

- [9] Paule P. M., Maudd J. // P. Sylvil J. Jean P. C. R. Acad. Sci. 1973. V. C 277. N 20. P. 1021—1023.
 [10] Rimet R., Schlenker C. // J. Phys. 1982. V. 43. N 12. P. 1759—1765.
 [11] Morales Toro J. E., Becker W. M., Wang B. I., Debska U. R., Richardson J. W. // Sol. St. Commun. 1984. V. 52. N 1. P. 41—43.
 [12] Gocde O., Heimbrodt W. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 146. P. 11—62.
 [13] Varschni V. P. // Physica. 1967. V. 34. N 1. P. 149—154.
 [14] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966. 324 с.

ОКБ «Регистр» Института физики АН АзССР
Баку

Получено 15.06.1989
Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ ПРИ КВАНТОВОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ

Дынин Е. А.

Задача о преодолении электроном одномерного статического потенциального барьера представляет интерес в связи с перспективами создания и использования разнообразных квантово-размерных полупроводниковых структур [1]. Описание динамики процесса требует решения задачи в нестационарной постановке, для чего обычно привлекаются методы компьютерного моделирования [2—4]. В работе [5] был развит аналитический подход, в котором координату центра пакета, прошедшего барьер, удалось представить как функционал от начальной волновой функции и амплитуды прохождения $A(p)$, где $p > 0$ — импульс. Далее этот подход распространен на следующие моменты матрицы плотности, характеризующие деформацию электронного сигнала при туннелировании. В качестве иллюстрации рассмотрен случай гауссова пакета и одноуровневой резонансной структуры.

Исходным при расчете служит асимптотическое представление [3]

$$f_+(p, k, t) = A\left(p + \frac{k}{2}\right) A^*\left(p - \frac{k}{2}\right) \exp\left\{-\frac{ipkt}{\hbar m}\right\} f_-(p, k, t=0). \quad (1)$$

Здесь t — время, m — эффективная масса частицы,

$$f_{\pm}(p, k) = \int \theta(\pm x) \exp\left\{-\frac{ikx}{\hbar}\right\} W(p, x) dx, \quad (2)$$

где $\theta(y)$ — функция Хэвисайда, $W(p, x)$ — вигнеровская плотность квази-вероятности [3, 6], x — координата. Для вывода (1) считалось, что при $t=0$ пакет почти полностью локализован в квадранте фазового пространства $x < < 0$, $p > 0$, а выбор t в левой части (1) отвечает условию локализации прошедших частиц в области за барьером, сосредоточенным вблизи начала координат.

На основании (2) и общих правил вычисления моментов в фазовом пространстве [6] придем к формулам для моментов в забарьерной области

$$\langle x^n(t) \rangle = N^{-1} \int \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial k} \right)^n f_+(p, k, t) dp \Big|_{k=0}, \quad (3)$$

$$\langle p^n(t) \rangle = N^{-1} \int p^n f_+(p, k=0, t) dp, \quad (4)$$

$$N = \int f_+(p, k=0, t) dp.$$

Подставляя (1) в (3), (4), получим закон эволюции моментов

$$\langle x^n(t) \rangle = \sum_{j=0}^n C_{nj} t^j, \quad \langle p^n(t) \rangle = C_{nn} m^n, \quad (5)$$

отличающийся от результата для свободного движения лишь значениями констант C_{nj} , которые далее определены при $n \leq 2$.

Учитывая вытекающее из (2) равенство $f_{-}^{*}(p, k) = f_{-}(p, -k)$, с помощью вещественных функций $g(p)$, $\xi(p)$, $\eta(p)$ запишем следующее (справедливое в пренебрежении членами порядка k^3) разложение:

$$f_{-}(p, k, t=0) = g(p) \exp \left\{ -\frac{ik\xi(p)}{\hbar} - \frac{k^2\eta(p)}{2\hbar^2} \right\}. \quad (6)$$

где в силу (4) $g(p) > 0$ — плотность начального распределения по импульсам. Если ξ и η постоянны, то, согласно (3), $\xi = \langle x(t=0) \rangle$, $\eta = \langle x^2(t=0) \rangle - \langle x(t=0) \rangle^2 \equiv \sigma^2$. При выборе

$$g(p) = \frac{\tau}{\hbar} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp \left\{ -\frac{2\sigma^2(p-p_0)^2}{\hbar^2} \right\} \quad (7)$$

и принятом условии локализации $|\xi| \gg \sigma$ формула (6) практически точно [3, 6] описывает когерентное состояние, задаваемое гауссовым волновым пакетом.

Вводя функции $a(p) = \hbar d\varphi(p)/dp$, $b(p) = -(\hbar^2/2)d^2 \ln |A(p)|/dp^2$, где $\varphi(p)$ — фаза $A(p)$, и обозначая результат усреднения функции $F(p)$ с весом $g(p)|A(p)|^2$ через $\langle\langle F(p) \rangle\rangle$, с помощью (1)–(6) помимо известных выражений [5]

$$C_{11} = \langle\langle p \rangle\rangle m^{-1}, \quad C_{10} = \langle\langle \xi(p) - a(p) \rangle\rangle \quad (8)$$

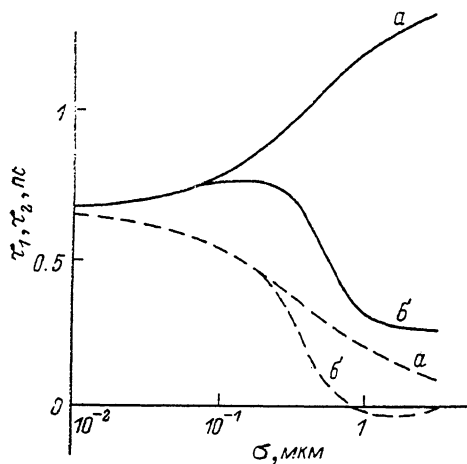
найдем коэффициенты, определяющие дисперсию распределения по p и x :

$$C_{22} = \langle\langle p^2 \rangle\rangle m^{-2},$$

$$C_{21} = 2 \langle\langle p [\xi(p) - a(p)] \rangle\rangle m^{-1}, \quad (9)$$

$$C_{20} = \sigma^2 + \langle\langle [\xi(p) - a(p)]^2 + b(p) \rangle\rangle. \quad (10)$$

Применим общие формулы (8)–(10) для анализа прохождения гауссовым



Зависимость времен пролета τ_1 (сплошные линии) и уширения τ_2 (штриховые) от начальной дисперсии при расстройке.

$z(p_0)$, мэВ: $a-0$, $b-2$, $m=0.067m_e$, $E(p_r) = 80.1$ мэВ, $\Gamma=1$ мэВ [2], m_e — масса электрона.

пакетом (6), (7) простейшей структуры с $A(p) = \Gamma/[z(p) + i\Gamma]$, где $z(p) = 2[E(p) - E(p_r)]$, $E(p) = p^2/(2m)$, $E(p_r)$ — энергия резонанса, $\Gamma > 0$ — его ширина. В окрестности резонанса, т. е. при $\epsilon = |z(p_0)/E(p_r)| \ll 1$, стационарный вклад процесса туннелирования в распространение пакета характеризуется прежде всего временем пролета $\tau_1 = (\xi - C_{10})m/p_0$ и временем уширения $\tau_2 = [\sqrt{C_{20} - C_{10}^2} - \sigma]m/p_0$. С учетом равенств $a(p) = 2\tau_0|A(p)|^2 p/m$, где $\tau_0 = \hbar/\Gamma$, и

$$b(p) = \frac{4\tau_0^2|A(p)|^2}{m} \left\{ E(p) + \frac{z(p)}{4} - \frac{2|A(p)|^2 E(p) z^2(p)}{\Gamma^2} \right\}$$

определение этих времен сводится к расчету однократных интегралов, который приводится аналитически в случаях $\Lambda = (m\Gamma\sigma^2/\hbar^2) \rightarrow \infty$ и $\Lambda \rightarrow 0$.

В первом квазимонохроматическом пределе помимо приведенного в [3, 5] результата $\tau_1 = 2\tau_0|A(p_0)|^2$ имеем $\tau_2 = mb(p_0)/(2\sigma p_0)$. В частности, при $z(p_0) = 0$ $\tau_1 = 2\tau_0$, $\tau_2 = p_r\tau_0^2/(\sigma m)$, и для достаточно широкого резонанса, когда $p_r\tau_0 \ll \sigma m$, в соответствии с данными численного эксперимента [3] $\tau_2 \ll \sigma m/p_r$, т. е. относительное уширение пакета незначительно.

При усреднении в противоположном случае предельно узкого резонанса введем $s = \Lambda z/\Gamma$ и для выделения ведущих по степеням Λ членов воспользуемся при $\delta \gg \Lambda$ асимптотической формулой [2]

$$\int_0^{\infty} \frac{\hbar(s) ds}{(s^2 + \Lambda^2)^n} = \frac{\pi \hbar(0) \Lambda^{1-2n} (2n-3)!!}{2(2n-2)!!},$$

что дает $\langle\langle a(p) \rangle\rangle = a(p_1)/2$, $\langle\langle b(p) \rangle\rangle = \langle\langle a^2(p) \rangle\rangle - \langle\langle a(p) \rangle\rangle^2 = a^2(p_1)/8$. Далее, исходя из (8), (10) и опуская члены $\sim \varepsilon$, получим простые зависимости $\tau_1 = \tau_2 = \tau_0$. К ним можно прийти и с помощью качественных соображений, связанных с экспоненциальным законом распада метастабильного уровня [1, 3], в котором τ_0 есть не только среднее значение времени жизни уровня, но и дисперсия этого времени.

Рисунок, демонстрирующий немонотонность при $z(p_0) \neq 0$ функций $\tau_1(\sigma)$ и $\tau_2(\sigma)$ в промежуточном диапазоне изменений, построен для модельной структуры на основе GaAs [3] с помощью численного интегрирования.

Очевидно, что аналогичная процедура осуществима для любой модели с заданным $A(p)$, причем объем необходимых при этом вычислений значительно ниже, чем при прямом математическом моделировании, реализация которого вблизи резонанса встречает дополнительные трудности [2].

Список литературы

- [1] Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. Электроника СВЧ. 1987. № 9 (403). С. 21—34.
- [2] Jauho A. P., Nieto M. M. // Superlat. a. Microstr. 1986. V. 2. N 5. P. 407—413.
- [3] Collins S., Lowe D., Burker J. R. // J. Phys. 1987. V. C20. N 36. P. 6213—6243.
- [4] Kluksdahl N. C., Kriman A. M., Ferry D. K. // Superlat. a. Microstr. 1988. V. 4. N 2. P. 127—131.
- [5] Nauge E. H., Falk J. P., Fjeldly T. A. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 8. P. 4203—4214.
- [6] Татарский В. И. // УФН. 1983. Т. 139. В. 4. С. 587—619.
- [7] Федорюк М. В. Асимптотика. Интегралы и ряды. М., 1987. 544 с.

Всесоюзный

Научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений
Госстандарта СССР
Москва

Получено 16.06.1989

Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ ИЗОЛИРУЮЩЕГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Дубров И. Н., Козловский С. И., Коростышевский Ю. М.,
Моин М. Д.

Фотомагнитный эффект (ФМЭ) нашел широкое применение для определения рекомбинационных и кинетических параметров неравновесных носителей заряда в полупроводниковых кристаллах при их возбуждении импульсами света высокой интенсивности [1—4].

Как правило, по мере увеличения интенсивности сильно поглощаемого света G поперечное поле E линейно возрастает при сравнительно малых интенсивностях и достигает насыщения при больших, когда фотопроводимость превышает равновесную проводимость пластины [3, 4]. Линейная с насыщением зависимость $E(G)$ наблюдалась нами при исследовании ФМЭ в кристаллах изолирующего GaAs, однако при интенсивностях света $G > 10^{24}$ кв/см²·с величина поперечного поля с увеличением G уменьшалась, а при $G > 2 \times 10^{25}$ кв/см²·с поле изменяло знак. Исследованию причин инверсии знака поперечного поля и посвящено настоящее сообщение.