_0 \ln 18$, а характерное время $t_s \sim 10^{-5}$ с $(\nu_0=3\cdot10^{13}$ с$^{-1})$.

В работе [4] при $T < 150$ К в тонких гетероструктурах типа a-Si : H—a-SiN$_x$: H ($L < 200$ Å) наблюдался переходный фотоэлектрический процесс с не зависящим от T дисперсионным параметром β. Возможно, что именно прыжковый перенос ответствен за наблюдавшийся режим спада фототока.

Автор благодарен Р. А. Сурису за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Литература

[1] Архипов В. И. и др. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. Кишинев, 1983. 175 с.
[2] Зыков Н. В., Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 9, с. 1638—1641; 1987, т. 21, в. 7, с. 1223—1227.
[3] Kristensen I. K., Hvam J. M. — Sol. St. Commun., 1984, v. 50, N 9, p. 845—848.
[4] Grahn H. T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, N 10, p. 1144—1147.
[5] Monroe D. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N 2, p. 146—149.

Получено 5.04.1988
Принято к печати 11.07.1988