

ТЕРМОИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.Карнус, В.И.Перель

В рамках теории многофононных переходов, с экспоненциальной точностью выведено выражение зависимости вероятности термоионизации от внешнего электрического поля. Получено согласие с экспериментальными данными по термоионизации глубоких примесей в кремнии.

Влияние электрического поля на термическую ионизацию примесных центров обычно связывают с эффектом Френкеля – Пула¹. Этот эффект заключается в понижении энергии ионизации электрическим полем и существен для кулоновских притягивающих центров. Известно, что данные емкостной спектроскопии – основного метода исследования термоионизации – противоречат теории, основанной на эффекте Френкеля – Пула². В настоящей работе показано, что экспериментальные данные согласуются с описанием термической ионизации, как процесса термостимулированного туннелирования колебательной системы ("ядра") между двумя термами, соответствующими связанному и свободному состояниям электрона³. В электрическом поле появляется возможность туннелирования электрона, это уменьшает барьер для туннелирования "ядра" и увеличивает вероятность термоионизации.

В простейшей модели, учитывающей взаимодействие электрона только с одним типом локальных колебаний, схема термов изображена на рис. 1 а, где x – координата "ядра", $U_1(x)$, $U_2(x)$ – потенциальные энергии "ядра", отвечающие связанному электрону и свободному соответственно, $U_2(x) - U_1(x) = \epsilon_b(x)$ – энергия связи электрона на центре. Термическая энергия связи – ϵ_T , однако энергия активации для выброса электрона – $\epsilon_T + \epsilon_2$, здесь ϵ_2 – потенциальная энергия "ядра" в точке x_c , где уровень электрона выходит в сплошной спектр ($\epsilon_b(x_c) = 0$).

Выше терма U_2 и параллельно ему проходят термы $U_e(x) = U_2(x) + \epsilon$, где ϵ – энергия вылетевшего электрона. В работе³ показано, что при реальных температурах и не слишком сильной электрон-колебательной связи, термоионизация происходит при энергии "ядра" E , меньшей чем ϵ_2 , посредством туннелирования "ядра" с терма $U_1(x)$ на термы $U_e(x)$. Вероятность такого перехода P определяется перекрытием колебательных волновых функций и зависит от энергии вылетевшего электрона экспоненциально³ $P \sim \exp(-2\tau\epsilon/\hbar)$, где τ – время туннелирования "ядра" в потенциале $U_2(x)$ от точки поворота a_2 до точки встречи термов x_c :

$$\tau = \sqrt{\frac{M}{2}} \int_{a_2}^{x_c} [U_2(x) - E]^{-1/2} dx. \quad (1)$$

Здесь M – масса "ядра", E – его энергия.

В электрическом поле появляется возможность перехода электрона в состояние сплошного спектра при $\epsilon < 0$ (рис. 1, б). Перекрытие ядерных волновых функций при этом возрастает с ростом $|\epsilon|$. Однако, в поле перекрытие электронных волновых функций (которому также пропорциональна вероятность перехода) содержит экспоненту, описывающую туннелирование электрона через треугольный барьер и падающую с ростом $|\epsilon|$. В результате

$$P \sim \exp \left\{ (2\tau|\epsilon|/\hbar) - \frac{4}{3} \sqrt{2m} |\epsilon|^{3/2}/\hbar F \right\},$$

где F – сила, действующая на электрон во внешнем электрическом поле. Наиболее вероятная энергия вылетевшего электрона определяется максимумом показателя экспоненты: $|\epsilon| =$

$= F^2 \tau^2 / 2m$, и зависимость вероятности термоионизации от электрического поля принимает вид

$$e \sim \exp(F^2 \tau^3 / 3m\hbar). \quad (2)$$

Полагая $U_2(x) = M\omega_2^2 x^2 / 2$ и $E \ll \epsilon_2$, получаем из формулы (1): $\tau = [\ln 4\epsilon_2/E] / 2\omega_2$. В качестве энергии E в это выражение следует подставить величину E_0 — перевальную энергию, определяемую конкуренцией вероятности термической активации колебаний и вероятности туннелирования "ядра". Согласно ³ при $E_0 \ll \epsilon_T$ имеем

$$4\epsilon_2/E_0 = C \exp(\hbar\omega_2/kT),$$

где $C = [(1+\nu)/(1-\nu)]^{1/\nu}$, $\nu = \sqrt{1-\beta}$, β — константа связи, введенная согласно соотношению $e_b(x) = \beta M\omega_2^2(x-x_c)^2/2$. Таким образом для τ находим:

$$\tau = \frac{1}{2\omega_2} \ln C + \frac{\hbar}{2kT}. \quad (3)$$

Формулы (2, 3) допускают прямое сравнение с экспериментальными данными. На рис. 2 представлены данные из работы ² для термического выброса электрона с акцепторного уровня Au в кремнии в зону проводимости. Видно, что зависимость от F согласуется с формулой (2).

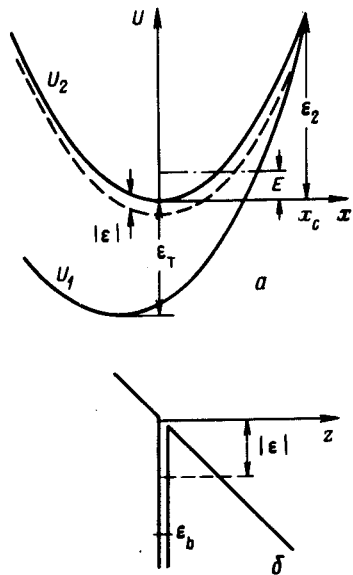


Рис. 1. Энергетические схемы для движения "ядра" (а) и электрона (б)

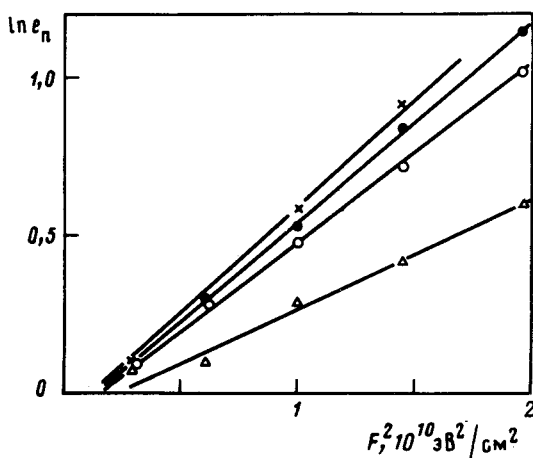


Рис. 2. Зависимость логарифма вероятности термоионизации электронов из акцепторного уровня Au в кремнии ² от квадрата электрического поля при разных температурах: \times — 197 К, \bullet — 205 К, \circ — 217 К, Δ — 283 К

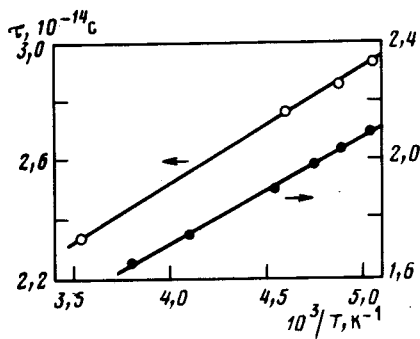


Рис. 3. Зависимость времени туннелирования "ядра" τ от обратной температуры при выбросе электронов (o) и дырок (•) из акцепторного уровня Au в кремнии

Из рис. 2 с помощью формулы (2) можно найти τ при различных температурах (принято $m = 0,33m_0$). Как видно из рис. 3, температурная зависимость τ хорошо описывается формулой, согласующейся с (3):

$$\tau = \frac{\hbar}{2k} \left(A + B \frac{1}{T} \right), \quad (4)$$

где $A^{-1} \cong 4,1 \cdot 10^2$ К, $B \cong 1$ (согласно (3) должно быть $B = 1$). На рис. 3 изображена также зависимость τ от T^{-1} для термического выброса дырки с того же центра в кремнии в валентную зону (в качестве m взята масса легкой дырки $m = 0,16m_0$). Эти данные также описываются формулой (4) со значениями $A^{-1} \cong 1,3 \cdot 10^3$ К, $B \cong 0,9$. Аналогично для выброса дырок с цинка в кремнии ⁴ оценено $B \cong 0,7$. Проведенное сравнение с экспериментом (в особенности близость коэффициента B к единице) убедительно свидетельствует в пользу правильности избранного механизма термоионизации и причин ее зависимости от электрического поля. Следует отметить, что в более слабых полях можно ожидать проявления эффекта Френкеля — Пула. Для притягивающих кулоновских центров этот эффект должен наблюдаться при $\sqrt{2m} |\epsilon|^{3/2} / F \hbar < 1$. При больших значениях $|\epsilon|$ эффект Френкеля — Пула становится несущественным, так как даже если уровень $|\epsilon|$ выше, чем горб потенциала в направлении F , то конус направлений, по которым электрон может уйти с центра не туннелируя, слишком мал, чтобы его движение описывалось классическим образом ⁵.

Выше считалось, что $|\epsilon|$ мала по сравнению с характерными энергиями ϵ_T , E_0 . Можно показать, что в полях $F \gtrsim \sqrt{2m\epsilon_T} \omega_2$ это условие нарушается, что приводит к ослаблению полевой зависимости вероятности термоионизации. Возможно, этим объясняются данные по термоионизации в GaAs ⁶. При еще более сильных полях, становится возможным чисто активационный переход между термами (без туннелирования ядра), рассмотренный в работе ⁷.

Литература

1. Frenkel J. Phys. Rev., 1938, 54, 647.
2. Tasch A.F., Sah C.T. Phys. Rev. B, 1970, 1, 800.
3. Абакумов В.Н., Меркулов И.А., Перель В.И., Ясевич И.Н. ЖЭТФ, 1985, 89, 1472.
4. Herman J.M., Sah C.T. Phys. Stat. Sol. a, 1972, 14, 405.
5. Аронов А.Г., Иоселевич А.С. ЖЭТФ, 1978, 74, 1043.
6. Makram-Ebeid S., Lannoo M. Phys. Rev. B, 1982, 25, 6406.
7. Köster H., Iassievich I.N., Hübner K. Phys. Stat. Sol. b, 1983, 115, 409.