УДК 624.315.592

Ю.Ф. Головнев, Д.А. Нургулеев

Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого

Резонансный транспорт тока в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников

Рассматриваются процессы резонансного туннелирования электронов в гетероструктуре EuS/PbS. При описании квантового транспорта электронов в такой системе необходимо учитывать взаимодействие подвижных носителей спина с магнитными моментами локализованных ионов, что сделано в приближении электрон-магнонного взаимодействия на основе метода туннельного гамильтониана. Получено выражение для туннельной прозрачности барьера из ферромагнитного полупроводника.

Ключевые слова: ферромагнитный полупроводник, гетероструктура EuS/PbS, резонансное туннелирование, электрон-магнонное взаимодействие, туннельный гамильтониан.

Использование ферромагнитных полупроводников в качестве основы для микроэлектронных приборов значительно расширяет их функциональные возможности. При этом процессы, связанные с прохождением тока в таких гетеросистемах, необходимо рассматривать с учётом пространственной ориентации носителей спина. Перспективными в этом направлении являются гетероструктуры на основе ферромагнитных полупроводников, в качестве которых могут выступать халькогениды редкоземельных элементов. Резонансно-туннельные структуры такого плана позволяют получать спин-поляризованный ток высокой плотности, что обсуждается в устройствах спинтроники [1–3].

Резонансно-туннельными структурами принято называть совокупность полупроводниковых слоев, разделенных туннельными барьерами, где хотя бы один из слоёв представляет собой квантовую яму с системой энергетических уровней. Простейшим таким вариантом является двухбарьерная структура. Для беспрепятственного прохождения электронов через гетероструктуру определяющую роль играют резонансные уровни в яме, энергия которых близка к уровню Ферми. Тогда электроны, протуннелировавшие в яму, захватываются этими состояниями, а после отрыва проходят через второй барьер, без потери энергии. При этом подбарьерные резонансные пики в туннельных спектрах совпадают с решением задачи о собственных значениях энергии в одиночной квантовой яме конечной глубины.

Подобная ситуация возникает при прохождении электронов через гетеробарьер при наличии в нём примеси. В этом случае примесный атом образует локализованные состояния внутри барьера. Электроны с энергиями, близкими к энергии этих виртуальных состояний, захватываются локальными центрами, накапливаясь в подбарьерной области. Их последующий отрыв и формирует резонансные пики туннельной прозрачности.

Особенностью гетероструктур с ферромагнитными слоями, такими как сульфид европия, является наличие косвенного обменного взаимодействия недостроенных $4f$-оболочек ионов Eu^{2+} через электроны проводимости. Это приводит к спиновому расщеплению уровней электрона, локализованного на центре, при отсутствии внешнего магнитного поля. В результате чего полоса, образуемая из состояний с одним направлением спина носителей, попадает в зону проводимости, а с противоположным направлением — в запрещённую зону. Таким образом, использование такого ферромагнитного полупроводника в качестве барьера при наличии в нём сильно локализованных состояний (радиус $4f$-оболочки $\sim 0{,}03$ нм) отвечает условию резонансного туннелирования [4]. А сами $4f$-оболочки в запрещённой зоне выступают в качестве магнитных примесных уровней с максимальной концентрацией $n \approx 10^{21}$ см$^{-3}$, не достигаемой в обычных полупроводниках. Область разрешённых значений энергии внутри барьера образует своего рода «закрытую» квантовую яму, чем и объясняется резонансное туннелирование через слои EuS.

Магнитное упорядочение ионов редкоземельных элементов приводит к спиновой поляризации носителей тока. Ион европия Eu^{2+} обладает максимальным для ферромагнетиков магнитным моментом — $7\mu_B$ (при T $\to 0$ K), а гетероструктуры на основе халькогенидов европия позволяют получать почти 100-процентную спиновую поляризацию носителей тока.

Рассматривается резонансное туннелирование электронов в гетероструктуре, имеющей барьер из ферромагнитного полупроводника, которым может служить халькогенид европия. Примером такой системы является уже выращиваемая сверхрешётка PbS-EuS [5]. Определяющую роль в процессе играет туннелирование через закрытую квантовую яму. Таким образом, для выявления характерных особенностей достаточно ограничиться взаимодействием в гетеробарьере с одним рассеивающим центром.

Связанное $4f^7$-состояние в ферромагнитном EuS располагается глубоко в атоме и экранируется от внешних возбуждений $5s^2p^6$-электронами, обладает отличным от нуля полным моментом ($J = 7/2$), обусловленным только спиновой составляющей $4f$-оболочки [6–7]. В результате возникает естественный потенциальный барьер, не дающий электрону уйти от центра на бесконечность, вследствие чего и образуются локализованные состояния. Резонансное туннелирование, являясь когерентным квантовым процессом, достаточно чувствительно к сбою фазы электронной волновой функции. При взаимодействии электронов проводимости с f-уровнями на потенциале «магнитной примеси» происходит рассеяние, характеризуемое фазовым сдвигом $\delta_{f\sigma}$. Вероятность рассеяния зависит от направления спина рассеиваемого электрона относительно магнитного момента иона Eu^{2+}.

Фазовый сдвиг электронной волновой функции определяется суммой всех резонансных — $\delta^{res}_{f\sigma}$ и нерезонансных — $\delta^0_{f\sigma}$ составляющих. По мере приближения энергии электрона к энергии связанного состояния — E_f — главным образом увеличивается фазовый сдвиг лишь той парциальной волны, полный момент которой равен моменту резонансного состояния. Иными словами, при $E \sim E_f$ выполняется неравенство $\delta^{res}_{f\sigma} \gg \delta_{f\sigma}$ и зависимость фазового сдвига от энергии электронов, находящихся на уровне Ферми E_F, определяется лишь резонансной его частью

$$\delta_f = \delta^{res}_{f\sigma} = \sum_\sigma \operatorname{arctg} \frac{\Gamma}{E_{f\sigma} - E_F},$$

где параметр Γ определяет ширину образованных уровней. Учитывая их расщепление $2u = E_{f\sigma} - E_{f-\sigma}$ и положение относительно уровня Ферми $E_f = \frac{1}{2}\left(E_{f\sigma} + E_{f-\sigma}\right) - E_F$, можно записать

$$\delta_f = \operatorname{arctg} \frac{\Gamma}{E_f + u} + \operatorname{arctg} \frac{\Gamma}{E_f - u}.$$

Используя правило сумм Фриделя [8]:

$$Z = \frac{1}{\pi} \sum_\sigma \sum_l (2l+1)\, \delta_{f\sigma},$$

запишем величину фазового сдвига $\delta_f = Z\pi/7$, где Z определяется исходя из условия экранировки.

Приведённые рассуждения указывают на сильную взаимосвязь между носителями тока и локализованными спинами иона Eu^{2+} при формировании f-уровней. Величина расщепления зависит от параметра обменного взаимодействия, который для EuS составляет $4{,}3 \cdot 10^{-2}$ Эв. При этом туннельный спектр гетероструктуры имеет двухпиковую форму и определяется расщеплением уровней электрона, локализованного на центре рассеяния малого радиуса.

В детальном рассмотрении нуждается взаимодействие подвижных носителей спина с магнитными моментами редкоземельного иона. Ферромагнитное упорядочение существенно влияет на характер движения электронов, попадающих в барьер, ориентируя их спины параллельно. Носители тока с противоположным направлением спина рассеиваются, не обладая достаточной энергией для его переворота. При этом электрон взаимодействуют с ионом при близком по энергии расположении к его центру локализации. Величина обменной связи пропорциональна квадрату модуля волновой функции носителя тока в месте нахождения Eu^{2+}. В свою очередь концентрация электронов проводимости оказывает влияние на магнитное упорядочение слоя EuS, достигая максимального значения на берегах туннельного контакта с парамагнитным полупроводником и уменьшаясь к центру. Это явление приводит к медленным флуктуациям магнитных моментов иона по величине и отклонениям по направлению. Однако при этом суммарный спин ионов Eu^{2+} не меняется.

При низких температурах состояние в ферромагнитном EuS можно описывать в терминах элементарных возбуждений в нём — магнонов [9]. Таким образом, распространение отклонений спина в халькогениде европия можно учесть в виде спиновой волны с характерным корреляционным параметром ω_q. Обменное взаимодействие с поляризацией своего спинового окружения носителей тока и магнитных моментов ионов Eu^{2+} в сульфиде европия приводит к формированию связанного электрон-магнонного состояния поляронного типа. При таком подходе становится очевидным объяснение большого значения эффективной массы электрона в EuS.

Указанные уточнения примем во внимание при построении оператора полной энергии системы, воспользовавшись методом туннельного гамильтониана [10]:

$$\begin{aligned} H = \sum_l E_l a_l^+ a_l + \sum_r E_r b_r^+ b_r + \sum_{f\sigma} \varepsilon_{f\sigma} c_{f\sigma}^+ c_{f\sigma} + \\ + \sum_{lf\sigma} g_{lf} \left(a_l^+ c_{f\sigma} + c_{f\sigma}^+ a_l\right) + \\ + \sum_{rf\sigma} g_{rf} \left(b_r^+ c_{f\sigma} + c_{f\sigma}^+ b_r\right) + \sum_q \hbar\omega_q d_q^+ d_q + \\ + \sum_{qf\sigma} J \sqrt{\frac{S}{2N}} \left(d_q^+ c_{f\sigma}^+ c_{f+q-\sigma} + d_q c_{f-\sigma}^+ c_{f-q\sigma}\right), \end{aligned}$$

где $E_l(E_r)$ — энергия электрона в левом (правом) береге туннельного контакта; $a_l^+\,(a_l)$, $b_r^+\,(b_r)$ — операторы рождения (уничтожения) электрона в левом (правом) береге; $\varepsilon_{f\sigma} = E_f - \sigma\frac{JS}{2}$ — электронный спектр с учётом обменного расщепления; $c_{f\sigma}^+\,(c_{f\sigma})$ — операторы рождения (уничтожения) электрона в резонансном состоянии на центре с квазиимпульсом f и спином σ; g_{lf}, g_{rf} — гибридизационные константы; ω_q — магнонный спектр; d_q^+ (d_q) бозе-операторы рождения (уничтожения) магнона с квазиимпульсом q; J — обменный интеграл $(J \gg \hbar\omega_q)$; N — число магнитных атомов, S — суммарный спин магнитного иона. Поскольку операторы рождения (гибели) электронов и магнонов относятся к различных системам, потребуем выполнения коммутационных перестановочных соотношений для всех пар обеих систем.

Состояние туннелирующего электрона можно описать волновой функцией

$$\psi(t) = \sum_l \alpha_l(t) e^{-i\frac{E_l}{\hbar}t} a_l^+ \Phi_0 +$$

$$+ \sum_r \beta_r(t) e^{-i\frac{E_r}{\hbar}t} b_r^+ \Phi_0 + \sum_{f\sigma} \gamma_{f\sigma}(t) e^{-i\frac{E_{f\sigma}}{\hbar}t} c_{f\sigma}^+ \Phi_0,$$

где $\alpha_l(t)$, $\beta_r(t)$, $\gamma_{f\sigma}(t)$ — спиноры, описывающие состояния спина электрона в левом, правом берегах и на центре.

Фильтрующие свойства ферромагнитного EuS дают возможность наложить условия совпадения спинов электронов проводимости с намагниченностью барьера и в дальнейшем не рассматривать рассеянные носители тока. Это позволяет опустить спиновые индексы (далее все расчёты будем производить в атомной системе единиц).

$$H = \sum_l E_l a_l^+ a_l + \sum_r E_r b_r^+ b_r + \sum_f \varepsilon_f c_f^+ c_f +$$

$$+ \sum_{lf\sigma} g_{lf} \left(a_l^+ c_f + c_f^+ a_l \right) + \sum_{rf} g_{rf} \left(b_r^+ c_f + c_f^+ b_r \right) +$$

$$+ \sum_q \omega_q d_q^+ d_q + \sum_{qf} J \sqrt{\frac{S}{2N}} \left(d_q^+ c_f^+ c_f + d_q c_f^+ c_f \right).$$

Приведём матрицу гамильтониана электрон-магнонного взаимодействия к диагональному виду, элементами которой являются собственные значения энергии. Для этого перейдем к новым операторам

$$\tilde{c}_f^+ = U c_f^+ U^+ = \exp z c_f^+ \left(\tilde{c}_f = U^+ c_f U = \exp(-z) c_f \right),$$

где

$$U = \exp\left(z c_f^+ c_f \right) =$$

$$= \exp\left(\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(d_q^+ + d_q \right) c_f^+ c_f \right);$$

$$\tilde{c}_f^+ = \exp\left(\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(d_q^+ + d_q \right) \right) c_f^+ \tilde{c}_f =$$

$$= \exp\left(-\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(d_q^+ + d_q \right) \right) c_f;$$

$$\tilde{d}_q^+ = U d_q^+ U^+ = d_q^+ + z^* \left(\tilde{d}_q = U^+ \tilde{d}_q U = d_q^+ + z \right),$$

$$\tilde{d}_q^+ = d_q^+ + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f,$$

$$\tilde{d}_q = d_q + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f.$$

Тогда

$$\tilde{c}_f^+ \tilde{c}_f = c_f^+ c_f,$$

$$\omega_q \tilde{d}_q^+ \tilde{d}_q = \omega_q \left(d_q^+ + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f \right) \times$$

$$\times \left(d_q + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f \right) =$$

$$= \omega_q d_q^+ d_q + \omega_q \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f d_q +$$

$$+ \omega_q d_q^+ \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f +$$

$$+ \omega_q \left(\sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f \right)^2,$$

$$\omega_q \tilde{d}_q^+ \tilde{d}_q = \omega_q \left(d_q^+ + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f \right) \times$$

$$\times \left(d_q + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f \right) =$$

$$= \omega_q d_q^+ d_q + \sum_f J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(d_q^+ + d_q \right) c_f^+ c_f +$$

$$+ \sum_f \left(J \sqrt{\frac{S}{2N}} \right)^2 \frac{1}{\omega_q} c_f^+ c_f,$$

гамильтониан взаимодействия между электронами и магнонами принимает вид

$$\tilde{H}_{cq} = \sum_f \left(\varepsilon_f - \eta_q \right) \tilde{c}_f^+ \tilde{c}_f + \sum_q \omega_q \tilde{d}_q^+ \tilde{d}_q,$$

где $\eta_q = \sum_q \left(J \sqrt{\frac{S}{2N}} \right)^2 \frac{1}{\omega_q}$ отвечает за поляронный сдвиг резонансного уровня.

А оператор полной энергии записывается следующим образом:

$$\tilde{H} = \sum_l E_l a_l^+ a_l + \sum_r E_r b_r^+ b_r +$$

$$+ \sum_{lf} g_{lf} \left(a_l^+ e^{\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(\tilde{d}_q^+ - \tilde{d}_q \right)} \tilde{c}_f + \right.$$

$$\left. + e^{-\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(\tilde{d}_q^+ - \tilde{d}_q \right)} \tilde{c}_f^+ a_l \right) +$$

$$+ \sum_{rf} g_{rf} \left(b_r^+ e^{\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(\tilde{d}_q^+ - \tilde{d}_q \right)} \tilde{c}_f + \right.$$

$$\left. + e^{-\sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \frac{1}{\omega_q} \left(\tilde{d}_q^+ - \tilde{d}_q \right)} \tilde{c}_f^+ b_r \right) +$$

$$+\sum_f (\varepsilon_f - \eta_q)\, \tilde{c}_f^+ \tilde{c}_f + \sum_q \omega_q \tilde{d}_q^+ \tilde{d}_q.$$

Решая нестационарное уравнение Шредингера при заданных операторе Гамильтона и волновой функции, получим систему уравнений:

$$\dot{\alpha}_l(t) = -i \sum_f g_{lf} \gamma_f(t)\, e^{-i\varepsilon_l t},$$

$$\dot{\beta}_r(t) = -i \sum_f g_{rf} \gamma_f(t)\, e^{-i\varepsilon_r t}, \qquad (1)$$

$$\dot{\gamma}_f(t) = -i \sum_{lf} g_{lf} \alpha_l(t) e^{i\varepsilon_l t} + \sum_{rf} g_{rf} \beta_r(t) e^{i\varepsilon_r t} -$$

$$-\eta_q \gamma_f(t),$$

приняв $\varepsilon_l = \varepsilon_f - E_l$, $\varepsilon_r = \varepsilon_f - E_r$.

Полагая, что в момент времени $t = 0$ электрон с импульсом l' находится в левом берегу туннельного контакта, запишем начальные условия:

$$\alpha_{l'}(0) = \alpha_0 \delta_{l'l}, \quad \beta_r(0) = 0, \quad \gamma_f(0) = 0,$$

$$\alpha_{0'}^+ \alpha_0 = 1. \qquad (2)$$

Амплитуда вероятности туннелирования через барьер определяется решением системы (1), а именно состоянием в правом берегу гетеробарьера. В случае резонансного прохождения электронов, когда $\frac{|\varepsilon_l - \varepsilon_r|}{\varepsilon_l} \ll 1$, она имеет вид

$$\beta_r(t) = -g_{lf} g_{rf} \int_0^t e^{i(i\varepsilon_r + i\Gamma)t_2} dt_2 \times$$

$$\times \int_0^{t_2} e^{i(-\varepsilon_l - i\Gamma)t_1} e^{-i\int_{t_1}^{t_2} \eta(\tau)d\tau} dt_1 \alpha_0. \qquad (3)$$

В последнем выражении $\Gamma = \Gamma_l + \Gamma_r$ определяет полуширину пика резонансного туннелирования при отсутствии обменного взаимодействия; Γ_l, Γ_r — парциальные значения полуширин: $\Gamma_l = \pi \sum_l g_{lf}^2 \delta(E_l - \varepsilon_f)$ и $\Gamma_r = \pi \sum_r g_{rf}^2 \delta(E_r - \varepsilon_f)$.

В формуле (3) выделим магнонную часть, записав её в виде функции Грина:

$$G(t_2, t_1) = e^{-i\int_{t_1}^{t_2} \eta(\tau)d\tau},$$

где был осуществлен переход к фурье-компоненте по времени $\eta(\tau) = \int_0^\infty \eta(\omega)\, e^{-i\omega\tau} d\omega$.

Запишем вероятность туннелирования через барьер в единицу времени, усреднив квадрат значения амплитуды

$$W_{lr} = \frac{d}{dt} \langle \beta_r \beta_r^* \rangle = \lim_{t\to\infty} \left\langle \beta_r \frac{\partial \beta_r^*}{\partial t} + \beta_r^* \frac{\partial \beta_r}{\partial t} \right\rangle. \qquad (4)$$

Зависимость туннельной прозрачности от энергии налетающих частиц определим как отношение потоков электронов прошедшего к падающему:

$$T(E) = \frac{j_r}{j_l} = \frac{1}{j_l} \sum_r W_{lr} \delta(E_p - E_l), \qquad (5)$$

где $E = \sum_l E_l$ — сумма по энергиям всех частиц. Поток налетающих на барьер частиц запишем в виде $j_l = \frac{1}{L}\frac{dE_l}{dl}$, где L — ширина барьера. С учётом (2), (3), (4), (5) туннельную прозрачность гетеробарьера можно переписать в виде

$$T(E) = \frac{2\Gamma_l \Gamma_r}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(E-E_l)t} \int_0^\infty e^{-i(E+i\Gamma)\tau} \times$$

$$\times \int_0^\infty e^{i(E_l - i\Gamma)\tau_l} \left\langle G(\tau,0) G(t, t-\tau_l)^+ \right\rangle dt d\tau d\tau_l.$$

В последнем выражении при медленных отклонениях спина ($\omega \to 0$) вычисление среднего значения произведения операторов можно производить независимо друг от друга:

$$\left\langle \left\langle G(\tau,0)\, G(t, t-\tau_l)^+ \right\rangle \right\rangle = \left\langle G(\tau,0)\, G(t, t-\tau_l)^+ \right\rangle -$$

$$- \langle G(\tau,0)\, G(t, t-\tau_l) \rangle,$$

что позволяет выделить в процессе неупругую и упругую части.

$$T(E) = T_{in}(E - \varepsilon_f) + T_{el}(E - \varepsilon_f).$$

Полная прозрачность барьера для электрона с начальной энергией E равна

$$T(E) = 4\frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^\infty dt e^{-(iE+\Gamma)t} \langle G(t,0) \rangle \right\}.$$

В случае большого спинового расщепления резонансного уровня, как в рассматриваемой задаче, выражение для туннельной прозрачности получает вид

$$T(E) = 4\frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r} N(E),$$

где

$$N(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{E}{\eta(\omega)} \right)^2 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E}{\eta(\omega)}\right)^2}$$

— плотность состояний, образуемых локализованными электронами в барьере.

Результаты расчётов приводят к двугорбой форме кривой туннельной прозрачности. Однако не объясняются одними лишь фазовыми сдвигами электронных волновых функций. Характерные максимумы туннельного спектра связаны с образованием связанных электрон-магнонных состояний в ферромагнитном EuS при взаимодействии носителей спина.

Следует отметить, что гетероструктуры, содержащие барьер из ферромагнитного полупроводника, позволяют управлять своими свойствами не только при наложении внешнего магнитного поля, но и при помощи транспортного тока в силу осуществления электрон-магнонного взаимодействия. Такие возможности в сочетании со спиновой поляризацей носителей являются полезными при проектировке туннельных спинтронных структур.

Литература

1. *Борухович А.С., Виглин Н.А., Осипов В.В.* Спин-поляризованный транспорт и субмиллиметровая спектроскопия твёрдого тела // ФТТ. — 2002. — Т. 44, вып. 5. — С. 898–905.

2. *Борухович А.С.* Особенности квантового туннелирования в мультислоях и гетероструктурах, содержащих ферромагнитные полупроводники // УФН. — 1999. — Т. 169, № 7. — С. 737–751.

3. *Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А.* Одноэлектронный прибор на основе реализации процесса туннелирования в гетеросистемах типа EuS/PbS // Труды IX Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». — 2007. — С. 125.

4. *Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А.* Туннельная прозрачность гетероструктур EuS/PbS // Международная научная конференция «ФТТ-2007. Актуальные проблемы физики твёрдого тела». — 2007. — Т. 2. — С. 141–142.

5. *Stolpe I., Puhlmann N., Portugall O., von Ortenberg M., Dobrowolski W., Sipatov A.Yu., Dugaev V.K.* Megagauss magnetospectroscopy of EuS/PbS multi-quantum wells // Phys. Rev. B. — 2000. — V. 62, N. 24. — P. 16798–16801.

6. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. — М.: Наука, 1971.

7. *Бехштедт Ф., Эндерлайн Р.* Поверхности и границы раздела полупроводников. — М.: Мир, 1990.

8. *Гантмахер В.Ф.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. — М.: Наука, 1984.

9. *Нагаев Э.Л.* Физика магнитных полупроводников. — М.: Наука, 1979.

10. *Брагинский Л.С., Баскин Э.М.* Неупругое резонансное туннелирование // ФТТ. — 1998. — Т. 40, № 6. — С. 1151–1155.

Поступила в редакцию 12.01.2008.