

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ИОНИЗАЦИЮ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В. Карпус

В рамках теории многофононных переходов получено выражение для вероятности холодной эмиссии электрона с учетом взаимодействия с локальными колебаниями.

В сильном электрическом поле ионизация примесного центра происходит в результате туннелирования электрона из связанного состояния в свободное (рис. 1). При наличии электрон-фононного взаимодействия ионизация центра должна сопровождаться перестройкой решетки в окрестности центра. Цель настоящей работы – показать, что это обстоятельство влияет на вероятность холодной эмиссии: в показатель туннельной экспоненты, определяющей вероятность ионизации сильным полем, вместо термической энергии связи входит большая – оптическая энергия связи.

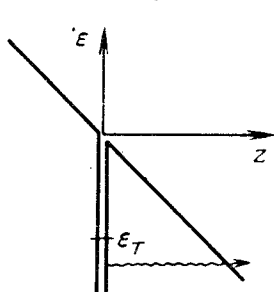


Рис. 1. Туннелирование электрона (\rightsquigarrow) в сильном электрическом поле.

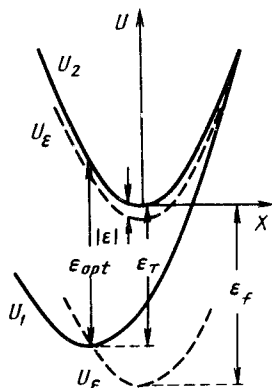


Рис. 2. Схема адиабатических термов для движения "ядра"

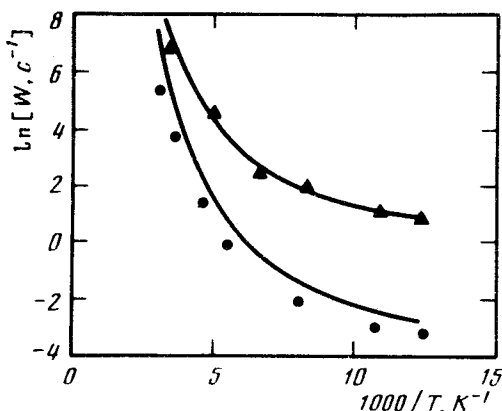


Рис. 3. Зависимость логарифма вероятности эмиссии электронов из глубокого центр $EL2$ в GaAs от обратной температуры при $F = 4 \cdot 10^5$ эВ/см (▲) и $F = 3.5 \cdot 10^5$ эВ/см (●) ⁶. Кривые проведены по формулам (6), (5) при значениях параметров центра, определенных в работе ⁷

Будем для простоты считать, что решеточная подсистема ("ядро") описывается одной конфигурационной координатой (главную роль в электрон-фононном взаимодействии играет локальное колебание). На рис. 2 изображены адиабатические термы для движения "ядра": U_1 отвечает связанному состоянию; U_2, U_ϵ отвечают ионизованному центру и свободному электрону с энергией ϵ (U_2 соответствует $\epsilon = 0$; отсчет энергии вылетевшего электрона показан на рис. 1). Ионизация сопровождается переходом "ядра" с терма U_1 на U_ϵ . При низких температурах этот переход происходит посредством туннелирования "ядра". Вероятность ионизации определяется конкуренцией туннельных барьеров для "ядра" и электрона: чем больше $|\epsilon|$ (чем ниже U_ϵ), тем легче переходит "ядро", но тем труднее туннелирует электрон. В слабом поле оптимальная энергия вылетевшего электрона гораздо меньше термической энергии связи ϵ_T и характерный терм U_ϵ расположен вблизи U_2 ¹. При увеличении электрического поля характерный терм U_ϵ опускается и в пределе сильных полей вероятность ионизации определяется наиболее благоприятными условиями для перехода "ядра". Этим условиям соответствует такое расположение U_1 и U_ϵ , когда они пересекаются в точке минимума U_1 . В результате вероятность ионизации сильным полем F с экспоненциальной точностью можно записать в виде

$$W \sim \exp \left[- \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar F} \epsilon_f^{3/2} \right], \quad (1)$$

где ϵ_f больше термической энергии связи ϵ_T (см. рис. 2). Этот эффект аналогичен известной разнице между оптической ϵ_{opt} и термической энергиями связи, и из рис. 2 можно убедиться, что $\epsilon_f = \epsilon_{opt}$.

Если энергия связи сравнима с шириной запрещенной зоны E_g , то при вычислении туннельного интеграла для электрона необходимо учесть двухзонный спектр. В рамках модели Кейна, получим выражение (1), где вместо "полевой энергии связи" ϵ_f необходимо подставить ϵ_f^* определенное выражением:

$$\epsilon_f^{*3/2} = \frac{3}{8} E_g^{3/2} \{ \arcsin \sqrt{u} - (1-2u) \sqrt{u(1-u)} \}; \quad u \equiv \frac{\epsilon_f}{E_g}. \quad (2)$$

Найдем полевую и температурную поправку к показателю вероятности холодной эмиссии электрона (1). В случае сильного поля, когда дно характерного терма U_ϵ расположено ниже дна U_1 , барьер для "ядра" в основном определяется термом U_1 . Тогда вероятность перехода "ядра" можно оценить как вероятность найти его в точке пересечения термов при равновесном распределении на колебательных уровнях терма U_1 : $W_c \sim \exp[-2(\tilde{\epsilon}_1/\hbar\omega_1) \times \text{th}(\hbar\omega_1/2k_B T)]$, где $\tilde{\epsilon}_1$ — энергия пересечения термов U_1 и U_ϵ , отсчитанная от дна U_1 , ω_1 — частота колебаний на терме U_1 . Вероятность эмиссии электрона с энергией ϵ пропорциональна произведению W_c на вероятность туннелирования электрона:

$$W(\epsilon) \sim \exp\left[-2 \frac{\tilde{\epsilon}_1}{\hbar\omega_1} \text{th} \frac{\hbar\omega_1}{2k_B T}\right] \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar F} |\epsilon|^{3/2}\right]. \quad (3)$$

Энергия пересечения термов $\tilde{\epsilon}_1$ минимальна и равна нулю при $|\epsilon| = \epsilon_f$ поэтому ее связь с энергией вылетевшего электрона при $\epsilon_f - |\epsilon| \ll \epsilon_f$ можно представить в виде

$$\tilde{\epsilon}_1 = \frac{1}{b\epsilon_f} (\epsilon_f - |\epsilon|)^2, \quad (4)$$

где b определяется константой электрон-фононной связи.

Вероятность ионизации W равна сумме $W(\epsilon)$ по всем состояниям вылетевшего электрона. Используя (4) и применив метод перевала, для W получим:

$$W \sim e^{-\Phi_c}, \quad \Phi_c = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar F} \epsilon_f^{3/2} - b \frac{m\omega_1}{\hbar} \frac{\epsilon_f^2}{F^2} \text{cth} \frac{\hbar\omega_1}{2k_B T}. \quad (5)$$

Это выражение описывает влияние взаимодействия электрона с локальными колебаниями "ядра" на ионизацию центра сильным электрическим полем. Если $k_B T < \hbar\omega_1$, оно справедливо при $F > \sqrt{2m\epsilon_f}\omega_1$.

Связь ϵ_f с ϵ_T и константы b с константой электрон-фононной связи определяется конкретной моделью адиабатических термов. Например, если считать адиабатические термы одинаковыми параболлами (модель Хуанга и Рис³), то: $\epsilon_f = \epsilon_T + S\hbar\omega_1$, $b = 4S\hbar\omega_1/\epsilon_f$ где S — фактор Хуанга и Рис. Учет кейновского спектра приводит к формуле (5), где в первое слагаемое для Φ_c необходимо подставить $\epsilon_f \rightarrow \epsilon_f^*$, а во второе $b \rightarrow b^* = b(1 - \epsilon_f/E_g)$.

Предэкспоненциальный множитель вероятности ионизации можно вычислить в модели потенциала нулевого радиуса, используя в качестве возмущения, вызывающего переходы, оператор неадиабатичности. В результате

$$W = \frac{F}{2\sqrt{2m\epsilon_f}} e^{-\Phi_c}, \quad (6)$$

где главный член Φ_c определен соотношением (5).

При выводе формулы (6) использовано, что $S > 1$. При малых S , когда электрон-фононным взаимодействием можно пренебречь, формула (6) переходит в выражение, полученное Демковым и Друкаревым⁴ для вероятности холодной эмиссии.

Авторы предшествующих теоретических работ ^{5,6} по многофононной ионизации глубоких центров в сильном электрическом поле приводили выражения для W в форме, требующей машинного расчета.

На рис. 3 проведено сравнение полученного выражения для W с экспериментальными данными ⁶ по выбросу электронов из глубокого уровня $EL2$ в GaAs в сильном поле. Сплошные кривые проведены по формулам (6), (5) при значениях параметров $\epsilon_T = 0,73$ эВ, $S = 5,5$, $\hbar\omega_1 = 20$ мэВ, которые были определены в работе ⁷ по анализу спектра фотолюминесценции с этого уровня. Следует обратить внимание, что выражения (6), (5) не только правильно предсказывают термополевые зависимости вероятности ионизации, но и приводят к правильному численному значению W .

Я благодарен В.И.Перелю за постоянное внимание и помощь в работе.

Литература

1. Карпус В., Перель В.И. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 403.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с. 107.
3. Huang K., Rys A. Proc. Roy. Soc. A, 1950, 204, 406.
4. Демков Ю.Н., Друкарев Г.Ф. ЖЭТФ, 1964, 47, 918.
5. Куджмаускас Ш.П. Лит. физ. сб., 1976, 16, 549; 1979, 19, 661; Далидчик Ф.И. ЖЭТФ, 1978, 74, 472.
6. Makram-Ebeid S., Lannoo M. Phys. Rev. B, 1982, 25, 6406.
7. Yu P.W. Solid. State Comm., 1982, 43, 953.