

МЕХАНИЗМ ТУННЕЛЬНОЙ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ТОКА

Стыс Л. Е.

Предложен механизм релаксации неравновесного локализованного заряда, согласно которому поставка носителей в разрешенную зону может осуществляться вследствие последовательных туннельных термостимулированных переходов с глубоких локализованных состояний на более мелкие. Проанализированы закономерности релаксации заряда для двух типов энергетического спектра локализованных состояний: при наличии двух моноэнергетических уровней и для экспоненциального распределения ловушек по энергиям. В последнем случае показано, что если температура является достаточно низкой ($T < E_0$), то вероятность заселенности глубокого локализованного состояния описывается законом Кохралака $\langle q(E) \rangle \approx \exp[-(E_0/T)^3 (W(E)t)^\gamma]$, где T — абсолютная температура в энергетических единицах, E_0 — характерный энергетический масштаб изменения плотности локализованных состояний, $W(E)$ — темп термического выброса носителей с уровней глубиной E , t — время релаксации, а показатель $\gamma = T/E_0 < 1$.

Общеизвестно, что вероятность термического выброса электрона в единицу времени с уровня, глубина залегания которого E_i , есть

$$W_i = N_c C_i \exp(-E_i/T), \quad (1)$$

где N_c — плотность состояний в зоне проводимости, C_i — кинетический коэффициент захвата электрона, T — абсолютная температура в энергетических единицах. Если условия эксперимента таковы, что носитель, выбросившись в разрешенную зону, захватиться обратно на локализованные состояния уже не может, то вероятность того, что электрон будет находиться на уровне E_i в момент времени t , есть

$$q_i(t) = \exp[-W_i(E_i)t]. \quad (2)$$

Соотношение (2) лежит в основе ряда современных методик экспресс-анализа энергетического спектра локализованных состояний в полупроводниках [1-3]. Поскольку результаты, полученные различными методами, часто не согласуются друг с другом, в [5] предполагалось, что соотношение (2) не всегда является верным, и постулировалось, что вероятность заселенности локализованных состояний в неупорядоченных полупроводниках описывается законом Кохралака [см. (19)]. Однако никаких микроскопических соображений в пользу такой точки зрения приведено не было. В настоящей работе показано, что неэкспоненциальная кинетика релаксации избыточного заряда может быть обусловлена туннельными термостимулированными переходами электронов между локализованными состояниями.

Предположим, что в образце имеются центры с глубинами E_1 и E_2 , вероятности термического выброса электрона с которых $W_1(E_1)$ и $W_2(E_2)$ даются (1) (см. рисунок; переходы 1 и 2). Кроме того, учтем, что если расстояние между парой таких центров r , то могут происходить термостимулированное туннелирование (рис. 1, переход 3) на уровень более мелкого центра с вероятностью в единицу времени

$$v(r) = \omega_0 \exp[-\alpha r - (E_1 - E_2)/T] \quad (3)$$

и туннельная релаксация в более глубокое состояние (см. рисунок, переход 4), вероятность которой в единицу времени есть

$$\omega(r) = \omega_0 \exp(-\alpha r), \quad (4)$$

где α^{-1} порядка половины радиуса локализации электрона на более мелком центре.

Если в первоначальный момент времени заполнены только нижние уровни, то вероятности заселенностей центров (q_1 и q_2), принадлежащих паре размера r , определяются из системы уравнений

$$\frac{dq_1}{dt} = -[W_1 + \nu(r)] q_1 + \omega(r) q_2, \quad (5)$$

$$\frac{dq_2}{dt} = -[W_2 + \omega(r)] q_2 + \nu(r) q_1 \quad (6)$$

с начальными условиями $q_1(0) = 1, q_2(0) = 0$. Из уравнений (5) и (6) следует, что если выполняются неравенства $\omega \gg \nu, W_2 \gg W_1, \omega_0 \gg W_2$ и коэффициент

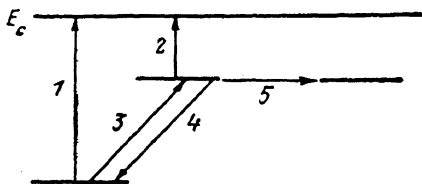


Схема электронных переходов.

E_c — край зоны проводимости. Номера переходов соответствуют номерам реакций в тексте.

захвата на более мелкий центр превосходит коэффициент захвата на более глубокий ($C_2 > C_1$), что может реализоваться, например, при безызлучательном механизме захвата, то вероятность того, что электрон в момент времени t находится в локализованном состоянии ($q = q_1 + q_2$), есть

$$q(r, t) = \begin{cases} \exp(-C_2 W_1 t / C_1), & 0 < r < l, \end{cases} \quad (7a)$$

$$\begin{cases} \exp[-\nu(r) t], & l < r < L, \end{cases} \quad (7b)$$

$$\begin{cases} \exp(-W_1 t), & L < r < \infty, \end{cases} \quad (7b)$$

где величины l и L определяются равенствами

$$l = \alpha^{-1} \ln(\omega_0 / W_2), \quad (8)$$

$$L = \alpha^{-1} \ln[(\omega_0 C_2) / (W_2 C_1)]. \quad (9)$$

Заметим, что максимальная длина возврата l фактически может быть меньше, чем формально следует из (8), поскольку возможны примерно изоэнергетические прыжки между мелкими центрами (см. рисунок, переход 5). Тогда величина l определяется из равенства

$$\omega(l) = W_2 + \beta_0 \exp(-\alpha R), \quad (10)$$

где R примерно совпадает со средним расстоянием между мелкими центрами, а $\beta_0 \gg \omega_0$. [В (10) использовано среднее расстояние R , так как, хотя вероятность прыжка на меньшее расстояние между мелкими центрами больше, но если расстояние между ними много меньше R , то электрон скорее вернется обратно на первый мелкий центр, чем протуннелирует на какой-либо третий. Другими словами, среднее расстояние — это практически то минимальное расстояние, протуннелировав на которое электрон уже обратно не возвращается]. Из (10) следует, что если преобладает прыжковое перемешивание, то термостимулированное туннелирование существенно влияет на вероятность заселенности глубоких центров, например, в том случае, если коэффициенты C_2 и C_1 равны.

При приближении ближайших пар средняя величина $\langle q(t) \rangle$ есть

$$\langle q(t) \rangle = \int_0^{\infty} dr q(r, t) F(r). \quad (11)$$

Если центры распределены в пространстве некоррелировано, то

$$F(r) = 4\pi r^2 N_2 \exp[-(4\pi/3) N_2 r^3], \quad (12)$$

где N_2 — концентрация более мелких центров. В этом случае условие применимости (11) имеет вид

$$N_2 l^3 \ll 1, \quad (13)$$

где величина l определяется из (10). Неравенство (13) означает, что если какой-то мелкий центр оказался ближайшим одновременно для двух глубоких, но размеры этих пар больше l , то процессы термостимулированного туннелирования происходят практически независимо, а доля пар размера $r < l$ мала.

Усреднение выражений (7а) и (7в) производится элементарно, а усреднение (7б) дает

$$\langle q(t) \rangle = \exp[-(4\pi/3) N_2 r_{\text{opt}}^3(t)], \quad (14)$$

где $r_{\text{opt}}(t)$ определяется из условия $v(r_{\text{opt}}) t = 1$ и равно

$$r_{\text{opt}}(t) = \alpha^{-1} [\ln(\omega_0 t) - (E_1 - E_2)/T]. \quad (15)$$

Рассмотрим теперь экспоненциальное распределение ловушек по энергиям, когда плотность состояний $N(E)$ есть

$$N(E) = (N_0/E_0) \exp(-E/E_0). \quad (16)$$

Поскольку величины $N_0 C(E)$ и ω_0 одного порядка, то для простоты примем, что $N_0 C(E) = \omega_0$.

Электрон, находящийся первоначально на уровне E_A , может за время t , такое что $\ln(\omega_0 t) < E_A/T$, перейти вследствие перехода 3 в локализованное состояние с энергией E , которое находится от данного центра на расстоянии не более чем $r_{\text{opt}}(E)$ (15), причем в (15) E_1 должно быть заменено на E_A , а E_2 на E . Такие переходы могут происходить в полосе энергий от $E_{CF}(t)$, где $E_{CF}(t)$ — положение квазиуровня Ферми в момент времени t , до

$$E_{\min} = E_A - T \ln(\omega_0 t). \quad (17)$$

[На достаточно больших временах, когда $E_{\min}(t) \ll 0$, ловушки с глубиной E_A будут опустошаться за счет термостимулированного выброса (см. рисунок, переход 1)]. Следовательно, если пренебречь процессами возврата (см. рисунок, переход 4), то через время t электроны будут оставаться только на таких центрах, которые не имеют ближайшего соседа на расстоянии $r \leq r_{\text{opt}}(E)$ (15) при любых энергиях от E_{\min} до E_{CF} . Тогда [ср. (14)]

$$\langle q(E_A) \rangle = \exp \left[-(4\pi/3) \int_{E_{\min}}^{E_{CF}} N(E) r_{\text{opt}}^3(E) dE \right]. \quad (18)$$

Из выражений (15)–(18) вытекает, что на достаточно больших временах релаксации, когда $E_{CF} - E_{\min} > E_0$,

$$\langle q(E_A) \rangle = \exp[-6\varepsilon (E_0/T)^\gamma [W(E_A)^\gamma t]^\gamma], \quad (19)$$

где $\varepsilon = (4/3)\pi N_0 \alpha^{-3}$, $W(E)_A = \omega_0 \exp(-E_A/T)$ — темп термического выброса, а показатель степени $\gamma = T/E_0$ и меньше единицы, поскольку из (19) следует, что уровни E_A будут в основном опустошаться за счет процессов термостимулированного туннелирования, если при $t = W^{-1}(E_A)$ величина $\ln \langle q(E_A) \rangle < -1$, т. е. при $T < E_0$. (Оценки показывают, что для типичных параметров $6\varepsilon \approx 1$).

Обсудим теперь, когда оправдано пренебрежение процессами возврата. Подынтегральное выражение в (18) имеет максимум при

$$E_{\text{opt}} = \min(E_{CF}, 3E_0 + E_{\min}). \quad (20)$$

Это означает, что в момент времени t переходы \mathcal{E} с уровней E_A происходят в основном на расстояние

$$r_{\max}(E_{\text{opt}}) = \alpha^{-1}(E_{\text{opt}} - E_{\min})/T. \quad (21)$$

Среднее расстояние между практически изоэнергетическими уровнями в полосе от E_{opt} до $E_{\text{opt}} + T$ есть

$$R(E_{\text{opt}}) \approx [T/(N_c E_0)]^{1/2} \exp[E_{\text{opt}}/(3E_0)]. \quad (22)$$

В случае равных предэкспонент прыжковое перемешивание (см. рисунок, переход 5) преобладает над процессами возврата, если $r_{\max} > R(E_{\text{opt}})$, чему, как видно из (21), (22), соответствует неравенство

$$N_c \alpha^{-2} > T^2 E_0 \max[E_{CF}^{-2}, (3E_0)^{-2}], \quad (23)$$

которое заведомо выполняется при $T < E_0$. Таким образом, из-за того что плотность состояний $N(E)$ (16) убывает по мере роста E , процессы возврата не играют существенной роли.

Другими словами, для глубоких центров ($E > E_0$) преобладают пары промежуточного размера, поэтому поставка электронов с таких ловушек в зону проводимости лимитируется первым процессом термостимулированного туннелирования, для которого требуется наибольшее время. Тогда заряд Q , оставшийся в локализованных состояниях в момент времени t , можно оценить по формуле

$$Q = (N_c/E_0) \int_0^{\infty} \exp[-(E/E_0) - 6\varepsilon(E_0/T)^3 [W(E)t]^2] dE. \quad (24)$$

Подынтегральное выражение в (24) имеет максимум при

$$E_{CF}(t) = E_0 \ln [6\varepsilon(E_0/T)^3 (\omega_0 t)^2], \quad (25)$$

поэтому $Q(t) \approx N_c \exp(-E_{CF}/E_0)$. [Заметим, что если положение квазиуровня Ферми $E_{CF}(t)$ определить из условия $\ln \langle q(E_{CF}) \rangle = -1$, то получится точно такое же выражение (25). Это обстоятельство и оправдывает введение квазиуровня Ферми $E_{CF}(t)$].

Обсудим теперь полученные результаты. Показано, что если в кристаллическом полупроводнике характерный размер пар $r > L$ (9), то термостимулированные переходы практически не играют никакой роли. Если же в основном имеются пары малого размера [$r < l$ (10)], то, как следует из (7а), при использовании обычной методики обработки экспериментальных данных будет верно определено положение более глубокого уровня, но при $C_2 > C_1$ найденное сечение захвата в действительности будет соответствовать более мелкому центру. Видимо, именно наличием таких комплексов дефектов объясняются результаты работы [4], где было обнаружено, что сечение захвата одних и тех же центров, определенное методом релаксационной спектроскопии [2], может различаться на 2 порядка. В пользу такой точки зрения свидетельствует наличие в образцах более мелких центров в тех случаях, когда получались большие сечения захвата. Дополнительное подтверждение высказанного предположения может быть получено, например, при исследовании частотной зависимости проводимости.

В том случае, когда преобладают пары промежуточного размера ($l < r < L$), поставка носителей в зону лимитируется процессом термостимулированного туннелирования (7б). Если такие пары распределены в пространстве некоррелированно, то, используя формулы (14) и (15), нетрудно показать, что релаксация проводимости будет происходить по степенному закону, поскольку, когда захватом носителей в локализованные состояния можно пренебречь, ток $I(t) \sim -d \langle q \rangle / dt$. Видимо, этим объясняются результаты работы [6], где с использованием метода [2] было обнаружено, что, когда кинетика релаксации проводимости является неэкспоненциальной, экспериментально нельзя однов-

значно определить энергию активации, соответствующую глубине залегания уровня.

При экспоненциальном распределении ловушек по энергиям (16) заселенность глубоких уровней ($E > E_0$) описывается законом Кохралака (19), если температура является достаточно низкой ($T < E_0$). Постулируя соотношение, подобное (19), в [5] удалось объяснить различие данных методов [1, 3], относящихся к аморфному гидрогенизированному кремнию. Известно [7], что закон (19) может быть обусловлен наличием так называемой «иерархической динамики», когда сначала происходит процесс с большим характерным временем. По нашему мнению, в случае опустошения ловушек такая иерархия связана с последовательностью процессов термостимулированного туннелирования и термического выброса.

Список литературы

- [1] Lang D. V., Logan K. A. // J. Electron. Mater. 1975. V. 4. N 5. P. 1053—1066.
- [2] Hurtes Ch., Boulon M., Mittonnean A., Bois D. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. N 12. P. 821—823.
- [3] Okuchi H. // Phil. Mag. 1985. V. 25. N 1. P. 33—67.
- [4] Омеляновский Э. М., Поляков А. Я., Райхштейн В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 1428—1432.
- [5] Han R. Q., Tua P. F., Ravalds J., Ngai K. L. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 4. P. 524—530.
- [6] Breitenstein O., Giling L. J. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 99. N 1. P. 215—223.
- [7] Palmer R. G., Stein D. L., Abrahams E., Anderson R. W. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 10. P. 958—961.

Одесский политехнический институт

Получена 16.12.1988
Принята к печати 29.06.1989