[6] Я л а м о в Ю.И., П о д д о с к и н А.Б., Ю ш к а н о в А.А. – Докл. АН СССР, 1980, т. 254, № 2, с. 343–346.
[7] П о д д о с к и н А.Б., Ю ш к а н о в А.А., Я л а м о в Ю.И. – ЖТФ, 1982, т. 52, № 11, с. 2253–2256.
[8] И в ч е н к о И.Н., Я л а м о в Ю.И. – Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 6, с. 139–143.
[9] G r o s s E.P., Z i e r i n g S. – Phys. Fluids, 1959, v. 2, N 6, p. 701–712.
[10] S o n e Y., A o k i K. – N.Y., AIAA, 1981, p, 489–503.
[11] S o g a T. – Phys. Fluids, 1986, v. 29, N 4, p. 976–985.
[12] I a c o b s e n S.M., B r o c k I.R. – I. Colloid Sci., 1965, v. 20, N 6, p. 544–554.

Арзамасский государственный
педагогический институт
им. А.П. Гайдара

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6 26 марта 1988 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ МЕНЯЮЩИЙСЯ ВО ВРЕМЕНИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

В.С. К у з н е ц о в

При изучении туннельного эффекта обычно рассматривается прохождение частиц через статический потенциальный барьер [1–3]. Однако при движении частицы в области барьера возможно как возбуждение различных колебаний (электромагнитных [4], плазменных [5], колебаний кристаллической решетки [6, 7], хемосорбированных молекул [8] и др.), так и воздействие этих колебаний на частицу, проявляющееся в возникновении изломов или разрывов на кривых зависимости силы тока и ее производных от прикладываемой разности потенциалов в гетероструктурах при очень низких температурах [9, 10]. Теоретически в разных приближениях задача исследовалась рядом авторов [11–14]. Было обнаружено большое влияние осцилляций барьера на прохождение частиц.

В данной работе на основании сторогого квантомеханического расчета рассматривается установившийся процесс прохождения и отражения частиц с массой m через прямоугольный потенциальный барьер $U(x,t)$ высота которого меняется со временем t по гармоническому закону:

$$U(x,t) = \begin{cases} \hbar(V_0 + V_1 \cos(\omega t)) & \text{при } |x| \leq a/2, \\ 0 & \text{при } |x| > a/2, \end{cases}$$

где $\hbar V_0$, a – высота и ширина барьера, $\hbar V_1$, ω – амплитуда и частота модуляции, $\hbar$ – постоянная Планка.

В области $x<-a/2$ решение уравнения Шреденгера имеет вид:

$$\Psi(x,t)=\sum_n{}' \left\{\delta_{n,0}e^{i\varkappa x}+A(\omega_0+\omega n)e^{-i\varkappa x}\right\}\exp\left\{-i(\omega_0+\omega n)t\right\}, \qquad (1)$$

где $\varkappa(n)=\sqrt{2m(\omega_0+\omega n)/\hbar}$. Первый член в правой части описывает падающую на барьер волну с частотой ω_0, второй член при $\omega_0+\omega n > 0$ – набор отраженных волн.

В области $x>a/2$ имеем суперпозицию уходящих от барьера волн:

$$\Psi(x,t)=\sum_n C(\omega_0+\omega n)\exp\left\{-i\left[(\omega_0+\omega n)t-\varkappa(n)x\right]\right\}. \qquad (2)$$

Из условия непрерывности Ψ и Ψ' в точках $x=-a/2$ и $x=a/2$ получаем систему линейных неоднородных уравнений с комплексными коэффициентами для определения $C(\omega_0+\omega n)$:

$$\sum_k{}' F^{(+)}_{n,k}C(\omega_0+\omega k)=\delta_{n,0}. \qquad (3)$$

Коэффициенты $A(\omega_0+\omega n)$ можно выразить через $C(\omega_0+\omega n)$:

$$A(\omega_0+\omega n)=\sum_k F^{(-)}_{n,k}C(\omega_0+\omega k), \qquad (4)$$

где

$$F^{(\pm)}_{n,k}=\frac{1}{2}\exp\left\{ia\sqrt{2m(\omega_0+\omega k)/\hbar}\right\}\sum_l J_{l+n}(V_1/\omega)J_{l+k}(V_1/\omega)\times$$

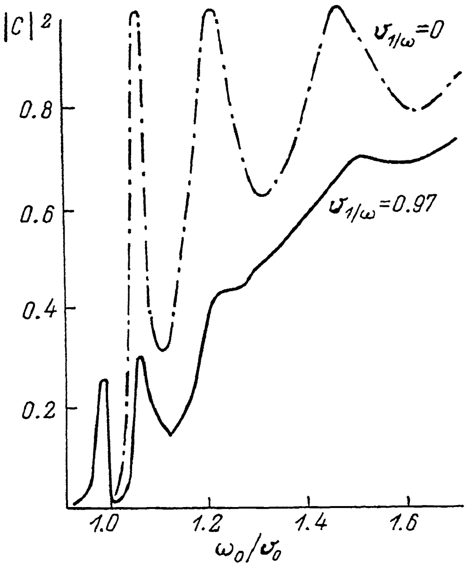
$$\times\left\{\left[1\pm\sqrt{\frac{\omega_0+\omega k}{\omega_0+\omega n}}\right]\cos\left(a\sqrt{2m(\omega_0-V_0-\omega l)/\hbar}\right)-i\left[\sqrt{\frac{\omega_0+\omega k}{\omega_0+V_0-\omega l}}\pm \right.\right. \qquad (5)$$

$$\left.\left.\pm\sqrt{\frac{\omega_0-V_0-\omega l}{\omega_0+\omega n}}\right]\sin\left(a\sqrt{2m(\omega_0-V_0-\omega l)/\hbar}\right)\right\},$$

$J_n(V_1/\omega)$ – функция Бесселя.

Из (3) и (4) следует, что осцилляция высоты барьера приводит к возникновению нескольких эквидистантных по энергиям каналов прохождения и отражения частиц, энергии частиц при отражении и прохождении могут меняться.

Из (5) и из свойств функций Бесселя $J_n(V_1/\omega)$ вытекает, что число слагаемых, дающих существенный вклад в (5), и число $C(\omega_0+\omega n)$, дающих вклад в (2), зависит от ω, ω_0 , V_0 , a , но в основном определяется величиной модуляции барьера V_1/ω , при V_1/ω =0 получаем отличное от нуля единственное слагаемое в (5) и $C(\omega_0)$. Для любого набора ω, ω_0 , V_1/ω, V_0 , a существует свое значение p модуля разности $n-k$, начиная с которого значение $F^{(\pm)}_{n,k}$ с увеличением $|n-k|$ монотонно убывает по абсолют-



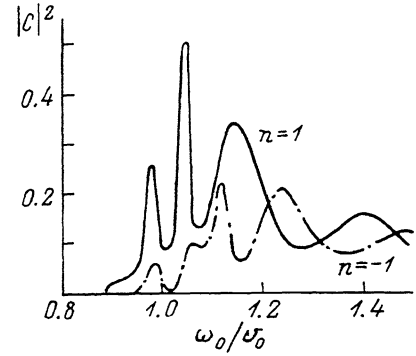


Рис. 1. Зависимость $|C(\omega_0)|^2$ для основного канала от энергии падающих частиц при V_1/ω =0.97 и V_1/ω =0.

Рис. 2. Зависимость $|C(\omega_0+\omega n)|^2$ от ω_0/V_0 для каналов с n =1 и n =–1.

ной величине. Поэтому решение уравнения (3) можно свести к отысканию точного решения системы $2p+1$ уравнений, а затем воспользоваться теорией возмущений.

Анализ численных расчетов показывает, что временная осцилляция высоты барьера приводит к стимуляции прохождения частиц через основной канал (без изменения энергии) при $\omega_0 < V_0$ и угнетению при энергиях выше барьера $\omega_0 > V_0$. На рис. 1 приведена зависимость $|C(\omega_0)|^2$ для основного канала от ω_0/V_0 для $\hbar V_0$ =0.4 эВ, a =168 Å, m =0.065m_0, ω =7.10^{12} Гц при V_1/ω =0.97 и V_1/ω =0.

Прохождение частицы по каналу с $n \neq 0$ (с изменением энергии) зависит от знака и величины n, а также от V_0, V_1/ω, ω, ω_0, a. Прозрачность такого канала может превосходить прозрачность основного канала. Величина $|C(\omega_0+\omega n)|$ проходит через максимум при резонансном туннелировании, когда энергия частицы в канале совпадает с величиной $\hbar V_0+h^2n^2/8ma^2$, n =1, 2, ... На рис. 2 приведена зависимость $|C(\omega_0+\omega n)|^2$ от энергии частиц с n =1 и n =–1 при V_1/ω =0.97.

Среди решений (3) и (4) имеются $C(\omega_0+\omega n)$ и $A(\omega_0+\omega n)$ с отрицательными энергиями частиц $\omega_0+\omega n < 0$, описывающие локализацию частиц около барьера.

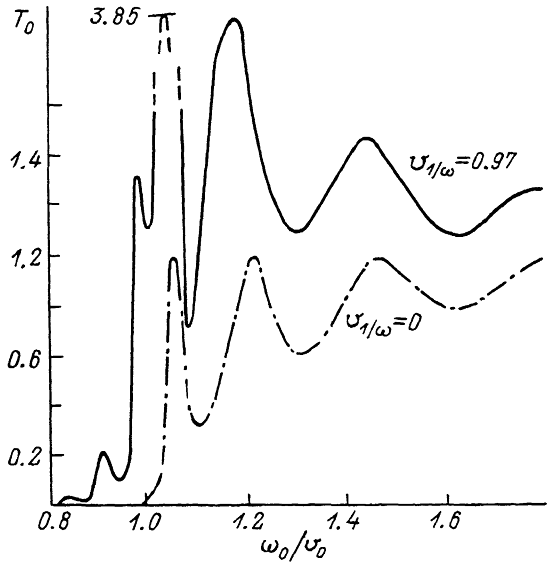


Рис. 3. Зависимость коэффициента прозрачности барьера T_0 от энергии падающих частиц при V_1/ω =0.97 и V_1/ω =0.

Из выражения (1) и (2) следует, что плотности тока отраженных и прошедших частиц содержат осциллирующие как в пространстве, так и во времени слагаемые. Причем от координаты x зависят амплитуды и фазы переменных составляющих токов. Не меняющиеся во времени вклады в величины токов не зависят от x. При прохождении и при отражении от осциллирующего барьера частицы могут ускоряться, поэтому плотности токов отраженных и прошедших частиц могут существенно превосходить плотность тока падающего на барьер частиц.

Вычисленные по этим токам коэффициенты прозрачности T и отражения R являются функциями t и x, могут превосходить единицу и $T+R \geq 1$. Не зависящие от времени части коэффициентов T и R имеют вид:

$$T_0(\omega_0,\omega) = \sum_n \sqrt{1+\omega n/\omega_0}\,\theta(\omega_0+\omega n)\left|C(\omega_0+\omega n)\right|^2,$$

$$R_0(\omega_0,\omega) = \sum' \sqrt{1+\omega n/\omega_0}\,\theta(\omega_0+\omega n)\left|A(\omega_0+\omega n)\right|^2,$$

где $\theta(y)$ =1 при $y \geq 0$, $\theta(y)$ =0 при $y < 0$.

Анализ численных расчетов показывает, что T_0 и R_0, как функции от ω_0, имеют несколько локальных экстремумов, причем в точках, где функция $T_0(\omega_0)$ достигает локального максимума, функция $R_0(\omega_0)$ имеет минимум. Каждая точка соответствует резонансному туннелированию по одному из каналов. На рис. 2 приведена зависимость T_0 от ω_0/V_0 при V_1/ω =0.97 и V_1/ω =0.

Литература

[1] Fowler R.H. Nordheim L. – Proc. Roy. Soc., 1928, v. A 119, p. 173.
[2] Simmons J.G. – J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 1793.
[3] Ненакаливаемые катоды / Под ред. Елинсона М.И., 1974, с. 165.
[4] Lambe J., McGarthy S.L. – Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 923.
[5] McIlroy P.W. Pepper M. – J. Phys. C: Solid State Phys., 1985, v. 18, L 87.
[6] Hickmott T.W., et al. – Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 2053.
[7] Gruimaraes P.S.S., et al. – J. Phys. C: Solid State Phys., 1985, v. 18, L 605.
[8] Grauthier S., et al., – Surf. Sci., 1985, v. 155, p. 31.
[9] Binnig G., et al. – Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 178.
[10] Блюмина М.Г. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 5, с. 257.
[11] Buttiker M., Landauer R. – Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1739.
[12] Соколовский Д.Г., Сумецкий М.Ю. – ТМФ, 1985, т. 64, с. 233.
[13] Stone A.D., et al. – Phys. Rev., 1985, v. B 31, p. 1707.
[14] Roy D.K., Chosh A. – Indian J. Pure and Appl. Phys., 1986, v. 24, p. 339.

Ярославский государственный университет

Поступило в Редакцию 15 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6 26 марта 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ GaP МЕТОДОМ ОДМР

П.Г. Баранов, А.Р. Омельчук, Н.Г. Романов

Оптически детектируемый магнитный резонанс (ОДМР) эффективно используется для исследования спин-зависимой рекомбинации в полупроводниках [1, 2]. В последние годы повышенный интерес проявляется к изучению рекомбинационных процессов, приводящих к люминесценции кристаллов фосфида галлия в инфракрасной области [3-6]. В настоящей работе сообщается о наблюдении новых спектров