

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.315.592

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ
В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. М. Генкин, А. С. Мельников

Изучению туннельных явлений в постоянном магнитном поле последнее время уделяется большое внимание [1-4]. При этом рассматриваются различные случаи ориентации магнитного поля относительно туннельного тока. Для параллельного магнитного поля теоретическое рассмотрение достаточно просто, тогда как для перпендикулярного появляется целый ряд особенностей. Здесь имеются работы, посвященные туннелированию только через один барьер [1]. Резонансное туннелирование в системе из двух барьеров с потенциальной ямой между ними в перпендикулярном магнитном поле до сих пор не рассматривалось, хотя эта задача представляется важной как для туннельной спектроскопии [2, 3], так и для создания конкретных приборов [5-8].

В настоящей работе изучается вольт-амперная характеристика (ВАХ) системы из двух барьеров с одним резонансным уровнем в яме в постоянном магнитном поле, приложенном в перпендикулярном току направлении (рис. 1). Конкретно речь может идти о структуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$. Выражение для туннельного тока имеет вид

$$\mathcal{J} = c \int dp_x \int dp_y \sum_{NN'} \delta(\epsilon_N^{(3)} - \epsilon_{N'}^{(1)} - eV) |T|^2 \left[f_1 \left(\epsilon_{N'}^{(1)} + \frac{p_y^2}{2m} \right) - f_3 \left(\epsilon_{N'}^{(1)} + \frac{p_x^2}{2m} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь $T(\epsilon_N^{(1)}, \epsilon_N^{(2)})$ — коэффициент прохождения через два барьера; $\epsilon_N^{(1)}$ — энергия электрона в области I (рис. 1); $\epsilon_N^{(3)}$ — энергия электрона в области III; $\epsilon_N^{(2)}$ — энергия электрона в квантовой яме ($\epsilon_N^{(2)} = \epsilon_0 - eV/2 + p_y^2/2m$); V — приложенное напряжение; $f_{1,3}(\epsilon)$ — функции распределения электронов по энергиям слева и справа от барьеров; p_y, p_x — проекции импульсов; c — константа, которая будет определена ниже.

Энергетические уровни слева и справа от барьеров могут быть вычислены в квазиклассическом приближении

$$N' + \frac{1}{2} = \frac{\epsilon_N^{(1)}}{\pi \hbar \omega_H} \left(\frac{\pi}{2} \arcsin \frac{p_y}{\sqrt{2m\epsilon_N^{(1)}}} - \frac{p_y}{\sqrt{2m\epsilon_N^{(1)}}} \sqrt{1 - \frac{p_y^2}{2m\epsilon_N^{(1)}}} \right), \\ N + \frac{1}{2} = \frac{\epsilon_N^{(3)}}{\pi \hbar \omega_H} \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{p_y}{\sqrt{2m\epsilon_N^{(3)}}} + \frac{p_y}{\sqrt{2m\epsilon_N^{(3)}}} \sqrt{1 - \frac{p_y^2}{2m\epsilon_N^{(3)}}} \right), \quad (2)$$

ω_H — циклотронная частота.

Для коэффициента прохождения воспользуемся следующим приближенным выражением.

$$|T|^2 = \frac{\Gamma/\pi}{(\epsilon_N^{(1)} - \epsilon_N^{(2)})^2 + \Gamma^2}, \quad (3)$$

Γ определяется коэффициентами прозрачности барьеров, плотностью состояний и уширением энергетических уровней. Если $\Gamma \rightarrow 0$, мы получаем

$$|T|^2 \rightarrow \delta(\varepsilon_{N'}^{(1)} - \varepsilon^{(2)}) \quad (3a)$$

Ниже мы будем пользоваться именно этим выражением для $|T|^2$. Кроме того, мы рассмотрим случай низких температур, положив в функ-

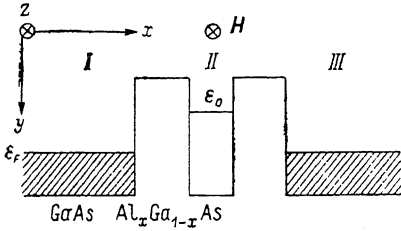


Рис. 1. Зонная схема двухбарьерной системы.

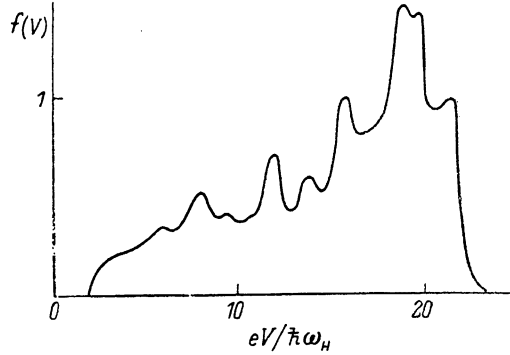


Рис. 2. ВАХ для $\varepsilon_0 = 11\hbar\omega_H$, $\varepsilon_F = 10\hbar\omega_H$, $\Gamma = 0.1\hbar\omega_H$.

ции распределения $T=0$. Тогда, выполнив интегрирование по p_z в (1), получим

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= c \int dp_y \sum_{NN'} \delta(\varepsilon_N^{(3)} - \varepsilon_{N'}^{(1)} - eV) \delta(\varepsilon_{N'}^{(1)} - \varepsilon^{(2)}) \sqrt{\varepsilon_F - \varepsilon_{N'}^{(1)}} = \\ &= c \sum_{NN'} \delta(p^{(1)} - p^{(3)}) \frac{\sqrt{\varepsilon_F - \varepsilon_{N'}^{(1)}}}{\left| \frac{\partial \varepsilon_N^{(3)}}{\partial p_y} - \frac{p_{N'}^{(1)}}{m} \right| \left| \frac{\partial \varepsilon_{N'}^{(1)}}{\partial p_y} - \frac{p_{N'}^{(1)}}{m} \right|}, \end{aligned} \quad (4)$$

$p_{N'}^{(1,3)}$ определяются из следующей системы:

$$\pi\hbar\omega_H \frac{(N' + 1/2)}{E_1} = (1 + P_1^2) \left(\frac{\pi}{2} - \text{arctg } P_1 \right) - P_1,$$

$$\pi\hbar\omega_H \frac{(N + 1/2)}{E_3} = (1 + P_3^2) \left(\frac{\pi}{2} + \text{arctg } P_3 \right) + P_3,$$

$$p_{N'}^{(1)} = P_1 \sqrt{2mE_1}, \quad p_{N'}^{(3)} = P_3 \sqrt{2mE_3}, \quad E_1 = \varepsilon_0 - eV/2, \quad E_3 = \varepsilon_0 + eV/2. \quad (5)$$

В новых переменных получаем следующее выражение для тока \mathcal{J} :

$$\mathcal{J} = c \sum_{NN'} \frac{\delta(P_1 \sqrt{E_1} - P_3 \sqrt{E_3}) \sqrt{\varepsilon_F - (\varepsilon_0 - eV/2)(1 + P_1^2)}}{\sqrt{E_1 E_3} \left| \frac{E_1 - \pi\hbar\omega_H P_1 (N' + 1/2)}{\pi\hbar\omega_H (N + 1/2) + P_1 E_1} \right| \left| \frac{E_3 + \pi\hbar\omega_H (N + 1/2) P_3}{E_3 P_3 - \pi\hbar\omega_H (N + 1/2)} \right|}. \quad (6)$$

Переходя в (6) к пределу $\omega_H \rightarrow 0$, можно получить выражение для константы c . ВАХ состоит из последовательных максимумов, координаты которых определяются из условия $P_1 \sqrt{E_1} = P_3 \sqrt{E_3}$. В общем случае формулу (6) достаточно трудно анализировать. Однако на начальном участке ВАХ, где справедливо условие

$$|\varepsilon_F - E_1| \ll E_1, \quad (7)$$

можно получить более простое выражение. Условие (7) соответствует тому, что уровень энергии в квантовой яме при $p_y=0$ и $V > 0$ опустился ниже уровня Ферми в полупространстве I, однако находится вблизи него и

Поэтому лишь электроны с малыми p_y получили возможность туннелировать через двухбарьерную систему. После линеаризации выражения

$$(1 + P^2) (\pi/2 - \text{arctg } P) - P \approx \pi/2 - 2P \quad (8)$$

система (5) легко решается. Тогда после замены $n = N - N'$, $N_0 = N + N'$ перепишем формулу (6) следующим образом:

$$\mathcal{J} = c \sum_{nN_0} \mathcal{J}_{nN_0},$$

где

$$\mathcal{J}_{nN_0} \sim \delta \left(\varepsilon_0 - \hbar\omega_H (N_0 + 1) \frac{\hbar\omega_H n eV}{4\varepsilon_0} \right) \sqrt{\varepsilon_F - E_1 (1 + P_1^2 (n, N_0))}. \quad (9)$$

Для фиксированного N_0 , но различных n максимумы на оси V расположены очень близко друг к другу. Поэтому с учетом, например, столкновительного уширения уровней можно перейти от суммирования по n к интегрированию

$$\mathcal{J} = c \sum_N \mathcal{J}_N,$$

$$\mathcal{J}_N \sim \sqrt{\varepsilon_F - E_1 - \frac{\varepsilon_0 \pi^2}{(eV)^2} (\varepsilon_0 - \hbar\omega_H (N + 1))^2}. \quad (10)$$

Дифференциальная проводимость $d\mathcal{J}/dV$ как функция напряжения V — это набор максимумов с коэффициентами, удовлетворяющими уравнению

$$\varepsilon_F - \varepsilon_0 + \frac{eV}{2} - \frac{\varepsilon_0 \pi^2}{(eV)^2} ((N + 1) \hbar\omega_H - \varepsilon_0)^2 = 0. \quad (11)$$

Положим, например, $\varepsilon_F/\hbar\omega_H = 11$, $\varepsilon_0/\hbar\omega_H = 10$. Тогда из (11) получаем следующие координаты максимумов: $eV/\hbar\omega_H = 2, 6, 9.54, 12.5 \dots$ Такой результат представляет интерес, поскольку мы видим, что получившиеся величины не кратны $\hbar\omega_H$. Поясним физический смысл полученных результатов. Условие совпадения уровней энергии в полупространствах I и III с уровнем энергии в квантовой яме $\varepsilon^{(2)} = \varepsilon_0 - eV/2 + p_y^2/2m$ вместе с законом сохранения энергии $\varepsilon_N^{(3)} = \varepsilon_N^{(1)} + eV$ дает значения импульса туннелирующего электрона, а также значение напряжения V , при котором возможно туннелирование. ВАХ представляет собой набор тесно расположенных максимумов. На их огибающей имеются особенности, координаты которых определяются из (11). Они образуются при совпадении энергии Ферми с энергетическим уровнем, удовлетворяющим двум выше указанным резонансным условиям. Очевидно, это может происходить при ненулевом p_y , вследствие чего расстояние между особенностями по напряжению нератно $\hbar\omega_H/e$.

Для случая произвольных напряжений ВАХ можно получить только численно. Для этого удобно (4) записать в виде

$$\mathcal{J} = c \sum_{NN'} \frac{|T|^2}{\left| \frac{\partial \varepsilon_N^{(3)}}{\partial p_y} - \frac{\partial \varepsilon_{N'}^{(1)}}{\partial p_y} \right|} \sqrt{\varepsilon_F - \varepsilon_{N'}^{(1)}} = c \frac{\sqrt{2m}}{\pi\Gamma} f(V). \quad (12)$$

Типичная ВАХ изображена на рис. 2.

Таким образом, присутствие поперечного магнитного поля существенно меняет резонансные условия в двухбарьерной системе. Появляется набор новых максимумов на ВАХ. Кроме того, на начальном участке ВАХ может наблюдаться ряд максимумов дифференциальной проводимости $d\mathcal{J}(v)/dv$, расстояния между которыми не кратны $\hbar\omega_H$.

Авторы благодарят Е. С. Боровицкую и С. В. Шарова за полезные обсуждения.

- [1] Дьяконов М. И., Райх М. Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1898—1905.
 [2] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1163—1173.
 [3] Миньков Г. М., Кружаев В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 6. С. 1641—1648.
 [4] Gueket P., Baratoff A., Marclay E. // Europhysics Lett. 1987. V. 3. N 3. P. 367—373.
 [5] Coon D. D., Liu H. C. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 2. P. 94—96.
 [6] Sollner T. C. L. G., Brown E. K., Goodhue W. D., Le H. Q. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 6. P. 332—334.
 [7] Reed M. A., Lee J. W. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 13. P. 845—847.
 [8] Brown E. K., Sollner T. C. L. G. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 2. P. 83—85.

Институт прикладной физики
 АН СССР
 Горький

Поступило в Редакцию
 17 июня 1988 г.
 В окончательной редакции
 8 декабря 1988 г.

УДК 536.42;535.36

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 8, 1989

АНОМАЛИИ В РАССЕЯНИИ СВЕТА ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СУПЕРИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ТИПА AgI

И. Х. Аюбян, Д. Н. Громов, Б. В. Новиков

Как известно, в твердых электролитах типа AgI, высокопроводящие модификации которых характеризуются структурным разупорядочением катионной подрешетки серебра, переход в супернионную фазу осуществляется как фазовый переход I рода [1]. В настоящей работе исследуется рассеяние света в температурной области фазовых переходов в двух соединениях этого класса — AgI и RbAg₄I₅. Рубидиевый электролит существует в трех модификациях: γ , β , α . Уже после первого ($\gamma \rightarrow \beta$)-структурного перехода при $T_{c1}=122$ К, сопровождающегося резким возрастанием ионной проводимости, подрешетка серебра находится в разупорядоченном состоянии. Второй переход ($\beta \rightarrow \alpha$) при $T_{c2}=209$ К происходит уже между двумя супернионными фазами. В кристалле AgI переход ($\beta \rightarrow \alpha$) в супернионное состояние имеет место при $T_c=420$ К.

Малоугловое рассеяние света (МРС) в AgI и RbAg₄I₅ изучалось в широкой температурной области ($\sim 300 \div 480$ К для AgI и $\sim 80 \div 250$ К для RbAg₄I₅), включающей температуры ФП в этих соединениях. Исследования выполнены по стандартной схеме [2]: луч He—Ne лазера ($\lambda=632.8$ нм) проходил через образец, по выходе из кристалла на пути центрального пучка для устранения нерассеянного света ставился экран, а выделяемый диафрагмой рассеянный на малые ($\varphi < 4^\circ$) углы свет фокусировался объективом на фотоумножитель. В качестве образцов использовались пластины AgI размером $3 \times 3 \times 3$ мм, полученные скалыванием монокристаллов перпендикулярно оптической оси C_6 , и неориентированные плоскопараллельные пластины RbAg₄I₅ размером $5 \times 5 \times 2$ мм.

На рис. 1 представлена температурная зависимость интенсивности МРС в монокристалле AgI при повышении температуры от 300 до 480 К для двух различных направлений к луча света относительно оси C . Видно, что аномалии в рассеянии, связанные с переходом кристалла из упорядоченной β -фазы в супернионную α -фазу, проявляются в довольно широком температурном диапазоне и начинаются примерно за $20\text{--}25^\circ$ (точка a) до ФП. Выделяются заметные «всплески» интенсивности рассеяния при $T \approx 400$ и $T \approx T_c=420$ К, за которыми следует резкое уменьшение интен-