[10] Wang K. L., Lice Y. S., Possin G. E., Carins J., Corbett J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 7. P. 3839—3848.
[11] Ланно М., Бургуэн Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. М., 1984. 264 с.
[12] Герасименко Н. Н., Тныштыкбаев К. Б. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 9. С. 1673—1676.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых материалов
АН СССР
Черноголовка

Получено 13.11.1989
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

СТИМУЛИРОВАННАЯ ПОЛЕМ ДИФФУЗИЯ В НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СЛУЧАЕ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ

Архипов В. И., Никитенко В. Р.

Стимулированная электрическим полем диффузия носителей заряда была обнаружена в ряде экспериментов, в частности в опытах по электромиграции ионов в стеклообразном As_2Se_3 [1] и при изучении временно́й зависимости переходных токов времяпролетным методом в некристаллических полупроводниках [2, 3]. В этих экспериментах стимулированная полем диффузия (СПД) проявлялась в аномально большой (по сравнению с обычной диффузией) дисперсии пакета носителей, дрейфующего в приложенном к образцу поле. Подобный эффект не обнаружен в совершенных кристаллах. Это позволяет предположить, что СПД связана с захватом носителей на локализованные состояния (ЛС). СПД была исследована теоретически для случая постоянного поля в работе [4]. В [5] теоретически показано, что взаимодействие носителей с ЛС при наличии переменного поля, зависящего от времени по гармоническому закону, также приводит к эффекту СПД, при этом, однако, без значительного дрейфового сдвига пакета. В настоящей работе рассмотрен случай произвольной зависимости напряженности поля от времени как в квазиравновесном [4], так и в дисперсионном [6, 7] режимах переноса, для осциллирующего поля впервые установлена зависимость коэффициента СПД от частоты.

Рассмотрим в одномерном случае некристаллический полупроводник с достаточно высокой плотностью ЛС. В момент $t=0$ в тонком поверхностном слое ($x=0$) генерируются свободные носители с поверхностной плотностью σ_0. К полупроводнику приложено электрическое поле $E(t)$, направленное перпендикулярно слою носителей. В рамках модели многократного захвата [4, 6] перенос носителей (без учета обычной диффузии) описывается системой уравнений

$$\partial p(x,\ t)/\partial t + \mu_c E(t)\, \partial p_c(x,\ t)/\partial x = 0, \tag{1}$$

$$\partial \rho(x,\ t,\ \mathcal{E})/\partial t = [g(\mathcal{E})/\tau_0 N_t]\, p_c(x,\ t) - \nu_0 \exp(-\mathcal{E}/kT)\, \rho(x,\ t,\ \mathcal{E}), \tag{2}$$

$$p(x,\ t) = p_c(x,\ t) + \int\limits_0^\infty d\mathcal{E}\, \rho(x,\ t,\ \mathcal{E}), \tag{3}$$

где p — полная плотность носителей, p_c — плотность подвижных носителей, $g(\mathcal{E})\, d\mathcal{E}$ — плотность ЛС с энергиями от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E}+d\mathcal{E}$, $\rho d\mathcal{E}$ — плотность носителей, захваченных на эти ЛС, N_t — полная плотность ЛС, μ_c и τ_0 — соответственно подвижность и время жизни носителей в проводящих состояниях, ν_0 — частота попыток освобождения с ЛС, T — температура. Начальные и граничные условия задачи имеют следующий вид:

$$p(x,\ 0) = p_c(x,\ 0) = \sigma_0 \delta(x),\quad p(|x| \to \infty,\ t) = 0,\quad \partial p(|x| \to \infty,\ t)/\partial x = 0. \tag{4}$$

В том случае, когда заполнение ЛС близко к термически равновесному, из уравнений (1)—(3) нетрудно получить [считая распределение $g(\mathscr{E})$ достаточно глубоким для реализации условия $p_c(x, t) \ll p(x, t)$] следующее уравнение для полной плотности носителей:

$$\partial p(x, t)/\partial t + \mu_e E(t)\, \partial p(x, t)/\partial x -$$
$$- \theta\mu_c^2 E(t) \left\{ \int\limits_0^t dt' E(t') \exp\left[-\omega_t (t - t')\right] \right\} \partial^2 p(x, t)/\partial x^2 = 0, \tag{5}$$

где $\mu_e = \mu_c \theta$ — контролируемая ЛС подвижность носителей [4]. Введены также обозначения

$$\theta = (\tau_0 \nu_0) \left\{ \int\limits_0^\infty d\mathscr{E} g(\mathscr{E})/N_t \exp(\mathscr{E}/kT) \right\}^{-1}, \tag{6а}$$

$$\omega_t = (1/\tau_0)(\tau_0 \nu_0/\theta)^2 \left\{ \int\limits_0^\infty d\mathscr{E} \left[g(\mathscr{E})/N_t\right] \exp(2\mathscr{E}/kT) \right\}^{-1}. \tag{6б}$$

Заметим, что предположение о квазиравновесности заполнения ЛС справедливо при выполнении условия $\theta\omega_t t \gg 1$ [4].

Характерное время изменения функции $p(x, t)$ не может быть меньше, чем время делокализации носителей τ_0/θ (из-за того, что подавляющее большинство носителей локализовано). Следовательно, плотность носителей не может заметно измениться за промежуток времени порядка τ_0/θ: $\langle p(x, t) \rangle \simeq p(x, t)$, где угловые скобки означают усреднение на временно́м интервале от t до $t + \tau_0/\theta$. Выполняя такое усреднение в уравнении (5), получим

$$\partial p(x, t)/\partial t + \mu_e \langle E \rangle (t)\, \partial p(x, t)/\partial x - D_{FS}(t)\, \partial^2 p(x, t)/\partial x^2 = 0, \tag{7}$$

где $D_{FS}(t)$ — зависящий от времени коэффициента СПД:

$$D_{FS}(t) = \theta\mu_c^2 \left\langle E(t) \int\limits_0^t dt' E(t') \exp\left[-\omega_t (t - t')\right] \right\rangle. \tag{8}$$

Таким образом, как видно из уравнения (7), дрейфующий пакет носителей расплывается вследствие стохастического характера контролируемого ЛС транспорта даже в отсутствие обычной диффузии. Дисперсия пакета характеризуется коэффициентом СПД D_{FS}, который пропорционален квадрату напряженности поля $D_{FS} \backsim E^2$. Если характерное время изменения функции $E(t)$ превышает величину τ_0/θ, то коэффициент D_{FS}, вообще говоря, зависит от времени.

В случае постоянного поля $E(t) = \langle E \rangle (t) = E_0 = \mathrm{const}$ («полевая диффузия» [4]) из (8) находим

$$D_{FS} = (\theta\mu_c^2/\omega_t)\, E_0^2. \tag{9}$$

Такое выражение ранее было получено в [4]. Рассмотрим осциллирующую функцию $E(t) = E_0 \cos \omega t$. Если $\omega \gg (\theta/\tau_0)$, то из (8) получим зависящую от частоты (но не зависящую от времени) величину

$$D_{FS} = (\theta\mu_c^2/2\omega_t)\left[1 + (\omega/\omega_t)^2\right]^{-1} E_0^2. \tag{10}$$

В пределе низких частот $\omega \ll \omega_t$ формула (10) переходит в формулу, полученную в работе [5], $D_{FS} = (\theta\mu_c^2/2\omega_t)\, E_0^2$.

Расплывание пакета носителей без заметного сдвига центра тяжести пакета вызвано тем, что делокализация носителей является стохастическим процессом. Освобождаясь с ЛС, носитель при $\omega \gg \theta/\tau_0$ испытывает воздействие поля со случайной фазой. Поэтому прыжки носителя на соседние ЛС в обе стороны оказываются равновероятными. Особенно наглядно физический механизм СПД проявляется при моноэнергетическом распределении ЛС: $g(\mathscr{E}) = N_t \delta(\mathscr{E} - \mathscr{E}_t)$. В этом случае из формул (6) и (10) получаем $D_{FS} = (1/2)\, \nu_r l^2$, где $\nu_r = \nu_0 \times$

$\times \exp(-\mathcal{E}_t/kT)$ — характерная частота прыжков между ЛС, $l=(\mu_c E_0 \tau_0)/[1+ +(\omega\tau_0)^2]^{1/2}$ — характерная длина прыжка. В случае $\omega\tau_0 \ll 1$ величина l близка к $\mu_c E_0 \tau_0$ — смещению заряда в постоянном поле за время τ_0. В обратном случае ($\omega\tau_0 \gg 1$) $l \simeq \mu_c E_0/\omega$, т. е. длина прыжка близка к амплитуде колебаний делокализованного носителя (предполагается, что амплитуда превышает среднее расстояние между ЛС $\mu_c E_0/\omega > N_t^{-1/3}$).

В предельном случае $\omega \ll \tau_0/\theta$ в уравнении (7) средняя величина поля практически не отличается от его мгновенного значения $\langle E(t)\rangle \simeq E(t)$ и коэффициент D_{FS}, строго говоря, зависит от времени. Центр тяжести пакета колеблется с частотой ω, а его дисперсия растет вследствие стохастического разброса времен освобождения носителей с ЛС, т. е. работает механизм полевой диффузии [4]. Однако при выполнении условий $\mu_c E_0/\omega \ll x \ll [\omega\omega_t/(\omega^2+\omega_t^2)] \times \times \mu_c E_0 t$ и $t \gg (\theta/\omega_t)(\omega^2+\omega_t^2)/\omega^2$ можно пренебречь осцилляциями, коэффициент D_{FS} будет также определяться формулой (10).

Полученные для случая осциллирующего поля $E(t)$ результаты показывают, что СПД является доминирующим по отношению к обычной диффузии механизмом расплывания пакета при условии достаточно высокой напряженности поля и низких температур: $E_0^2 > 2kT\ [1+(\omega/\omega_t)^2]^{1/2}(\omega_t/e\mu_c)$, где e — заряд носителя.

Заметим, что в рассмотренных случаях решением задачи (7), (4) является гауссовский пакет с дисперсией $d(t)=\langle [x-\langle x\rangle(t)]^2\rangle^{1/2}=2(D_{FS}t)^{1/2}$. Частотная зависимость СПД может быть исследована времяпролетным методом [2, 3] с использованием зависящего от времени поля

$$E(t) = E_0 + E_v \cos \omega t. \tag{11}$$

Здесь следует ожидать появления зависящей от частоты дисперсии дрейфующего пакета

$$d(t,\ \omega) = 2\mu_c E_0 \{(\theta t/\omega_t)[E_0^2 + (E_v^2/2)[1+(\omega/\omega_t)^2]^{-1}]\}^{1/2}. \tag{12}$$

Если термически равновесное распределение локализованных носителей еще не установилось и дрейф происходит в дисперсионном режиме [6, 7], то система (1)—(3) приводит при условии $\omega t \gg 1$ к следующему уравнению для полной плотности носителей заряда:

$$\partial p(x,\ t)/\partial t + \mu_c [d\tau(t)/dt] \langle E(t)\rangle \partial p(x,\ t)/\partial x - D_{FS}(t)(\partial^3/\partial x^2 \partial t)[\tau(t)\, p(x,\ t)] = 0, \tag{13}$$

$$D_{FS}(t) = \mu_c^2 \left\langle E(t) \int_0^t dt' E(t') \exp\left[-\int_{t'}^{t} dt''/\tau(t'')\right]\right\rangle, \tag{14}$$

где «переменное время жизни носителей» $\tau(t)$ до захвата на глубокие ЛС, т. е. такие ловушки, с которых первоначально захваченный носитель к моменту t еще не совершил перехода на другую ЛС, определяется равенством [7]

$$\tau(t) = \tau_0 \int_0^\infty d\mathcal{E} g(\mathcal{E})\, W(\mathcal{E},\ t), \tag{15}$$

где $W(\mathcal{E}, t)$ — вероятность того, что ЛС с энергией $\mathcal{E}$ остается глубоким к моменту t [7].

Рассмотрим поле, зависящее от времени по закону (11). Из равенства (14) при условии $d\tau(t)/dt \ll 1$ получаем

$$D_{FS}(t) = \mu_c^2\, \tau(t) \{E_0^2 + (E_v^2/2)[1+\omega^2\tau^2(t)]^{-1}\}. \tag{16}$$

Если $E_v=0$ (постоянное поле), то $\langle E(t)\rangle = E_0$, $D_{FS}(t)=\mu_c^2 E_0^2 \tau(t)$ и (13) представляет собой эквивалентную запись уравнения дисперсионного транспорта (без учета обычной диффузии) [6, 7]. В случае $E_0=0$ (осциллирующее поле) $\langle E\rangle(t) = =0$ и формулы (4), (13)—(16) описывают негауссовский пакет носителей заряда, дисперсия которого зависит от времени по закону

$$d^2(t) = {}^1/{}_2\, (\mu_c E_v/\omega)^2 \ln[1+\omega^2\tau^2(t)]. \tag{17}$$

На начальном интервале времени, определяемом условием $\omega\tau(t) < 1$, из равенства (17) следует $d(t) \simeq (1/\sqrt{2})\, \mu_c E_v \tau(t)$. В случае экспоненциального энергетического спектра ЛС $g(\mathcal{E}) = (N_t/\mathcal{E}_0)\exp(-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)$ функция $\tau(t)$ имеет вид $\tau(t) = \tau_0 (\nu_0 t)^{\alpha}$ [6], где $\alpha = (kT/\mathcal{E}_0)$. Следовательно, дисперсия растет со временем по степенному закону $d(t) \backsim \tau(t) \backsim t^{\alpha}$. В то же время дисперсия $d_D(t)$, создаваемая обычной диффузией в дисперсионном режиме, возрастает по более медленному закону: $d_D(t) \backsim [\tau(t)]^{1/2} \backsim t^{\alpha/2}$ [6]. Таким образом, при $\omega\tau(t) < 1$ СПД в дисперсионном режиме преобладает над обычной диффузией. Однако, как следует из (17), при $\omega\tau(t) > 1$ СПД практически не дает вклада в расплывание пакета носителей: $d(t) \simeq (\mu_c E_v/\omega)\, \{\ln[\omega\tau(t)]\}^{1/2}$. Заметим, что численная величина $d(t)$ может быть довольно значительной. Например, при $E_v = 10^5$ В/см, $\omega = 10^6$ с$^{-1}$, $\mu_c = 1$ см^2/В·с и $\omega\tau(t) \gg 1$ получаем $d(t) \gtrsim 10^{-1}$ см.

Таким образом, путем изменения температуры, частоты или амплитуды переменного поля можно управлять толщиной слоя носителей заряда, генерированных в полупроводнике.

Список литературы

[1] Lebedev E. A., Nebauer E., Süptitz P. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 51. N 2. P. K207—K211.
[2] Juška G., Matulionis A., Viščakas J. // Phys. St. Sol. 1969. V. 33. N 2. P. 533—539.
[3] Казакова Л. П., Лебедев Э. А., Сморгонская Е. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 11. С. 2077—2080.
[4] Rudenko A. I., Arkhipov V. I. // Phil. Mag. B. 1982. V. 45. N 2. P. 177—187.
[5] Архипов В. И., Никитенко В. Р. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 790—793.
[6] Архипов В. И., Руденко А. И., Андриеш А. М. и др. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. Кишинев, 1983. 175 с.
[7] Архипов В. И. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1450—1453.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 7.12.1989
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

p—*n*-ПЕРЕХОДЫ В PbS, ПОЛУЧЕННЫЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

Белянский М. П., Гаськов А. М., Дашевский З. М., Рожкова Е. В., Руленко М. П.

Сульфид свинца относится к узкозонным полупроводникам, интерес к исследованию которых обусловлен достигнутыми успехами и перспективами использования этих материалов для создания приемников и источников ИК излучения. В связи с этим актуальной представляется задача исследования и разработки методов управления свойствами сульфида свинца, его легирования, получения приборных структур. Среди методов легирования все более важное место занимает ионная имплантация. Известно, что тип проводимости и концентрация носителей в нелегированных халькогенидах свинца определяются соотношением концентраций собственных дефектов в подрешетках металла и халькогена. Отсюда следует, что возможны два способа легирования посредством ионной имплантации: 1) создание достаточного количества электрически активных радиационных дефектов (РД), преимущественно вакансий халькогена [1]; 2) введение примесей, в том числе изовалентных, которые заполняют вакансии в одной из подрешеток.

Имеющиеся данные [2] по ионной имплантации PbS получены при сравнительно малых дозах внедряемой примеси ($N_{\text{пр}} \leqslant 10^{15}$ см$^{-2}$). Вместе с тем при больших дозах можно ожидать появления новых эффектов, например ускоренной диффузии РД.