

**МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ЭФФЕКТ ХОЛЛА В
ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С
НЕСИММЕТРИЧНЫМ РАССЕЯНИЕМ**

Ф.Т.Васько

*Институт полупроводников АН Украины,
252650, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 13 мая 1992 г.

Квазиклассическое описание энергетического спектра неприменимо к туннельно-связанным квантовым ямам с различными временами релаксации τ_l и τ_r (так как 2×2 -гриновская функция не диагонализуется при $\tau_l \neq \tau_r$). Поэтому для магнитосопротивления и эффекта Холла даже в слабых магнитных полях ($\omega_c \tau_{l,r} < 1$, ω_c - циклотронная частота) получаются квантовые формулы.

Туннельно-связанные электронные состояния в двойных квантовых ямах (ДКЯ) изучались как оптическими методами, так и по "резонансу сопротивления", возникающему для $\Delta \approx 0$ (Δ - расщепление уровней ДКЯ при $T=0$, T - туннельный матричный элемент) при несимметричном рассеянии в левой (l -) и правой (r -) КЯ¹⁻⁴. Этот эффект обусловлен не зависимостью концентрации электронов в l - и r -КЯ от Δ (перенос в реальном пространстве), а изменением вероятности рассеяния из-за туннельного смешивания состояний. Однако в случае частот туннелирования T/\hbar , меньших различия частот релаксации l - и r -КЯ $\nu \equiv (\tau_l^{-1} - \tau_r^{-1})$ (считаем $\tau_l < \tau_r$), процессы рассеяния подавляют туннельную суперпозицию состояний КЯ и квазиклассическое описание энергетического спектра неприменимо. При этом не только изменяется форма пика "резонанса сопротивления", но и гальваномагнитные эффекты в слабых магнитных полях ($\omega_c \tau_{l,r} < 1$) описываются приведенными ниже квантовыми формулами.

При описании электронных состояний в ДКЯ-структуре используем базис орбиталей l - и r -КЯ, перекрытие которых определяет экспоненциально спадающий с толщиной барьера туннельный матричный элемент T^5 . Рассматривая ДКЯ-структуру в перпендикулярном магнитном поле и рассеяние на статистически независимых случайных потенциалах l - и r -КЯ $U_l(x)$ и $U_r(x)$ получаем в таком представлении 2×2 -матричный гамильтониан

$$\frac{\pi^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} \hat{\sigma}_z + T \hat{\sigma}_x + U_l(x) \hat{P}_+ + U_r(x) \hat{P}_-. \quad (1)$$

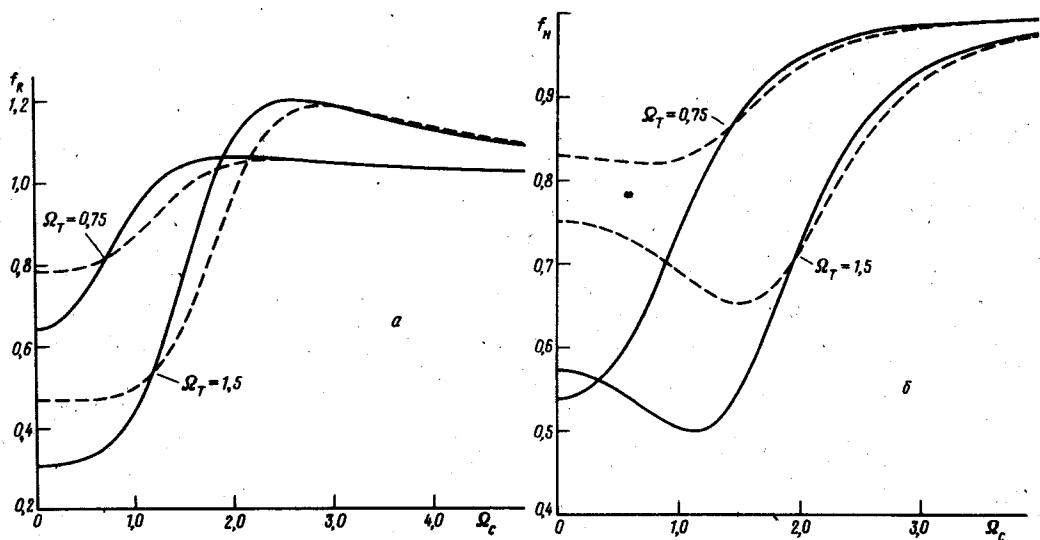
Здесь $\vec{\pi}$ - кинематический импульс, $\hat{\sigma}_x$ и $\hat{\sigma}_z$ - матрицы Паули, $\hat{P}_{\pm} = (1 \pm \hat{\sigma}_z)/2$ - проекционные операторы на состояния l - и r -КЯ с равными эффективными массами m . Диаграммное разложение одиночной гривновской функции для такой модели содержит только пропорциональные \hat{P}_{\pm} вклады от рассеяния. В борновском приближении для области классических магнитных полей $\hbar\omega_c < \epsilon$ (ϵ - средняя энергия электронов¹) запаздывающая гривновская функция в трансляционно-инвариантном представлении определяется 2×2 -матрицей

¹⁾ Считая ϵ порядка размытия ферми-распределения пренебрегаем здесь не только квантовым эффектом Холла, но и магнитоосцилляционными явлениями.

$$\left[\epsilon_p + \frac{\Delta}{2} \hat{\sigma}_z + T \hat{\sigma}_x - E - \frac{i\hbar}{2} (\hat{P}_+/\tau_l + \hat{P}_-/\tau_r) \right]^{-1}, \quad (2)$$

в которой $\epsilon_p = p^2/2m$, p – $2D$ -импульс, а времена релаксации τ_l и τ_r не зависят от p и энергии E для δ -коррелированных случайных потенциалов. В (2) опущена малая перенормировка ϵ_p и Δ , а также вклады более высокого порядка (содержащие $\hat{\sigma}_{x,y}$ слагаемые); учет таких вкладов усложняет рассмотрение диаграммного разложения для проводимости, но не изменяет результаты работы.

Полученная в знаменателе (2) матрица при $\tau_l \neq \tau_r$ не коммутирует со своей эрмитово-сопряженной и гриновская функция не диагонализуется никаким унитарным преобразованием⁶. Поэтому в ДКЯ-структуре с несимметричным рассеянием при $T \simeq \Delta, \hbar\nu$ нельзя ввести обычную картину энергетического спектра слабо затухающих квазичастиц и даже при больших фермиевских энергиях электронов $\epsilon_F \gg T, \Delta$ необходимо квантовое рассмотрение кинетических явлений.



Магнитополевые зависимости модулирующих классические магнитосопротивление (а) и постоянную Холла (б) функций f_R и f_H ; сплошные линии – случай резонанса $\delta = 0$, пунктиры – нерезонансный случай $\delta = 1$

Вычисление тензора проводимости проведем в лестничном приближении (не рассматриваем локализационные поправки), учтя матричную структуру (2) и рассеивающих потенциалов. Для модели рассеяния на δ -коррелированных потенциалах транспортные времена релаксации совпадают с уходными $\tau_{l,r}$ и интегральные уравнения для описывающей линейный отклик гриновской функции превращаются в алгебраические. Такие уравнения можно просуммировать по p , что дает замкнутое уравнение для 2×2 -матрицы $\hat{\Sigma}_{\alpha\beta}$, шпур от которой определяет тензор проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ по соотношению

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_R \text{tr} \hat{\Sigma}_{\alpha\beta}, \quad \sigma_R \equiv \frac{e^2 n}{m} \tau, \quad (3)$$

где n – полная концентрация электронов в ДКЯ-структуре, $\tau^{-1} = (\tau_l^{-1} + \tau_r^{-1})/2$ – средняя частота релаксации; σ_R определяет проводимость при сильном туннельном перепутывании l - и r -состояний, когда складываются вероятности рассеяния на неоднородностях l - и r -КЯ). Удобно вместо $\hat{\Sigma}_{\alpha\beta}$ рассматривать 2×2 -матрицу потоков $\hat{W} = \hat{\Sigma}e$ (e – орт электрического поля в плоскости ДКЯ-структуры), для которой получается квантовое обобщение уравнения баланса импульса

$$[\hat{W}x\bar{\omega}_c] - \frac{i}{\hbar} \left[\hat{W}, \frac{\Delta}{2}\hat{\sigma}_z + T\hat{\sigma}_x \right]_- + \frac{\hat{W}}{\tau} + \frac{\nu}{4} [\hat{W}, \hat{\sigma}_z]_+ = \frac{e}{2\tau} \quad (4)$$

$\bar{\omega}_c = (0, 0, \omega_c)$, $[...]-$ и $[...]+$ – коммутатор и антакоммутатор 2×2 -матриц. Обычное квазиклассическое приближение ^{3,4} получается при $\sqrt{(\Delta/2)^2 + T^2} \gg \frac{\hbar\nu}{2}$ после диагонализации $\frac{\Delta}{2}\hat{\sigma}_z + T\hat{\sigma}_x$, когда (4) преобразуется к уравнению баланса импульса для симметричного и асимметричного состояний ДКЯ-структуры, а недиагональной частью матрицы потоков \hat{W} можно пренебречь.

Общее решение (4) при $\hbar\nu$, сравнимом с расстоянием между уровнями, записываем, переходя к циркулярным координатам и для компонент тензора проводимости $\sigma_d = \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, $\sigma_\perp = \sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ получим

$$\begin{pmatrix} \sigma_d \\ \sigma_\perp \end{pmatrix} = \frac{\sigma_R}{2\tau} \int_{-\infty}^0 dt e^{t/\tau} \begin{pmatrix} \cos \omega_c t \\ \sin \omega_c t \end{pmatrix} \text{tr} \exp \left[t \left(\frac{\nu}{4}\hat{\sigma}_z + i\frac{\Delta}{2}\hat{\sigma}_z + iT\hat{\sigma}_x \right) \right] \times \times \exp \left[t \left(\frac{\nu}{4}\hat{\sigma}_z - i\frac{\Delta}{2}\hat{\sigma}_z - iT\hat{\sigma}_x \right) \right]. \quad (5)$$

Дальнейшее вычисление шпура и интегрирование в (5) выполняется непосредственно и дает

$$\begin{pmatrix} \sigma_d \\ \sigma_\perp \end{pmatrix} = \frac{\sigma_R}{2} \begin{cases} \Psi(1 + i\Omega_c) + \Psi(1 - i\Omega_c) \\ [\Psi(1 + i\Omega_c) - \Psi(1 - i\Omega_c)]/i \end{cases},$$

$$\Psi(s) = s^{-1} \left[1 + \mu^2 \frac{s^2 + \delta^2}{(s^2 - \mu^2)(s^2 + \delta^2) + s^2 \Omega_T^2} \right]. \quad (6)$$

Безразмерные циклотронная и туннельная частоты Ω_c и Ω_T , расщепление уровней δ , а также степень несимметрии рассеяния μ ($\mu = 0$ соответствует однократному рассеянию в КЯ, а $|\mu| = 1$ – рассеянию лишь в одной из КЯ) введены в (6) соотношениями

$$\Omega_c = \omega_c \tau, \quad \Omega_T = 2T\tau/\hbar, \quad \delta = \Delta\tau/\hbar, \quad \mu = \frac{\tau_r - \tau_l}{\tau_r + \tau_l}. \quad (7)$$

Из (6) для безразмерных сопротивления $\rho\sigma_R$ и постоянной Холла R/R_0 ($= -1/|e|nc$) получим

$$\rho\sigma_R = 1 - \frac{\mu^2}{1 + \Omega_c^2} f_R(\Omega_c|\delta, \Omega_T), \quad R/R_0 = 1 + \frac{\mu^2}{1 + \Omega_c^2} f_H(\Omega_c|\delta, \Omega_T), \quad (8)$$

причем приведенные на рисунке функции f_R и f_H равны единице для классического предельного случая. Для исследовавшихся в ² ДКЯ структур с

$\Omega_T \approx 1,6$ эти модулирующие множители заметно отличаются от единицы, однако магнитополевые зависимости (8) оказались бы небольшими, так как $\mu \approx 0,13$. Для ДКЯ-структур с большей несимметрией рассеяния, исследовавшихся в ⁴, зависимости (8) немонотонны, причем $R/R_0 > 0$, а знак магнитосопротивления ($\rho - \rho|_{\omega_c=0}$) даже при $\Omega_c \ll i$ с ростом δ становится отрицательным при $\Omega_T > 1,37$.

Качественное отличие (8) от классических зависимостей при $\Omega_c < 1$ демонстрирует возникновение макроскопических квантовых эффектов в ДКЯ-структуре с несимметричным рассеянием (в такой структуре изменяются также частотная дисперсия проводимости, характер релаксации населенностей КЯ и т.д.).

-
1. B.Vinter, and A.Tardella. Appl. Phys. Lett. **50**, 410 (1987).
 2. A.Palevski, F.Beltram, F.Capasso et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1929 (1990).
 3. В.Л.Борблик, З.С.Грибников, Б.П.Маркевич. ФТП **25**, 1302 (1991).
 4. A.Palevski, S.Luryi, P.L.Gammel et al., Proc. of the Conf. "Nano-&Mesostructures", Honolulu 1991.
 5. A.Yariv, C.Lindsey, and U.Sivan. J. Appl. Phys. **58**, 3669 (1985); Ф.Т.Васько. ФТП **26**, (1992).
 6. Ф.Р.Гантмахер. Теория матриц, 1988, М. Наука.