

Влияние X -долины на туннелирование и время жизни электронов в гетероструктурах GaAs/AlAs

© Е.В. Демидов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

Получена 11 марта 1996 г. Принята к печати 26 июня 1996 г.

В приближении эффективной массы вычислены вероятность туннелирования электрона через треугольный барьер и время жизни его в квантовой яме рядом с гетеробарьером GaAs/AlAs, образованной сильным электрическим полем. Показано, что для таких структур вероятность туннелирования в X -долину может на несколько порядков превышать вероятность туннелирования в Γ -долину. Время жизни электрона в квазистационарном состоянии перед гетеробарьером также в основном определяется туннелированием в X -долину и составляет $\sim 10^{-13} - 10^{-11}$ с в полях $E \sim 10^5 - 10^6$ В/см.

Отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) и быстрое переключение тока в многослойных полупроводниковых гетероструктурах широко исследуются в последние годы, в том числе и в структурах GaAs/AlAs [1,2]. Механизм ОДП в них связан с переключением между состоянием с низкой проводимостью, когда ток определяется туннелированием электронов через барьер, и состоянием с высокой проводимостью, обусловленным разогревом носителей, переходом их в верхние L - и X -долины и прохождением над гетеробарьером. Скорость переключения таких структур может определяться как временем разогрева носителей за счет электрон-электронных столкновений, так и временем жизни электронов в квазистационарном состоянии перед барьером — τ . Особенность структур с гетеробарьером GaAs/AlAs, выращенных на плоскости (100), состоит в том, что из-за нарушения трансляционной инвариантности на гетерограницах могут замещиваться состояния Γ - и X -долин. Электрон из Γ -долины, туннелируя через барьер, может перейти как в Γ -, так и в одну из X -долин. Переходы в L - и две другие X -долины запрещены законом сохранения импульса вдоль барьера (далее будем полагать этот импульс равным 0). Обычно вероятность туннелирования в X -долину невелика. Однако если в Γ -долине барьер достаточно высокий и его прозрачность мала, то учет X -долины может давать существенный вклад. Так, резонансное туннелирование электронов через квантовое состояние в X -долине в структурах с одиночным барьером GaAs/AlAs/GaAs с использованием приближения эффективной массы изучалось в [3]. Время жизни квазистационарного состояния в структурах с тонким барьером рассмотрено в [4]. В [5] рассчитан туннельный ток через толстый барьер с использованием приближения сильной связи.

В настоящей работе исследовано туннелирование электронов через треугольный барьер, образованный однородным электрическим полем в гетероструктурах GaAs/AlAs (см. вставку на рис. 1). В приближении эффективной массы вычислены вероятности

туннелирования электрона из Γ -долины GaAs в Γ - и X -долины AlAs — D_Γ и D_X , а также время жизни электрона в треугольной квантовой яме рядом с гетеробарьером. В работах [3,4] не рассматривался уход электронов в X -долину, так как для тонких слоев он обычно запрещен или несущественен. Кроме того, рассмотренная структура содержит один гетеропереход, поэтому в отличие от [3–5] для $D_{\Gamma,X}$ и τ получены сравнительно простые аналитические выражения и асимптотические оценки. В расчетах были использованы следующие параметры [4]: $U_\Gamma = 0.861$ эВ — величина энергетического разрыва на гетеробарьере для Γ -долины, $U_{X1} = 0.46$ эВ — положение дна X -долины в GaAs (область — 1 слева от барьера) и $U_{X2} = 0.185$ эВ — положение дна X -долины в AlAs (область — 2 справа от барьера) относительно Γ -долины в GaAs. Для эффективных масс соответственно использованы значения: $m_{\Gamma1} = 0.067m_e$, $m_{\Gamma2} = 0.15m_e$, $m_{X1} = 1.3m_e$ и $m_{X2} = 1.1m_e$, где m_e — масса электрона.

Смешивание Γ - и X -состояний в гетероструктуре учитывалось следующими граничными условиями для волновых функций (ВФ) на гетерогранице [3]:

$$\Psi_{\Gamma1} = \Psi_{\Gamma2}, \quad \frac{1}{m_{\Gamma2}} \frac{d\Psi_{\Gamma2}}{dz} - \frac{1}{m_{\Gamma1}} \frac{d\Psi_{\Gamma1}}{dz} = \alpha\Psi_{X1},$$

$$\Psi_{X1} = \Psi_{X2}, \quad \frac{1}{m_{X2}} \frac{d\Psi_{X2}}{dz} - \frac{1}{m_{X1}} \frac{d\Psi_{X1}}{dz} = \alpha\Psi_{\Gamma1}, \quad (1)$$

где $\alpha = 2\alpha_1/\hbar^2$, $\alpha_1 = 0.1$ эВ \AA взяты из [3].

Коэффициенты прохождения электрона через треугольный барьер $D_{\Gamma,X}$ вычисляются по формулам

$$D_\Gamma = \frac{m_{\Gamma1}}{\pi m_{\Gamma2} k_\Gamma x_{\Gamma2}} |b|^2, \quad (2)$$

$$D_X = \frac{m_{\Gamma1}}{\pi m_{X2} k_\Gamma x_{X2}} \frac{\alpha^2 |E_\Gamma b|^2}{\left| \frac{k_X}{m_{X1}} E_X + \frac{1}{m_{X2} x_{X2}} E'_X \right|^2}, \quad \varepsilon \leq U_{X1}, \quad (3)$$

$$b = 2 \left[E_{\Gamma} + i \frac{m_{\Gamma 1} E'_{\Gamma}}{m_{\Gamma 2} k_{\Gamma} x_{\Gamma 2}} - i \frac{\alpha^2 m_{\Gamma 1} E_{\Gamma}}{k_{\Gamma} \left(\frac{k_X}{m_{X 1}} + \frac{E'_{X}}{m_{X 2} x_{X 2} E_X} \right)} \right]^{-1}, \quad (4)$$

где $k_{\Gamma}(\varepsilon) = \sqrt{2m_{\Gamma 1}\varepsilon}/\hbar$, $k_X(\varepsilon) = \sqrt{2m_{X 1}(U_{X 1} - \varepsilon)}/\hbar$, $F = eE$, $x_{(\Gamma, X) 2} = (\hbar^2/2m_{(\Gamma, X) 2}F)^{1/3}$,

$$E_{\Gamma}(\varepsilon) = \text{Bi} \left(\frac{U_{\Gamma} - \varepsilon}{F x_{\Gamma 2}} \right) + i \text{Ai} \left(\frac{U_{\Gamma} - \varepsilon}{F x_{\Gamma 2}} \right), \quad (5)$$

$$E_X(\varepsilon) = \text{Bi} \left(\frac{U_{X 2} - \varepsilon}{F x_{X 2}} \right) + i \text{Ai} \left(\frac{U_{X 2} - \varepsilon}{F x_{X 2}} \right),$$

e — заряд электрона, E — электрическое поле, ε — энергия налетающего на барьер электрона, отсчитанная от дна зоны проводимости GaAs, \hbar — постоянная Планка, Ai, Bi — функции Эйри, $E'_{\Gamma, X}$ выражаются по формулам (5) с заменой Ai, Bi на Ai', Bi'.

Третье слагаемое в формуле (4), пропорциональное α^2 , отражает влияние X-долины на туннелирование электронов в Γ -долине. Так как α мала, для рассмотренной структуры во всем интервале энергий поправка, связанная с этим слагаемым, не превышает 0.3% и в (4) его можно опустить.

Если выполняется условие $(U_{\Gamma} - \varepsilon)/F x_{\Gamma 1} \gg 1$ (прозрачность барьера при этом мала), то для D_{Γ} нетрудно получить приближенное выражение

$$D_{\Gamma} \simeq \frac{4\sqrt{m_{\Gamma 1} m_{\Gamma 2} \varepsilon (U_{\Gamma} - \varepsilon)}}{(m_{\Gamma 2} - m_{\Gamma 1})\varepsilon + m_{\Gamma 1} U_{\Gamma}} \times \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_{\Gamma 2} (U_{\Gamma} - \varepsilon)^3}}{\hbar F} \right), \quad (6)$$

что при $m_{\Gamma 1} = m_{\Gamma 2}$ совпадает с [6].

На рис. 1 приведены рассчитанные по формулам (2)–(5) зависимости $D_{\Gamma}(\varepsilon)$ и $D_X(\varepsilon)$ (кривые 1 и 2) при $E = 10^6$ В/см. Для сравнения приведена также $D_{\Gamma}(\varepsilon)$, рассчитанная по приближенной формуле (6) (кривая 3). Как видно из рисунка, кривые 1 и 3 хорошо совпадают при $D_{\Gamma} \leq 0.1$. При малых энергиях, когда прозрачность барьера для Γ -электронов мала, вероятность туннелирования в X-долину на 4 порядка превышает вероятность туннелирования в Γ -долину. С увеличением энергии и, соответственно, прозрачности барьера в Γ -долине, роль Γ -X-переходов уменьшается из-за относительно малой вероятности этих процессов.

Время жизни квазистационарного состояния в треугольной потенциальной яме находилось по мнимой части его комплексной энергии — ε [7].

$$\tau^{-1} = \nu = -2\text{Im}(\varepsilon)/\hbar. \quad (7)$$

ε определялось из условий, что ВФ справа от барьера имеет вид уходящий в $+\infty$ волны, а на бесконечности слева от барьера она экспоненциально затухает. По

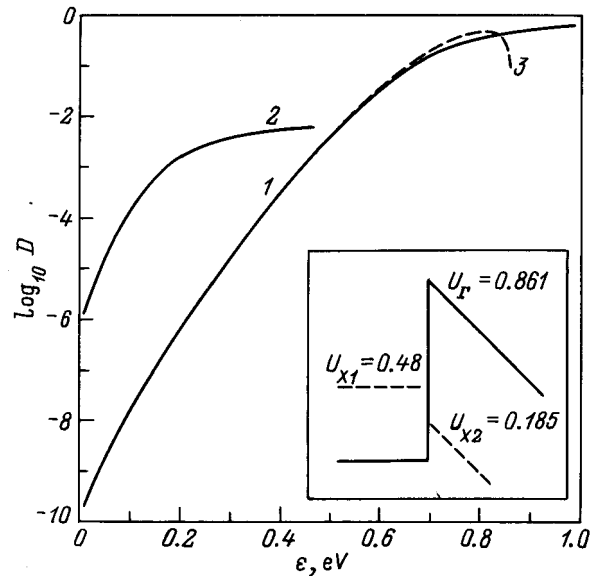


Рис. 1. Зависимости $D_{\Gamma}(\varepsilon)$ (1) и $D_X(\varepsilon)$ (2) при $E = 10^6$ В/см. Для сравнения приведена также $D_{\Gamma}(\varepsilon)$, рассчитанная по приближенной формуле (6), (3).

аналогии со стационарным случаем, вместе с граничными условиями для ВФ (1) эти условия дают трансцендентное уравнение для определения ε . Если потенциальная яма достаточно глубокая, то ε можно представить в виде $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$, где $\varepsilon_0 = 2.34F x_{\Gamma 1}$ — энергия основного состояния в треугольной яме с бесконечным барьером. Подставляя это выражение для ε в трансцендентное уравнение и разлагая последнее по $\delta\varepsilon$ (при выполнении условия $\delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$), получим приближенное выражение

$$\delta\varepsilon \simeq -\frac{F}{m_{\Gamma 1}} \left(\frac{E'_{\Gamma}}{m_{\Gamma 2} x_{\Gamma 2} E_{\Gamma}} + \frac{\alpha^2}{\frac{1}{m_{X 1} x_{X 1}} A_0 - \frac{E'_{X}}{m_{X 2} x_{X 2} E_X}} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где $A_0 = \text{Ai}((U_{X 1} - \varepsilon_0)/F x_{X 1})/\text{Ai}'((U_{X 1} - \varepsilon_0)/F x_{X 1})$ и ε везде нужно заменить на ε_0 .

Если в (8) пренебречь туннелированием через X-долину (слагаемое, пропорциональное α^2), при выполнении условия $(U_{\Gamma} - \varepsilon_0)/F x_{\Gamma 1} \gg 1$, можно получить простое выражение

$$\delta\varepsilon_{\Gamma} \simeq \frac{-\hbar m_{\Gamma 2} F}{m_{\Gamma 1} \sqrt{2m_{\Gamma 2} \varepsilon_0 (U_{\Gamma} - \varepsilon_0)}} \times \left[1 + i \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_{\Gamma 2} (U_{\Gamma} - \varepsilon_0)^3}}{\hbar F} \right) \right], \quad (9)$$

где вещественная часть $\delta\varepsilon$ определяет сдвиг энергии, связанный с конечностью высоты барьера U_{Γ} , а мнимая часть комплексной энергии определяет время жизни квазистационарного состояния.

Зависимость обратного времени жизни электрона от приложенного электрического поля (кривая 1)

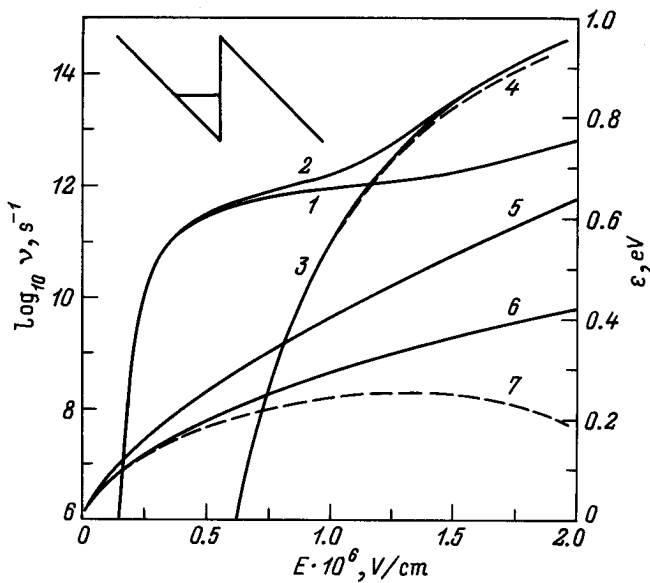


Рис. 2. Зависимости обратного времени жизни (1-4) и ϵ_0 , $\text{Re}(\epsilon)$, $\text{Re}(\epsilon_0 + \delta\epsilon)$ (5-7) от приложенного электрического поля для квазистационарного состояния электрона в гетероструктуре. 1 — точное значение для обратного времени жизни, 2 — ν , рассчитанное по (8) с учетом Γ -X-туннелирования, 3 — ν — без учета X-долины, 4 — обратное время жизни, рассчитанное по приближенной формуле (9).

приведена на рис. 2. Здесь же приведены зависимости, рассчитанные по формуле (8): кривая 2 построена с учетом Γ -X-туннелирования, кривая 3 — без учета X-долины. Для сравнения приведено также обратное время жизни, рассчитанное по приближенной формуле (9) (кривая 4). На этом рисунке приведены также зависимости ϵ_0 , $\text{Re}(\epsilon)$ и $\text{Re}(\epsilon_0 + \delta\epsilon)$ от E (кривые 5-7 соответственно). Завышенное значение ν , полученное из формул (8), (9) при $E > 10^6$ В/см, связано с тем, что в этих полях ϵ_0 дает несколько завышенное значение для ϵ .

Как видно из приведенного рисунка, влияние туннелирования в Γ -долину проявляется в росте $\nu(E)$ только в электрических полях $E > 1.5 \cdot 10^6$ В/см, поэтому учет X-долины при вычислении времени жизни очень существенен. При $E > 5 \cdot 10^5$ В/см, когда квазистационарное состояние поднимается выше дна X-долины в AlAs, обратное время жизни относительно слабо зависит от поля и меняется в пределах $\nu \sim 10^{11} - 10^{13}$ с $^{-1}$.

В заключение выражают благодарность Ю.А. Романову за обсуждение результатов работы. Работа выполнена при финансовой поддержке МНТП "Физика твердотельных структур" (проект 1-030), МНФ (проект NOL300) и РФФИ.

Список литературы

- [1] K. Hess, T.K. Higman, M.A. Emanuel, J.J. Coleman. J. Appl. Phys., **60**, 3775 (1986).
- [2] А.М. Белянцев, Ю.Ю. Романова. ФТП, **29**, 1408 (1995).
- [3] H.C. Liu. Appl. Phys. Lett., **51**, 1019 (1987).
- [4] Yu. Zhang, H. Zheng. Appl. Phys. Lett., **65**, 1036 (1994).
- [5] J.A. Stovngeng, P. Lipavský. Phys. Rev. B, **49**, 16494 (1994).
- [6] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981) с. 177.
- [7] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской механике* (М., Наука, 1966) с. 162.

Редактор В.В. Чалдышев

X-valley influence on electron tunneling and escape time from GaAs/AlAs heterostructures

E.V. Demidov

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603600 N.Novgorod, Russia

Abstract Within the effective mass envelope function approach we calculated the transmission coefficient for a triangular barrier and the tunneling escape time of an electron from quantum well created by a strong electric field near a (100) GaAs/AlAs heterobarrier. It has been shown that for these structures the coefficient of transmission X-valley may exceed the coefficient of transmission to Γ -valley by several orders. The electron escape time from the quasi-stationary state near the heterobarrier is also determined by tunneling to the X-valley and reaches $\sim 10^{-13} - 10^{-11}$ s at $E \sim 10^5 - 10^6$ V/cm.

Fax: (8312)67-55-53 (Demidov)

E-mail: demidov@ipm.sci-nnov.ru