

01; 06.1; 06.2

© 1992

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
 ЧЕРЕЗ ДВУХБАРЬЕРНЫЙ ГЕТЕРОПЕРЕХОД
 ЛЕГИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ,
 В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ
 И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

В.И. С у г а к о в, С.А. Я ц к е в и ч

1. Представляет интерес изучить проявление гигантского спинового расщепления электронных уровней, обнаруженное в работах [1, 2] в таких двумерных системах, как гетеропереходы на основе соединений $ZnSe$, $Zn_{1-x}Mn_xSe$ и т. д. Исследованию таких систем посвящен ряд работ, появившихся в последнее время [3-5]. В предлагаемой работе проводятся расчеты вольт-амперных характеристик (ВАХ) резонансно-туннельного диода на основе двухбарьерного гетероперехода ДБГП, легированного магнитными примесями, в зависимости от внешнего магнитного поля. Ввиду сильного магнитного взаимодействия между электронами и атомами примеси, резонансные уровни электронов с различной проекцией спина на направление магнитного поля значительно отличаются. И это, как мы увидим, приводит к новым качественным эффектам.

2. Рассмотрим туннелирование электронов через ДБГП, когда электрическое и магнитное поля параллельны (рис. 1). Нами будут рассмотрены 2 случая: 1) магнитными примесями легирована яма ДБГП, 2) магнитными примесями легированы барьеры. В качестве примера таких систем в первом случае можно рассмотреть $CdZnTe/Cd_{1-x}Mn_xTe/GdZnTe$, а во втором $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$. При этом концентрацию легирующей примеси будем считать достаточно высокой $x \sim 15-20\%$. Тогда при рассмотрении взаимодействия туннелирующего электрона с примесью можно ограничиться приближением среднего потенциала (из-за медленного изменения волновой функции на расстоянии между примесями).

В этом случае задачу можно решать в приближении эффективной массы, и уравнение Шредингера будет иметь вид:

$$\frac{1}{2m^*} \left\{ \left(p - \frac{e}{c} A \right)^2 + V(z) - e \mathcal{E}_z(\omega) z - g \mu_B H + V_{imp} \right\} \psi = E \psi, \quad (1)$$

где $V(z)$ – потенциал ДБГП $V(z) = W$ при $0 \leq z \leq b$, $a + b \leq z \leq a + 2b$; $V(z) = 0$ при $b \leq z \leq a + b$, $z \leq 0$, $z \geq a + 2b$, $\mathcal{E}_z(\omega)$ – напряженность электрического поля в барьере (диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}_z$) и в яме (диэлектрическая проницаемость ϵ_ω), таким образом,

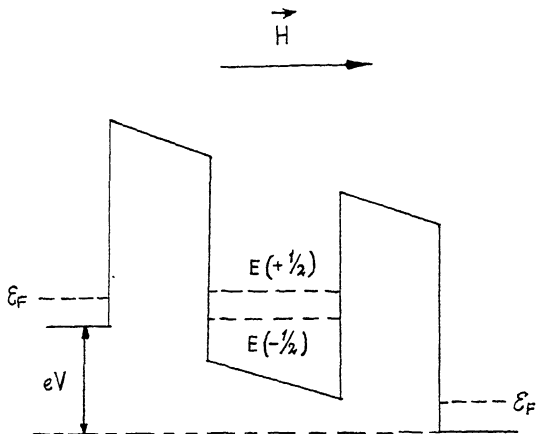


Рис. 1. Двухбарьерный гетеропереход во внешних электрическом и магнитном полях. V - приложенное напряжение, \mathcal{E}_F - энергия Ферми. Пунктиром в яме показаны резонансные уровни для электронов с $S = \pm 1/2$.

$$\mathcal{E}_\delta(\omega)(z) = \begin{cases} \frac{V\mathcal{E}_\delta}{2b\mathcal{E}_w + a\mathcal{E}_b} & z \leq 0; \quad b \leq z \leq a+b; \quad z \geq a+2b \\ \frac{V\mathcal{E}_w}{a\mathcal{E}_\delta + 2b\mathcal{E}_w} & 0 \leq z \leq b \quad a+b \leq z \leq a+2b; \end{cases} \quad (2)$$

V_{imp} - усредненный потенциал взаимодействия электронов с примесными атомами:

$$V_{imp} = cJ \langle S_{imp} \rangle s, \quad (3)$$

где J - обменный интеграл, c - концентрация примесей, s - спин электрона, $\langle S_{imp} \rangle$ - усредненный спин ядер примеси [6]:

$$\langle S_{imp} \rangle = B_{2J+1} \left(\frac{g\mu_B H}{kT} \right). \quad (4)$$

Учет в уравнении Шредингера только усредненного потенциала примеси соответствует пренебрежению рассеянием на флуктуациях (т. к. вероятность флуктуации - $N^{-1/2}$). При меньших концентрациях примеси, когда флуктуации могут играть существенную роль в рассеянии, их можно учесть аналогично [7], где рассмотрено уширение резонансного пика вследствие рассеяния на примеси. Поскольку в (1) переменные разделяются, то движение электронов параллельно границам раздела и перпендикулярно им можно рассматри-

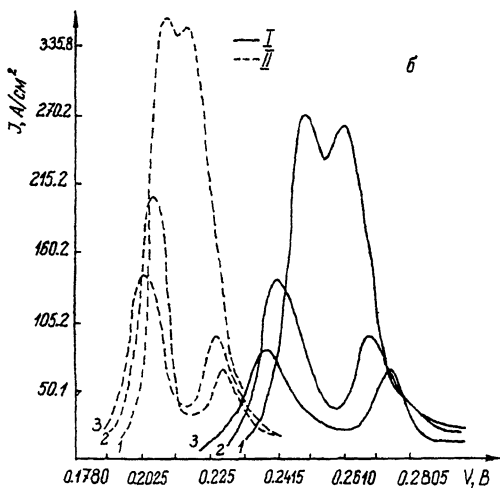
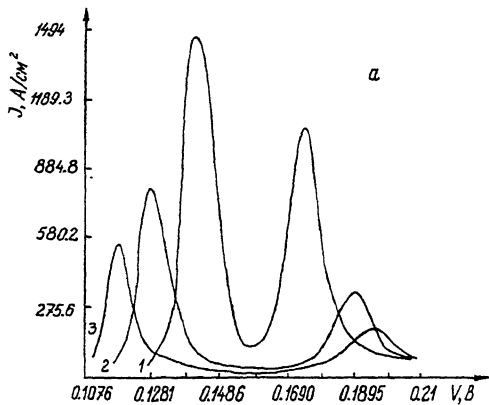


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика ДБГП в магнитном поле в случае, когда: а - примеси находятся в яме, б - примеси находятся в барьерах ДБГП. 1 - $H=2$ Т, 2 - $H=6$ Т, 3 - $H=10$ Т; $a=60$ Å, $b=55$ Å (1); $a=70$ Å, $b=55$ Å (II).

вать независимо. В этом случае (полагая $m_w^* = m_b^*$) решение (1) принимает вид:

$$\psi(\vec{z}) = \psi_{II}^{\alpha}(x, y) \psi_I(z), \quad (5)$$

$$\text{где } \psi_{II}^n(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{m\omega}{\hbar}(x-x_0)^2} H_n \left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} (x-x_0) \right),$$

$$\psi_I(z) \begin{cases} e^{ik_1 z} + r e^{-ik_1 z} & z \leq 0 \\ \alpha^+ Ai(\xi) + \alpha^- Bi(\xi) & 0 \leq z \leq b; \quad a+b \leq z \leq a+2b \\ \beta^+ Ai(-\xi) + \beta^- Bi(-\xi') & b \leq z \leq a+b \\ t e^{ik_1' z} & z \geq a+2b \end{cases}$$

$$\xi = \left(\frac{2m^* e \mathcal{E}_b}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left(\frac{W + \bar{V}_{imp} - \mathcal{E}_\perp}{e \mathcal{E}_b} - z \right),$$

$$\xi' = \left(\frac{2m^* e \mathcal{E}_b}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left(\frac{\mathcal{E}_\perp}{e \mathcal{E}_w} + z \right); \quad k_I = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \mathcal{E}_\perp};$$

$$k_I' = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (\mathcal{E}_\perp + eV)}; \quad \mathcal{E}_\perp = E - \hbar\omega(n + 1/2); \quad \omega = \frac{eH}{mc}.$$

$H_n(x)$ – полиномы Эрмита порядка n , $Ai(\xi)$, $Bi(\xi)$ – функции Эйри.

Коэффициент прохождения $D(n, \mathcal{E}_\perp)$ можно найти, записав условия непрерывности $\psi_I(z)$ и $\psi_{Iz}'(z)$ на границах раздела слоев и решив полученную систему, а затем, просуммировав вклады состояний со всеми \mathcal{E}_\perp и n с соответствующей функцией распределения, получаем выражение для тока:

$$J = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_n \sum_{s=\pm 1/2} \int d\mathcal{E}_\perp D(n, \mathcal{E}_\perp) \{f(\mathcal{E}_\perp) - f(\mathcal{E}_\perp + eV)\}; \quad (6)$$

$$\text{где } f(\mathcal{E}_\perp) = \{1 + \exp[\{\mathcal{E}_\perp + \hbar\omega(n + 1/2) + g\mu_B H - \mathcal{E}_F\}]\}^{-1}.$$

Таким образом, мы можем рассчитать ВАХ резонансно-туннельного диода на основе ДБГП для различных величин магнитного поля.

3. Результаты расчетов приведены на рис. 2, а (примеси находятся в яме) и б (примеси находятся в барьерах). В первом случае расчет выполнен для системы $CdZnTe/Cd_{0.8}Mn_{0.2}Te/$

$/CdZnTe$ [9] при ширине ямы $a = 80 \text{ \AA}$ и ширине барьеров $b = 55 \text{ \AA}$. Видно, что ВАХ в данном случае представляет собой систему двух пиков вместо одного. Это связано с разделением по энергии резонансных уровней в яме для электронов с различной проекцией спина, что объясняется тем, что для электронов с $s = 1/2$ дно ямы на

$cJ \langle \text{Sim} \rangle$ выше, чем для электронов с $S = -1/2$. Во втором случае расчеты были выполнены для системы $ZnSe/Zn_{0.85}Mn_{0.15}Se/ZnSe$, при этом значение обменного интеграла было взято из [2], величина эффективной массы так же из [2], остальные параметры $a = 60; 70 \text{ \AA}$, $b = 55 \text{ \AA}$, температура $T = 9 \text{ K}$. Сравнивая рис. 2, а и б, видно, что в случае, когда атомы примеси находятся в яме, эффект расщепления пиков на ВАХ выражен сильнее (расстояние между пиками в 2-3 раза превышает расстояние между пиками ВАХ в случае, когда примеси находятся в барьерах, при том, что в первом случае обменный интеграл меньше в 1.3 раза). Объясняется это тем, что при туннелировании, из-за большого времени пребывания электрона в яме, его взаимодействие с примесями сильнее влияет на положение резонансного уровня. Малость величины расщепления пиков ВАХ при расположении примесей в барьерах связана со значительным различием между энергией резонансного уровня и высотой потенциального барьера. Сравнивая ВАХ для ямы с $a = 60 \text{ \AA}$ и $a = 70 \text{ \AA}$, убеждаемся, что с увеличением ширины ямы а следовательно понижением резонансного уровня величина расщепления падает.

Рассмотренный эффект может иметь следующие приложения: а) наличие на ВАХ двух областей с отрицательным дифференциальным сопротивлением и следовательно двух участков работы генератора на ДБГП; б) изменение крутизны ВАХ ($g = \frac{\partial J}{\partial V}$) с изменением магнитного поля дает возможность влиять на рабочую частоту такого генератора, поскольку, как показано в [8], $\omega \sim |g|^{1/2}$ [наши расчеты показывают, что при $a = 60 \text{ \AA}$ $\omega(H = 2 \text{ T}) / \omega(H = 10 \text{ T}) = 2.1$]; в) возможность поляризации ядерных спинов потоком поляризованных электронов, выходящих ДБГП. Как можно видеть из рис. 2, при определенных значениях напряжения отношение плотности потоков электронов с различной проекцией спинов может быть очень высокой [по нашим оценкам ($J_+ / J_- \sim 870$) для случая приведенного на рис. 2, а (см. стрелку)], что приводит к поляризации ядерных спинов вследствие релаксации спинов электронов на ядрах.

Таким образом, можно считать, что рассмотренный эффект может найти применение в приборах твердотельной электроники.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Комаров А.В., Рябченко С.М., Терлецкий О.В., Жеру И.И., Ивашук Р.Д. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 608.
- [2] G a i J.A., G a l a z k a R.R., N a w r o s k i M. // Sol. St. Commun. 1978. V. 25. P.197.
- [3] B a r t o l o m e w D.U., F u n d y n a J.K., R a m d a s A.K. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 6943.

- [4] N u r m i k k o A.V., G u n s h o r R.L., K o-
l o d i e j s k i L.A. // IEEE J. Quantum Electron.
1986. V. QE-22. P. 1785.
- [5] J o n k e r et al. J. // Vac. Sci. Tech. 1988. V. A6.
P. 1946.
- [6] Г у р е в и ч А.Г. // Магнитный резонанс в ферритах и анти-
ферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [7] С у г а к о в В.И., Я ц к е в и ч С.А. // ФТТ. 1991. Т. 32.
С. 543.
- [8] С o o n D.D., L i u H.C. // Appl. Phys. Lett. 1986.
V. 49. P. 94.
- [9] N a k a m u r a K., N a k a n o H. // Journ. of
Phys. Soc. of Japan 1991. V. 59. P. 1154.

Поступило в Редакцию
10 января 1992 г.