

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗМЕРНО-ОГРАНИЧЕННЫХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ $A^{III}B^V$ (Обзор)

Г.Б.ИБРАГИМОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
370143, Баку, пр.Г.Джавида 33*

Приводятся результаты оптических и кинетических исследований в размерно-ограниченных системах. Обсуждается как особенности энергетического спектра проявляются в различных физических явлениях в размерно-ограниченных системах.

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые гетероструктуры являются одним из наиболее интересных и перспективных объектов современной физики твердого тела. В последнее время представляют большой интерес системы, в которых электронное движение ограничено одним или двумя размерами. Наиболее интересная ситуация имеет место, когда ограничение имеет порядок длины волны Де Бройле для электронов. Полупроводниковые гетероструктуры с успехом используются в опто- и микроэлектронике. Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, в частности молекулярно-лучевой эпитаксии, сделали возможным выращивание полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми проволоками (КП). Характерное свойство таких систем – размерное квантование уровней электронов и дырок. Оно приводит к расщеплению зоны проводимости и валентной зоны на подзоны, разделенные энергиями размерного квантования. Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию (см. например [1,2]), неослабевающее внимание к КЯ и КП обусловлено богатством физических свойств этих систем, принципиально не реализуемых в традиционных полупроводниках. В низкоразмерных полупроводниковых структурах трансляционная симметрия нарушена [1], поэтому их физические свойства отличаются от свойств объемных полупроводников. В настоящее время широко изучаются физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах с КЯ.

Оптические электронные переходы в различных квантовых наноструктурах широко изучаются уже давно. Когда энергия квантов меньше расстояния между подзонами размерного квантования, такое излучение может поглощаться только за счет внутризонных и, следовательно, непрямых переходов. Если электромагнитная волна падает нормально поверхности размерно-ограниченной системы, то внутризонное поглощение света возможно, когда в процессе поглощения участвует “третье тело”, изменяющее квазиимпульс носителя. Таким образом, для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в таких переходах электрон, поглотивший фотон, должен рассеяться на какой-нибудь третьей частице. Поглощение света свободными носителями (ПССН) позволяет понять механизмы рассеяния носителей заряда.

Поскольку носители заряда ограничены в квантовых ямах, ПССН практически важно для определения оптического поглощения. Рассеивание обуславливает поглощение света свободными электронами и дырками в активной КЯ, что обычно определяет внутреннюю потерю в оптически накачанных лазерных устройствах с нелегированными покрытиями. Если режим лазерного излучения

оптически ограничен активной областью, как, например, в межподзонных каскадных лазерах [3], даже тогда в электрически накачанных устройствах ПССН может доминировать. ПССН в диодных оптических слоях, покрытие которых состоит из инжектора, сверхрешетки, может также быть значительным [4].

Теория ПССН в полупроводниковых КЯ изучалась при рассеянии на акустических [5] и оптических фононах [6-9], ограниченных фононах [10], пьезоэлектрическими колебаниями [11], ионизированными примесями [12], шероховатостью поверхности [13], сплаве беспорядке [14,15] и при электрон - электронном рассеянии [16].

В ультратонких полупроводниковых проволоках, обычно называемых проволоками с квантовыми ямами, носители квантуются в двух поперечных направлениях, движутся только вдоль длины проволоки и ведут себя как квазиодномерный электронный газ. ПССН изучалось теоретически в Q1D структурах для случая, где носители заряда рассеяны акустическими [17], акустическими и оптическими фононами [18], беспорядком сплава [19] и шероховатостью границы [20].

В работе [21] рассчитано время внутриподзонального рассеяния на шероховатостях поверхности для электронов первой подзоны размерного квантования в квантовой яме в электрическом поле, перпендикулярном плоскости ямы. Показано, что приложение электрического поля приводит к значительному увеличению рассеяния. Электрическое поле оказывает существенное влияние на время внутриподзонального рассеяния на шероховатостях поверхности в толстой квантовой яме.

В работе [22] исследовано поглощение электромагнитного излучения в квантово-размерных системах во внешнем магнитном поле при внутризонных переходах между магнитными уровнями. Получено аналитическое выражение коэффициента поглощения и определена его зависимость от магнитного поля, толщины квантовой ямы и температуры.

В последнее время заметно возрос интерес к изучению акусто-электронных эффектов в полупроводниках в поле инфракрасного лазерного излучения. В [23] исследовано поглощение звука в полупроводниковых СП при наличии квантующего магнитного поля, направленного по оси СП, т.е. перпендикулярно слоям. Получено, что в поле лазерного излучения частоты $\Omega \sim \varepsilon_g / \hbar$ в случае, когда волновой вектор звуковой волны q перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля H , зависимость коэффициента поглощения звука Γ от H имеет периодически отрицательные и положительные значения.

Исследование влияния интенсивной звуковой волны на межзонное магнитопоглощение в полупроводниках [24] показывает, что при определенных условиях форма линии коэффициента поглощения может определяться полем внешней звуковой волны. В работе [25] рассмотрено влияние интенсивной звуковой волны на межзонные магнитооптические переходы в полупроводниковых сверхрешетках.

В работе [26] показана возможность резонансного взаимодействия ультразвука с электронами квантовой проволоки с параболическими ямами. В сильном звуковом поле вычислена вероятность перехода электронов между соседними подзонами.

Изучены подвижности электронов при рассеянии на акустических фононах [27], ионах [28], фононах [29] и рассеяние электронов на ионах, акустических и оптических фононах [30]. В работе [31], используя модельные волновые функции, поперечные части которых выражаются Бесселевой функцией, получены аналитические выражения для времени релаксации электронов при рассеянии на

сплавном беспорядке в цилиндрических квантовых ямах. Получено, что подвижность в одномерных системах больше, чем двумерных. Показано, что подвижность ограниченного сплавного рассеяния увеличивается с увеличением радиуса проволоки и температуры. В работе [32] показано, что в проволоке прямоугольного сечения возрастания и спады подвижности электронов в зависимости от поперечных сечений квантовой проволоки обусловлены межподзонным рассеянием.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В КЯ

Принимая приближение эффективной массы для зоны проводимости, собственные функции и собственная энергии электронов в бесконечном КЯ может быть записана так

$$E_{k,n} = E_k + E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + n^2 E_0, \quad E_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad \Psi_{k,n} = \left(\frac{2}{\Omega_0} \right)^{1/2} \exp(i\vec{k}\vec{r}) \sin\left(\frac{n\pi z}{d} \right), \quad (1)$$

здесь d является толщиной слоя, Ω_0 - объем кристалла, n - номер размерно квантованного уровня, $\vec{k} = \{k_x, k_y\}$ и $\vec{r} = \{x, y\}$ - волновой и радиус вектор в плоскости слоя, соответственно. Ось z системы координат перпендикулярна слою, а оси x и y лежат в его плоскости.

Коэффициент ПССН связан со скоростью рассеяния на свободных носителях при внутрizonном переходе из данного начального состояния в другое с одновременным рассеиванием носителей на фононах, примесях или дефектах. Рассматриваемый процесс поглощения света свободными носителями при участии фононов рассчитывается во втором порядке теории возмущения. Коэффициент поглощения определяется при этом известной формулой [5]

$$\alpha = \frac{\varepsilon^{1/2}}{n_0 c} \sum_i W_i f_i, \quad (2)$$

где ε - диэлектрическая постоянная, n_0 - число фотонов в поле излучения, f_i - функция распределения свободных носителей, W_i - вероятность перехода, определяемая следующей формулой

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{f,q} \left[\left| \langle f | M_+ | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega - \hbar\omega_q) + \left| \langle f | M_- | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega + \hbar\omega_q) \right], \quad (3)$$

где E_i и E_f обозначают начальное и конечное значение энергии электронов, соответственно, $\hbar\Omega$ - энергия фотона, $\hbar\omega_q$ - энергия фонона и $\langle f | M_{\pm} | i \rangle$ - элементы матрицы перехода от начального состояния к конечному состоянию для взаимодействий между электронами, фотонами и фононами. Эти элементы матрицы перехода могут быть представлены в виде

$$\langle f | M_{\pm} | i \rangle = \sum_{\alpha} \left(\frac{\langle f | H_R | \alpha \rangle \langle \alpha | V_s | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} \mp \hbar\omega_q} + \frac{\langle f | V_s | \alpha \rangle \langle \alpha | H_R | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} - \hbar\Omega} \right), \quad (4)$$

где индексы i, α, f обозначают начальное, промежуточное и конечное состояния электрона и включают квантовые числа k, n, l . H_R - оператор электрон-фотонного

взаимодействия, V_s - оператор электрон-фононного взаимодействия. В случае невырожденного электронного газа функция распределения электронов имеет вид

$$f_{nk} = \left(\frac{2\pi\hbar^2 n_e d}{m^* K_B T \gamma} \right) \exp\left(-\frac{E_n}{K_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_k}{K_B T}\right), \quad \gamma = \sum_n \exp\left(-\frac{E_n}{K_B T}\right), \quad (5)$$

где n_e —концентрация электронов. Матричный элемент взаимодействия электрона с плоскополяризованной электромагнитной волной рассчитан во многих работах [5-15]:

$$\langle k'n' | H_R | kn \rangle = -\frac{e\hbar}{m^*} \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\epsilon \Omega \Omega_0} \right)^{1/2} (\vec{\epsilon} \vec{k}) \delta_{n'n} \delta_{k_x k_x'} \delta_{k_y k_y'}, \quad (6)$$

где ϵ -высокочастотная диэлектрическая постоянная материала, n_0 - число фотонов в поле излучения, Ω_0 - объем кристалла, $\vec{\epsilon}$ является вектором поляризации электромагнитной волны.

Коэффициент ПССН для квазидвумерного электронного газа в структурах КЯ при рассеянии на акустических колебаниях решетки имеет вид [5]:

$$\alpha = \frac{2\pi e^2 (K_B T)^2 n_e E_d^2}{\hbar^4 c \rho u^2 \Omega^3 d \gamma \epsilon^{1/2}} \sum_{n_i=1}^{N_f} \sum_{n_f=1}^{N_f} \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{n_f, n_i} \right) \exp\left(-\frac{n_i^2 E_0}{K_B T}\right) \left(1 + \frac{\hbar\Omega - (n_f^2 - n_i^2) E_0}{2K_B T} \right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{K_B T}\right) \right) \quad (7)$$

В квазидвумерной системе поглощение инфракрасного электромагнитного излучения свободными носителями, рассеяние которых происходит на неполярных оптических фононах, имеет вид [9]:

$$\alpha = \frac{\pi m_e e^2 D_0^2 K_B T}{\epsilon^{1/2} c \Omega^3 \rho \omega_0 \hbar^3 d \gamma \sinh z} \frac{1}{\sum_{n_i} \exp(-2n_i^2 z_0)} \left\{ \sum_{n_f=1}^{N^+} \left\{ \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{n_f, n_i} \right) \exp(-z_+) \sinh[(z_+ + z_-)/2] \times \right. \right. \quad (8)$$

$$\left. \times \left(1 - (n_f^2 - n_i^2) z_0 + z_+ \right) \right\} + \sum_{n_f=1}^{N^-} \left\{ \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{n_f, n_i} \right) \exp(-z_-) \sinh[(z_+ + z_-)/2] \left[1 - (n_f^2 - n_i^2) z_0 + z_- \right] \right\}$$

$$\text{где } z = \frac{\hbar\omega_0}{2K_B T}, \quad z_0 = \frac{E_0}{2K_B T}, \quad z_+ = \frac{\hbar(\Omega + \omega_0)}{2K_B T}, \quad z_- = \frac{\hbar(\Omega - \omega_0)}{2K_B T}$$

Коэффициент ПССН для квазидвумерного электронного газа в структурах КЯ при рассеянии электронов на полярно оптических фононах имеет вид [7] :

$$\alpha = \frac{e^4 \omega_0 n_e}{\gamma c \Omega^3 \hbar^2 \epsilon_1} \left(\frac{K_B T \pi}{2\epsilon m^*} \right)^{1/2} \frac{1 - e^{-\frac{\hbar\Omega}{K_B T}}}{\sinh(\hbar\omega_0 / 2K_B T)} \sqrt{\frac{\pi E_0}{K_B T}} \sum_{n_i, n_f=1}^{\infty} \sum_{j=1}^2 e^{\frac{E_0 n_i^2}{K_B T}} \left(1 + \delta_{E_j, 0} \right) \left[e^{\frac{\hbar\omega_0}{2K_B T}} F_j(A_+) + e^{\frac{\hbar\omega_0}{2K_B T}} F_j(A_-) \right], \quad (9)$$

где

$$F_j(z) = \left[\theta(-z) + \theta(z) e^{-\frac{z}{K_B T}} \right] \left[1 - \sqrt{\frac{\pi E_j}{4K_B T}} e^{\frac{(E_j + |z|)^2}{4E_j K_B T}} \operatorname{erfc} \left(\frac{(E_j + |z|)}{\sqrt{4E_j K_B T}} \right) \right], \quad \epsilon_1 = \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right),$$

$$A_\pm = E_0 (n_f^2 - n_i^2) - \hbar\Omega \mp \hbar\omega_0, \quad E_j = \frac{\hbar^2}{2m^*} q_j^2, \quad q_j = \begin{cases} \frac{\pi}{d} (n_f - n_i) & \text{для } j=1 \\ \frac{\pi}{d} (n_f + n_i) & \text{для } j=2 \end{cases}.$$

Поглощение инфракрасного электромагнитного излучения в квазидвумерной системе свободными носителями, рассеяние которых происходит на пьезоэлектрических фононах, имеет вид [7]:

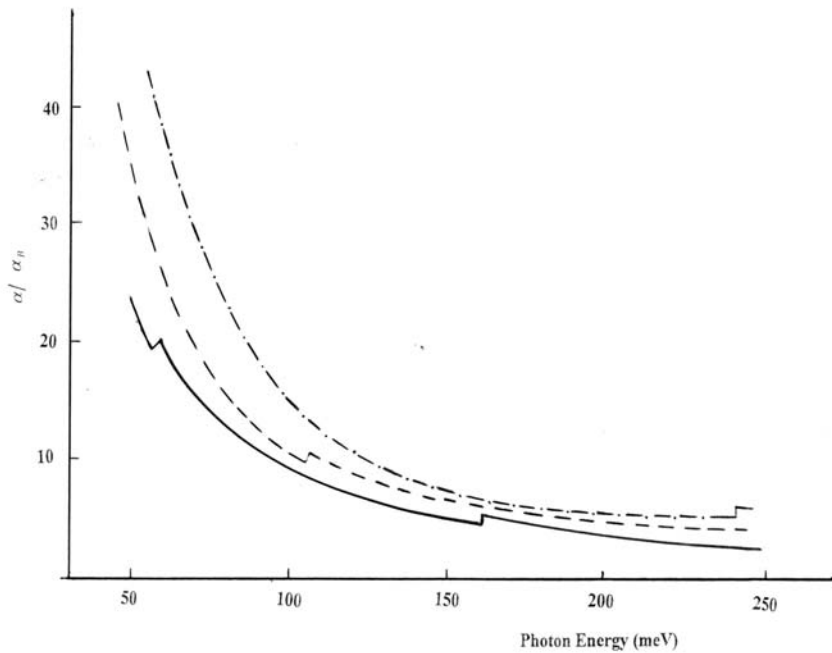
$$\alpha = \frac{\sqrt{2E_0} e^4 Y K_B T n_e}{c \hbar^3 \Omega^3 \epsilon^{1/2} m^*} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\Omega}{K_B T}} \right) \sum_{n,n_f}^{\infty} \sum_{j=1}^2 e^{-\frac{E_0 n_i^2}{K_B T}} \left(1 + \delta_{E_i,0} \right) F_j \left(\frac{E_0 n_f^2 - E_0 n_i^2 - \hbar\Omega}{K_B T} \right). \quad (10)$$

Известно, что если материалом квантовой ямы является твердый раствор, то наряду с обычными механизмами рассеяния необходимо учитывать и рассеяние электронов на сплавном беспорядке. Этот дополнительный процесс рассеяния возникает из-за неупорядоченного расположения атомов в узлах решетки сплава. Рассеяние электронов в тройных структурах [33-36] и квантовых ямах на основе тройных полупроводников изучено во многих работах [14,15,19,31,32,37-40].

Коэффициент ПССН при рассеянии электронов на сплавном беспорядке имеет вид [14]:

$$\alpha = \frac{64\pi^2 e^2 r_0^6 (\Delta E)^2 n_e N_0 x(1-x) K_B T}{9 \epsilon^{1/2} \hbar^4 d c \Omega^3 \gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{N_f} \left(1 + \frac{1}{2} \delta n n' \right) e^{-\frac{n^2 E_0}{K_B T}} \left[1 + \frac{\hbar\Omega - (n'^2 - n^2) E_0}{2 K_B T} \right] \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{K_B T}\right) \right). \quad (11)$$

На Рис.1. представлена зависимость отношения коэффициента ПССН в структуре КЯ к коэффициенту в объемном полупроводнике α/α_β , от частоты фотона при различной толщине КЯ. Точки изгиба соответствуют новым межподзонам переходам. Из Рис.1. видно, что коэффициент ПССН увеличивается с уменьшением толщины КЯ, а местоположение первой точки изгиба в



поглощении перемещается к более высоким частотам фотона. Поскольку толщина КЯ уменьшается, то разделение между соседними подзонами увеличивается и при $\hbar\Omega < 3E_0$ беспорядок сплава обуславливает переходы только в той же самой подзоне.

Рис.1.

Зависимость отношения α/α_β от частоты фотонов.

Если толщина КЯ такая, что $\hbar\Omega < 3E_0$, то поглощительный процесс зависит только от скорости рассеяния свободных носителей на беспорядке сплава. В [37-38] было предсказано, что скорость рассеяния из-за беспорядка сплава увеличивается с уменьшением толщины КЯ. Это увеличение в скорости рассеяния объясняет увеличение в коэффициенте ПССН, предсказанное нами для структуры КЯ (Рис.1.). Видно, что α уменьшается с увеличением частоты фотона и увеличивается с увеличением температуры. В работе [14] показано, что в структуре КЯ вклад рассеяния электрона на беспорядке сплава в поглощении доминирует над электронно-акустическим и пьезоэлектрическим вкладами.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В КП

Запишем хорошо известное выражение для энергетического спектра и волновой функции электрона в прямоугольной проволоке

$$E_{knl} = E_k + E_n + E_l = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + n^2 E_a^0 + l^2 E_b^0, \quad E_a^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* a^2}, \quad E_b^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* b^2} \quad n, l = 1, 2, 3, \dots, \quad (12)$$

$$\Psi_{knl} = \left[2 / (abL) \right]^{1/2} \sin(\pi x / a) \sin(\pi y / b) \exp(ikz), \quad (13)$$

где a и b - поперечные размеры, L - длина проволоки. Когда электромагнитные волны поляризованы вдоль длины проволоки, для матричного элемента взаимодействия электрона с электромагнитной волной имеем

$$\langle k'n'l' | H_R | knl \rangle = -\frac{e\hbar}{m^*} \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\Omega_0 \Omega \epsilon} \right)^{1/2} (\epsilon \kappa) \delta_{kk'} \delta_{nn'} \delta_{ll'}. \quad (14)$$

В случае невырожденного электронного газа функция распределения электронов имеет вид

$$f_{knl} = \frac{(2\pi)^{1/2} \hbar n_e ab}{\gamma \delta (m^* K_B T)^{1/2}} \exp\left[\frac{n^2 E_n^0 + l^2 E_l^0}{K_B T} \right] \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m^* K_B T} \right), \quad (15)$$

где $\gamma = \sum_n \exp\left(-\frac{n^2 E_n^0}{K_B T} \right)$, $\delta = \sum_l \exp\left(-\frac{l^2 E_l^0}{K_B T} \right)$.

Для коэффициента ПССН при рассеянии электронов на сплавном беспорядке получено следующее выражение [19]

$$\alpha_{alloy}^{1D} = \frac{2^{5/2} \pi^{3/2} e^2 (\delta V)^2 \Omega_0 x(1-x) n_e (K_B T)^{1/2}}{c \hbar^3 \Omega^3 \epsilon^{1/2} ab m^{*3/2} \gamma \delta} \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar \Omega}{K_B T} \right) \right) \sum_{nl} \sum_{n'l'} \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{nn'} \right) \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{ll'} \right) \times \\ \times \exp\left[-\frac{n^2 E_n^0 + l^2 E_l^0}{K_B T} \right] Z \exp(Z) K_1(Z), \quad (16)$$

где $Z = \frac{\hbar \Omega - E_n^0 (n'^2 - n^2) - E_l^0 (l'^2 - l^2)}{2 K_B T}$.

Здесь $K_1(Z)$ - модифицированная функция Бесселя. Как следует из (16), коэффициент ПССН является осциллирующей функцией частоты фотонов и поперечного размера квантовой проволоки.

Когда рассеяние на акустических фононах доминирует, для коэффициента ПССН в невырожденном Q1D электронном газе получено следующее выражение [17]:

$$\alpha_{ac}^{1D} = \frac{2^{5/2} \sqrt{\pi} n_e e^2 E_d^2 (K_B T)^{1/2}}{\epsilon^{1/2} c \rho v^2 m^{*1/2} W^2 \gamma \delta} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar \Omega}{K_B T} \right) \right] \times \\ \times \sum_{nl} \sum_{n'l'} \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{nn'} \right) \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{ll'} \right) \exp\left[-\frac{n^2 E_n^0 + l^2 E_l^0}{K_B T} \right] Z \exp\left(\frac{Z}{2k_B T} \right) K_1\left(\frac{Z}{2k_B T} \right) \quad (17)$$

В квантовой проволоке, когда ее ширина становится намного меньше, чем средняя длина пробега свободного электрона, движение электронов становится квазиодномерным. Ограничение ведет к квантованию уровня энергий и к увеличению важности граничного рассеивания.

Рассеивание шероховатостью границы - важный механизм рассеяния в КЯ системе, такие квантово - механические исследования были выполнены в [41-45]. В тонких квантовых ямах мелкие шероховатости границы раздела могут стать причиной больших флуктуаций квантованной энергии электрона низкоразмерной системы, которые приводят к очень сильному рассеянию. Их влияние сильно зависит от высоты и боковой длины корреляции шероховатости поверхности или границы. Шероховатость на границе раздела квантовой ямы характеризуется высотой (Δ) и длиной (Λ) Гауссово подобных флуктуаций.

Коэффициент ПССН для квазиодномерного электронного газа в структурах КЯ при рассеянии шероховатостью границы имеет вид [20]

$$\alpha_{BR}^{1D} = \frac{\pi^{1/2} e^2 \hbar n_e \Lambda \Delta^2}{\sqrt{2\Omega^3 m^{*5/2} c \epsilon^{1/2} \gamma \alpha^6 (k_B T)^{1/2}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) \right] \sum \sum n^2 n'^2 \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{ll'} \right) \exp\left(-\frac{n^2 E_a^0 + l^2 E_b^0}{k_B T}\right) Z_1 \exp\left(\frac{Z_1}{2k_B T}\right) \times \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p+b}{p-b}\right)^{1/2} + \left(\frac{p+b}{p-b}\right)^{-1/2} \right] K_1\left(\frac{Z_1}{2} \sqrt{p^2 - b^2}\right) + \frac{b}{\sqrt{p^2 - b^2}} K_1\left(\frac{Z_1}{2} \sqrt{p^2 - b^2}\right) \right\} \quad (18)$$

$$\text{где } Z_1 = \hbar\Omega - (n'^2 - n^2)E_a^0 + (l'^2 - l^2)E_b^0, \quad p = \frac{1}{k_B T} - \frac{m^* \Lambda^2}{\hbar^2}, \quad b = \frac{m^* \Lambda^2}{2\hbar^2}.$$

На Рис.2 представлена зависимость коэффициента α ПССН от энергии фотона $\hbar\Omega$. Кривые 1 и 4 относятся к полярно-оптическим и акустическим фононам, а кривая 2 и 3 - к беспорядку сплава и шероховатости границы. Видно, что α_{BR}^{1D} уменьшается монотонно с увеличением энергии фотона. Пики в кривых указывают на переходы между подзонами, обусловленные шероховатостью границы. Увеличение коэффициента ПССН, связанного с переходом электронов в более высокие подзоны при рассеянии также имеет место и для других механизмов [17,18]. Видно, что в квантовой проволоке взаимодействие электрон-шероховатость границы дает больший вклад в ПССН, чем взаимодействие электрон- акустический фонon. Надо также отметить, что коэффициент ПССН при рассеянии электронов шероховатостью границы, беспорядком сплава и полярно-оптическим фононом имеет одинаковый порядок.

На Рис.3 представлена зависимость коэффициента ПССН α_{alloy}^{1D} в квантовой проволоке $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ от поперечного сечения КП для различных длин волн. Видно, что зависимость коэффициента ПССН от функции $1/a^2$ имеет колебательный характер, когда энергия фотона такая, что беспорядок сплава обуславливает переход к одной из более высоких подзон проволоки с КЯ.

Показано, что ПССН значительно увеличивается с уменьшением поперечных сечений проволоки. Как отмечено выше, в [26] показано, что скорость рассеяния электрона на беспорядке сплава в КП структуре увеличивается с уменьшением поперечного сечения проволоки. Это увеличение скорости рассеяния объясняет увеличение коэффициента ПССН в проведенных численных расчетах для структуры КЯ. С уменьшения длины волны коэффициент ПССН $\alpha_{alloy}^{1D} \propto 1/a^2$.

Коэффициент поглощения, обусловленный рассеянием электронов на шероховатости границы, увеличивается с уменьшением поперечных размеров тонкой проволоки как $1/a^6$. Поэтому можно предположить, что рассеяние на шероховатостях границы играет доминирующую роль в случае более тонких проволок. С увеличением температуры скорость рассеяния электронов при рассеянии шероховатостью границы и беспорядком сплава становится меньше. Поэтому можно предположить, что коэффициент ПССН, обусловленный

шероховатостью границы и беспорядком сплава, возрастает с понижением температуры. С уменьшением температуры скорость рассеяния на фонах уменьшается, поэтому коэффициент ПССН при рассеянии на фонах уменьшается с уменьшением температуры.

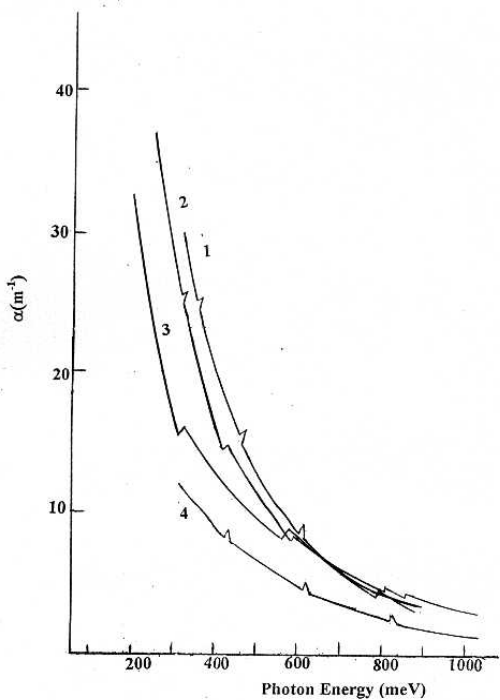


Рис.2.

Зависимость коэффициента ПССН в квантовой проволоке GaAs при рассеянии шероховатостью границы от частоты фотона при $T=300\text{K}$ (кривые 3). Кривые 1 и 4 соответствуют коэффициенту ПССН для квантовой проволоки GaAs, при рассеянии носителей заряда полярным оптическим и акустическим фонами. Кривые 2 соответствуют коэффициенту ПССН в квантовой проволоке $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, при рассеянии носителей заряда беспорядком сплава. (При одних и тех же поперечных размерах квантовой проволоки $a=b=10^{-6}\text{cm}$).

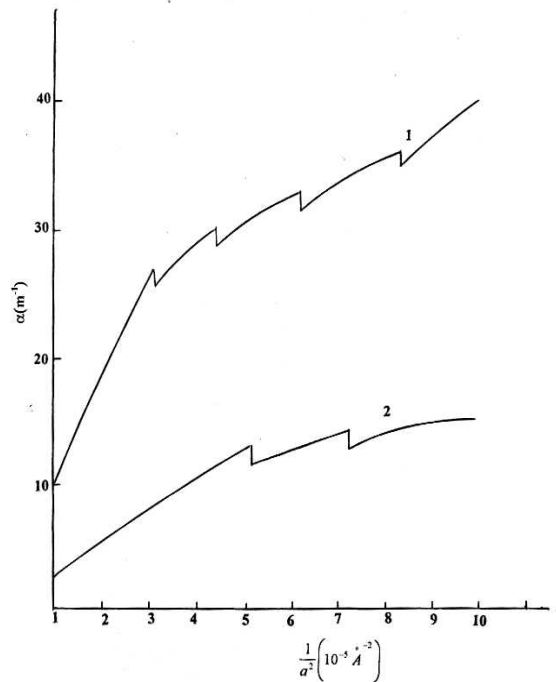


Рис.3.

Зависимость коэффициента ПССН от приведенного поперечного сечения ($1/a^2$) в квантовой проволоке при $T=300\text{K}$. Длине волны $\lambda=5\mu\text{m}$ соответствует кривая 1, а длине волны $\lambda=3\mu\text{m}$ - кривая 2.

Таким образом, когда рассеяние шероховатостью границы доминирует, коэффициент ПССН должен увеличиться с уменьшением поперечных размеров проволоки в случае поля излучения, поляризованного по длине проволоки. Получена также колебательная зависимость ПССН от ширины проволоки и частоты фотона. Колебательное поведение объясняется переходами электронов между квантованными подзонами, обусловленными рассеянием на шероховатости границы. Рассеяние электронов на шероховатости границы особенно важно, когда температура и ширина проволоки a уменьшаются. Взаимодействие электрон-шероховатость границы дает больший вклад в поглощение, чем взаимодействие электрон - акустический фон в квазиодномерных структурах.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ НА ВНУТРИЗОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ
ПЕРЕХОДЫ В РАЗМЕРНО-ОГРАНИЧЕННОЙ СИСТЕМЕ

Рассмотрим внутризонные поглощения, при которых электроны совершают переходы между магнитными уровнями одной минизоны. Поглощение зависит от распределения электронов по начальным состояниям, определяемым их концентрацией и температурой. Матричные элементы магнитооптических переходов из начального состояния NlK_y в конечное состояние $N'lK_y$ в дипольном приближении имеют вид [46]:

$$M_{N'N}(K_y K_y') = C \int \psi_{NlK_y} \left[\left(P + \frac{e}{c} A \right) \varepsilon \right] \psi_{N'lK_y} dr dz, \quad (19)$$

где A - вектор- потенциал, ε - вектор поляризации фотонного поля, C - постоянные, которые содержат в себе амплитуду вектор –потенциала. Согласно [47], оптические переходы имеют место только тогда, когда ε параллельно поверхности и перпендикулярно H . Когда ε параллельно H , оптические переходы не происходят. Из (19) непосредственно можно найти правила отбора $\Delta K_y = 0, \Delta N = 1$, т.е. могут происходить только вертикальные переходы. Для коэффициента поглощения получено [22]:

$$\alpha^{2-D} = \frac{2\pi\hbar e^2}{ndm^* cR^2} \cdot \gamma_c(\hbar\omega_c) \cdot \left(N + \frac{1}{2} \right) (f_{Nl} - f_{N+1,l}) \cdot J_{N+1,N}, \quad (20)$$

$$\alpha^{1-D} = \frac{8\pi\hbar e^2}{nm^* cL_x L_y L_z} \gamma_c(\hbar\omega_c) \left(N + \frac{1}{2} \right) J_{N+1,N} \sum_{K_y} [f_{NlK_y} - f_{N+1,lK_y}],$$

где n коэффициент преломления света, $\gamma_c(\hbar\omega_c) = \frac{\hbar\omega_c}{\hbar\Omega}$

Отметим, что максимум поглощения наблюдается при $\hbar\omega_c = \hbar\Omega$ и для α_{\max} получается следующее выражение

$$\alpha_{\max}^{2-D} = \frac{2\hbar e^2}{ndm^* cR^2 \Gamma_s} \left(N + \frac{1}{2} \right) (f_{Nl} - f_{N+1,l}), \quad (21)$$

$$\alpha_{\max}^{1-D} = \frac{16\hbar e^2}{nm^* cL_x L_y L_z} \left(N + \frac{1}{2} \right) \sum_{K_y} [f_{NlK_y} - f_{N+1,lK_y}].$$

Таким образом, из (20) и (21) видно, что коэффициент поглощения в квантующем магнитном поле зависит от параметров квантовой ямы (толщины, эффективной массы), от магнитного поля и температуры.

В работе [21] рассмотрено внутривозонное рассеяние на шероховатостях поверхности в квантовой яме в электрическом поле. Получено, что отношение вероятности перехода из состояния k на все состояния k' в электрическом поле к вероятности перехода в отсутствие электрического поля имеет вид:

$$\gamma = \frac{W_F(K)}{W_0(K)} = N^4 (\beta) \left(1 + \frac{\beta}{2} \right)^4, \quad N^2(\beta) = \frac{\pi^3}{\pi^3 + \beta^2(\pi^2 - 8)}, \quad (22)$$

где β -вариационный параметр, связанный с электрическим полем F следующим выражением:

$$\beta = \frac{2|e|Fm^*L}{\hbar^2} \langle z^2 \rangle_0, \quad \beta^2 \langle z^2 \rangle_0 \ll L^2. \quad (23)$$

Здесь $\langle z^2 \rangle_0 = \langle \psi_0 | z^2 | \psi_0 \rangle$.

Вычисленные по формуле (22) зависимости γ от электрического поля представлены на Рис.4. Видно, что с ростом электрических полей скорость перехода увеличивается. Кроме того, из рисунка видно, что электрическое поле сильно изменяет скорость перехода в толстых квантовых ямах по сравнению с их величиной без электрического поля. Эти результаты предсказывают качественно наблюдаемые тенденции [48]. Незначительную зависимость γ от электрического поля можно объяснить фактом, что изменение волновой функции из-за приложения электрического поля к тонкой квантовой яме меньше, чем к толстой квантовой яме. Найдено, что γ сильно зависит от электрического поля и это отношение изменяется незначительно (1.1~1.5) при маленьких полях ~100kV/cm. Отметим, что при значении поля ~400kV/cm величина γ изменяется в интервале 1.5÷4.5.

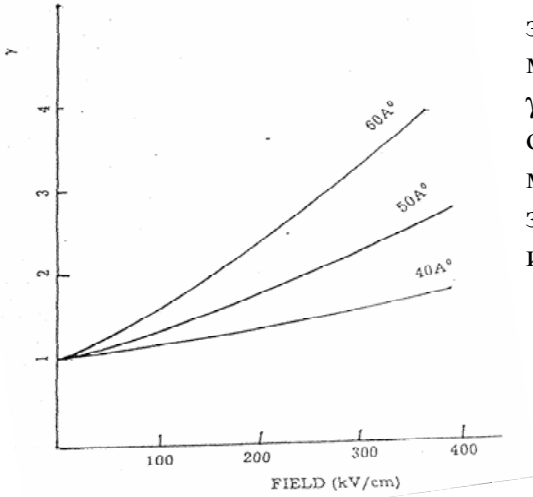


Рис.4.

Зависимость отношение $\gamma = \frac{W_F(K)}{W_0(K)}$ от электрического поля.

В случае рассеяния на полярно оптических фононах $\gamma \approx 1.2$ ($F=200\text{kV/cm}$) [49], а при рассеянии на сплавном беспорядке $\gamma \approx 4.5$ ($F=400\text{kV/cm}$) [39].

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖЗОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В РАЗМЕРНО-ОГРАНИЧЕННОЙ СИСТЕМЕ

В работе [23] вычислен коэффициент поглощения звука в полупроводниковых СР в поле высокочастотного лазерного излучения при наличии квантующего магнитного поля. Коэффициент поглощения звука вычислен по формуле

$$\Gamma = \frac{W^- - W^+}{I} \hbar \omega. \quad (24)$$

Здесь W^\mp - число переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости под действием лазерного излучения с поглощением (испусканием) одного кванта звуковой волны, I -интенсивность звуковой волны, ω - частота звука. В квантующем магнитном поле H ($H||OZ$, OZ -ось СР) электроны СР в поле звуковой волны описываются уравнением Шредингера с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_1,$$

где

$$H_0 = \frac{P_x^2 + \left(P_y - \frac{e}{c} Hx \right)^2}{2m^*} + E_z(P_z) \quad H_1 = \frac{1}{2} V_{c,v} \left[e^{iqx} e^{-i\omega t} + e^{-iqx} e^{i\omega t} \right], \quad V_{c,v}^2 = \frac{2IE_{c,v}^2}{\rho_0 U_s^3}, \quad (25)$$

здесь E_v , E_c – константы деформационного потенциала дырки и электрона, соответственно, ρ_0 -плотность СР, v_s -скорость звука, q - волновой вектор звуковой волны ($q \perp H$). Согласно [23], коэффициент поглощения звука можно представить в виде:

$$\Gamma = \frac{3}{128} \cdot \frac{\varepsilon_g (E_c - E_v)}{\pi^3 v_s^3 \omega d \Delta \rho_0} \cdot \left(\frac{eE_c}{\hbar \Omega R} \right)^2 \delta J, \quad \delta J = J(\tilde{S}^+) - J(\tilde{S}^-), \quad (26)$$

где $J(\tilde{S}^\pm) = \int_0^a \frac{dx}{1 + \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right)(x + \tilde{S}^\pm)^2}$, $a = \frac{\hbar \gamma}{2\Delta}$, $\left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \approx \frac{3\varepsilon_g}{4}$, $\tilde{S}^\pm = \frac{S^\pm}{\hbar \gamma}$,

$$S_p^\pm = \varepsilon_g + \frac{\hbar \omega_H}{2} - \hbar \Omega \pm \hbar \omega.$$

Получено, что в отличие от массивного полупроводника в СР зависимость δJ от H имеет периодические отрицательные и положительные значения. Отрицательные значения δJ означают, что при таких значениях напряженности магнитного поля, в основном, происходит поглощение лазерного фотона с излучением кванта звука. При значениях напряженности магнитного поля, когда $\delta J \gg 0$ наиболее активный процесс происходит с поглощением звукового кванта. Максимумы поглощения ($H=18.2\text{кЭ}$, 22кЭ) при напряженности электрического поля лазерного излучения (что находится далеко от порога разрушения полупроводникового материала) соответствуют значениям $\Gamma=1.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, 3.7 см^{-1} . При $H=14.2\text{кЭ}$, 18кЭ , 21.8кЭ наблюдается максимум усиления соответственно при $\Gamma=-1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $-1.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $-1.9 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Большие значения Γ позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение лазерно – индуцированного поглощения звука в квантующем магнитном поле.

Коэффициент поглощения света, связанный с переходом из нулевого уровня валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости в поле интенсивной звуковой волны, можно записать в виде [25]

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi c \Omega n_0 R^2 d \Delta} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \sum_p J_p^2(\rho) J(S_p^+), \quad J(S_p^+) = \int_0^a \frac{dx}{1 + \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right)(x + \bar{S}_p^+)^2}, \quad \bar{S}_p^+ = \frac{S_p^+}{\hbar \gamma},$$

где $S_p^+ = \varepsilon_g + \frac{\hbar \omega_H}{2} - \hbar \Omega + p \hbar \omega$.

Если пренебречь взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки ($\Gamma_{cv}=0$) и со звуковой волной ($\rho=0$), то $\alpha(\Omega)$ совпадает с выражением для коэффициента поглощения света в полупроводниках со СР в квантующем магнитном поле, полученным в [50]. Известно, что функция Бесселя $J(\rho)$ принимает максимальное значение при $\rho=0$. При значениях $\rho > 0$, как легко видеть из (26), в поле интенсивной звуковой волны должно наблюдаться заметное уменьшение на основной частоте. $\alpha(\Omega)$ имеет максимумы при $S_p^+=0$ (разнесенные по частоте для различных P), которые связаны с наличием квазиуровней в интенсивном звуковом поле, причем энергетическое расстояние между соседними максимумами определяется энергией кванта звука.

В работе [26] в сильном звуковом поле вычислена вероятность перехода электронов между соседними подзонами в квантовой проволоке с параболическими ямами. Получено, что, если при $t=0$ электрон находился в $n=1$

подзоне, то вероятность его перехода в подзону с $n=2$ осциллирует с течением времени по закону

$$|\alpha_2|^2 = \frac{|\lambda|^2}{|\varepsilon|^2} \sin^2 \left[\frac{\varepsilon t}{\hbar} \right], \quad \varepsilon = \sqrt{\xi^2 + \lambda^2}, \quad (27)$$

где

$$2\xi(k) = \hbar(\omega - \omega_q) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 (k - q_x)^2}{2m^*}, \quad \lambda^2 = \frac{u^{1/2} I E_c^2 e^{-u} [L_1^1(u)]^2}{4\rho_0 v_s^3}.$$

Здесь $u = q_y^2 l_\omega^2 / 2$, $l_\omega^2 = \hbar / m^* \omega$, L_n^p – полином Лагерра. Таким образом, $|\alpha_2|^2$ – периодическая функция времени, меняющаяся в пределах от нуля до $\lambda^2 / \varepsilon^2$ с частотой ε / \hbar . Это означает, что в сильном звуковом поле электрон совершает переходы между соседними подзонами с частотой ε / \hbar . Отметим, что при $\xi = 0$ (точный резонанс) вероятность перехода

$$|\alpha_2|^2 = \sin^2 \left[\frac{\lambda t}{\hbar} \right] \quad (28)$$

меняется в пределах от нуля до единицы с частотой λ / \hbar . Такой характер переходов отражает когерентность взаимодействия электронов со звуковым полем, что проявляется при условии, если частота переходов λ превосходит частоту столкновений электронов $1/\tau$, т.е. $\lambda \tau / \hbar \gg 1$.

ПОДВИЖНОСТЬ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА СПЛАВНОМ БЕСПОРЯДКЕ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КП

Мы предполагаем, что движение электронов ограничено цилиндрической проволокой радиусом R и они свободно двигаются вдоль оси проволоки, которая имеет длину L . В приближении эффективной массы волновая функция электрона в квантовой проволоке определяется выражением [31]:

$$\Psi_{nk}(r) = \frac{\exp(iKz) \exp(il\vartheta)}{\sqrt{L}} \varphi_{nl}(\rho), \quad (29)$$

где

$$l=0,1,2,3,\dots, \quad n=1,2,3,\dots, \quad \varphi_{nl}(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\pi R^2}} \frac{J_l(k_{nl}\rho)}{J_{l+1}(k_{nl}R)},$$

здесь r есть ρ , ϑ , z , ϑ – азимутальный угол, K – волновой вектор электрона в направлении z , который выбран вдоль проволоки, $J_l(x)$ – функции Бесселя первого рода l -го порядка. Время релаксации электронов для упругого рассеяния определялось как

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle f | H_{dis} | i \rangle|^2 (1 - \cos \theta) \delta(E_f - E_i), \quad (30)$$

здесь i и f представляют начальные и конечные состояния, θ – угол между волновыми векторами k и k' , характеризующими движение электронов до и после рассеяния. Из-за квазиодномерного характера электронного газа в тонкой проволоке рассеивающий угол θ ограничен двумя значениями: 0 и π .

Подвижность электронов, ограниченных квантовой ямой и свободно двигающихся по оси Z тонкой полупроводниковой проволоки в приближении времени релаксации имеет вид

$$\mu = e \left[\sum_K \left(\frac{\hbar K}{m^*} \right) \tau(E_K) \frac{\partial f_0(E_K)}{\partial E_K} \right] \left(\sum f_0(E_K) \right)^{-1}. \quad (31)$$

Время релаксации электрона при рассеянии на потенциале беспорядка сплава имеет вид [31]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi\Omega_0(\delta V)^2 x(1-x)m^*}{\hbar^3 K} G(R), \quad G(R) = \int_0^R \rho \varphi_{10}^4(\rho) d\rho. \quad (32)$$

В случае основного состояния $G(R) = \frac{9}{10\pi^2 R^2}$ [31]. Из (32) видно, что при рассеянии на беспорядке сплава с уменьшением радиуса проволоки скорость рассеяния увеличивается, и время релаксации уменьшается. В общем случае, когда не имеется никаких приближений для $f_0(E)$, подвижность имеет вид [31]:

$$\mu = \frac{2e\hbar K_b T F_1(\eta)}{\pi^2 m^* \Omega_0 (\delta V)^2 x(1-x) n_{1D} G(R)}, \quad (33)$$

здесь $n_{1D} = 2\sqrt{2K_B T m^*} F_{1/2}(\eta) / \pi \hbar$ - плотность электронов на единицу длины проволоки, $F_n(\eta)$ - однопараметрические интегралы Ферми[51] и $\eta = \zeta / KT$ - приведенный химический потенциал. Из (33) видно, что подвижность увеличивается с увеличением радиуса проволоки.

Примечательно, что подвижность, обусловленная рассеянием на беспорядке сплава в 3- и 2-размерных системах, имеет функциональную зависимость от температуры $T^{-1/2}$ [34] и T^0 [37], соответственно. Получено, что при в низкой температуре μ изменяется как T^0 , а при высокой температуре как $T^{1/2}$. Это происходит потому, что плотность состояния в 3-, 2-, и 1-размерных системах имеет функциональную зависимость от энергии $E^{1/2}$, E^0 и $E^{-1/2}$, соответственно.

КП С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ

В этом случае волновые функции описываются формулой (13) и для времени релаксации получено выражение [32]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\sqrt{2}\Omega_0(\delta V)^2 x(1-x)m^{*1/2}}{ab\hbar^2} \sum_{n'l'} \frac{\left(1 + \frac{1}{2}\delta_{nn'}\right)\left(1 + \frac{1}{2}\delta_{ll'}\right)}{[E_{nlk} - E_{n'} - E_{l'}]^{1/2}}. \quad (34)$$

Для сравнения приведем время релаксации электронов для акустических фононов в Q1D системах [30]:

$$\frac{1}{\tau_{ac}} = \frac{2\sqrt{2}E_d^2 k_B T m^{*1/2}}{ab\hbar^2 \rho v_s^2} \sum_{n'l'} \frac{\left(1 + \frac{1}{2}\delta_{nn'}\right)\left(1 + \frac{1}{2}\delta_{ll'}\right)}{[E_{nlk} - E_{n'} - E_{l'}]^{1/2}}. \quad (35)$$

Видно, что зависимость времени релаксации электронов от энергии для сплавного рассеяния и акустических фононов одинаковы. Одинаковую зависимость времени релаксации от энергии для двух процессов рассеяния можно объяснить рассмотрением матричных элементов рассеяния.

Подвижность невырожденных электронов в прямоугольной КП имеет вид [32]:

$$\mu = \frac{4eab\hbar^2}{\sqrt{2\pi}m^{*3/2}\Omega_0(\delta V)^2 x(1-x)Z\gamma\delta(K_B T)^{3/2}} \sum_{nl} \exp\left(-\frac{E_{nl}}{K_B T}\right) \times \left[-B_{mn'l'}^2 \exp\left(\frac{B_{mn'l'}}{K_B T}\right) \text{Ei}\left(-\frac{B_{mn'l'}}{K_B T}\right) - B_{mn'l'} K_B T + (K_B T)^2 \right], \quad (36)$$

где

$$Z = 2(n'l') + n' + l' + \frac{1}{2},$$

$$B_{mn'l'} = \left[\sum_{n'l'} (E_{n'} + E_{l'} - E_n - E_l) + \frac{1}{2} \sum_{n'} (E_{n'} - E_n) + \frac{1}{2} \sum_{l'} (E_{l'} - E_l) \right] / Z. \quad (37)$$

Здесь $\text{Ei}(-x) = \int_{-\infty}^{-x} \frac{e^t}{t} dt$ -интегральная показательная функция. В этом случае химический потенциал определяется, согласно (9), следующим выражением:

$$\xi = K_B T \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{2\pi}\hbar n_{1D}}{\gamma\delta(m^* K_B T)^{1/2}} \right). \quad (38)$$

В случае сильно вырожденного электронного газа для подвижности имеем:

$$\mu = \frac{2eab\hbar^2}{\pi n_{1D} m^* \Omega_0 (\delta V)^2 x(1-x)Z} \sum_{nl} \frac{[\xi - (E_n + E_l)]^2}{[\xi - (E_n + E_l) + B_{mn'l'}]}. \quad (39)$$

В свою очередь химический потенциал и концентрация электронного газа в КП связаны между собой соотношением

$$n_{1D} = \frac{(2m^* K_B T)^{1/2}}{\pi\hbar} \sum_{nl} F_{1/2} \left(\frac{\xi - [E_n + E_l]}{K_B T} \right). \quad (40)$$

На Рис.5 представлены рассчитанные зависимости τ^{-1} от энергии в размерно-квантовом пределе при различных механизмах рассеяния. Для сравнения рассчитанные зависимости времен релаксации электронов от энергии при рассеянии на акустических, оптических фононах и на ионах примеси в квазиодномерном GaAs (из Рис.1 в [30]) также изображены на рисунке. Видно, что при рассеянии электронов на акустических фононах, на ионах примеси и на сплавном беспорядке время релаксации при стремлении энергии к нулю стремится к бесконечности, тогда как время релаксации для полярно-оптических фононов стремится к конечному значению. Видно, что при рассеянии на ионах примеси τ_{imp}^{-1} на несколько порядков меньше, чем значение τ_{dis}^{-1} . При рассеянии на акустических фононах τ_{ac}^{-1} и τ_{dis}^{-1} одного порядка и значение τ_{ac}^{-1} меньше, чем значение τ_{dis}^{-1} .

На Рис.6 приведены зависимости подвижности электронов квантовой проволоки от ее поперечных размеров в $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, рассчитанные согласно формуле (36). Из Рис.6 видно, что с увеличением поперечных размеров КП наблюдаются периодические смены роста и уменьшения подвижности. Циклы изменения величины подвижности соответствуют изменению числа подзон, участвующих в рассеянии электронов. Межподзональное рассеяние ограничивает рост подвижности. При увеличении поперечных размеров квантовой проволоки большее число верхних подзон приближается по энергии к нижней. До появления

нового межподзонного рассеяния подвижность электронов непрерывно растет с увеличением поперечных размеров.

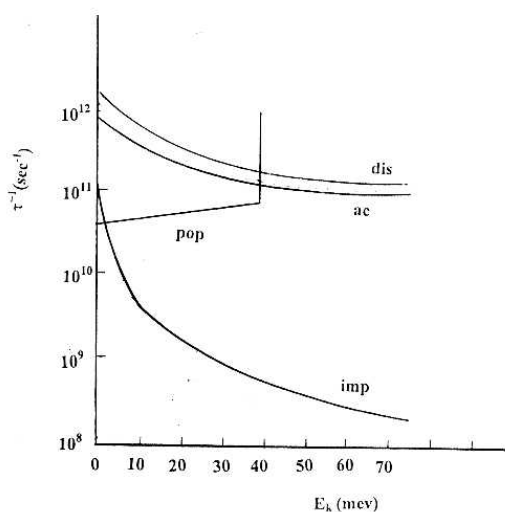


Рис.5.

Зависимость времени релаксации от энергии электронов в КП при $a=e=100\text{Å}$ и $T=77\text{K}$. Кривые imp, pop и ac соответствуют рассеянию электронов в GaAs на ионах примеси, полярно оптических и акустических фононах, соответственно, а кривая dis- рассеянию на сплавном беспорядке в Ga_{0.8}In_{0.2}As.

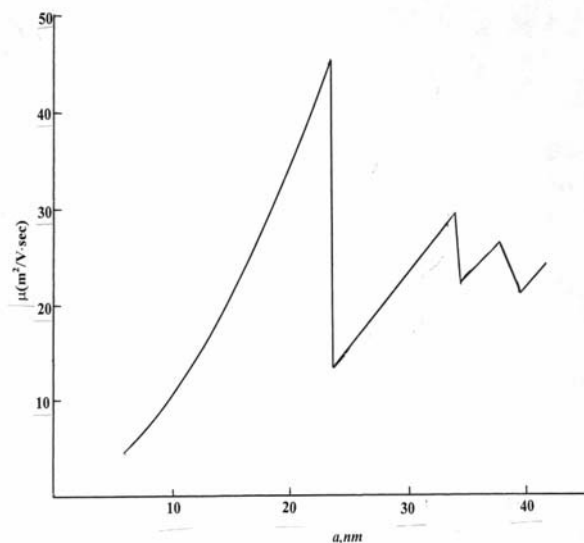


Рис.6.

Зависимость подвижности электронов от поперечного размера проволоки Ga_{0.47}In_{0.53}As.

1. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн *Электронные свойства двумерных систем. Москва, Мир, (1985) 416.*
2. Ж.И.Алферов, *ФТП, 32 (1998) 3.*
3. L.J.Olafsen, E. H.Aifer, I.Vurgaftman, W.W.Benley, C.L.Felix, D.Zhang, C.-H.Lin and S.S.Pei, *Appl.Phys.Lett., 72 (1998) 2370.*
4. W.W.Bewley, E.HAifer, C.L.Felix, I.Vurgaftman, J.R.Meyer, C.-H.Lin, S.J.Murry, D. Zhang, S.S.Pei., *Appl.Phys.Lett., 71 (1997) 3607.*
5. H.N.Spector, *Phys.Rev., B28 (1983) 971.*
6. H.Adamska and H.N.Spector, *J.Appl. Phys., 56 (1984) 1123.*
7. C.Trallero Giner and M.Anton, *Phys. Stat. Sol (b), 133 (1986) 563.*
8. В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин, К.Э.Штенгель, *ФТП 30 (1988) 1468.*
9. S.S.Kubakaddi and B.G.Mulimani, *J.Appl. Phys., 58 (1985) 3640.*
10. J.S.Bhat, S.S.Kubakaddi and B.G.Mulimani, *J.Appl. Phys., 72 (1992) 4966.*
11. C.C.Wu and C.J.Lin, *J. Phys.: Condens matter, 6 (1994) 10147.*
12. F.M.Gashimzade and E.V.Tahirov, *Phys. Stat. Sol (b), 160 (1990) K177.*
13. I.Vurgaftman and J.R.Meyer, *Phys.Rev., B60 (1999) 14294.*
14. G.B.Ibragimov. *J.Phys.: Condens. Matter, 14 (2002) 4977.*
15. G.B.Ibragimov, *Phys.Stat.Sol., 231 (2002) 589.*
16. Г.Г.Зегря, В.Е.Перлин, *ФТП, 32 (1998) 466.*
17. S.S.Kubakaddi and B.G.Mulimani, *J.Phys.C: State Phys. 18 (1985) 6647.*
18. H Adamska and N.Spector., *J.Appl. Phys., 59 (1986) 619.*
19. G.B.Ibragimov, *J.Phys.: Condens. Matter, 14 (2002) 8145.*

20. G.V.Ibragimov, *J.Phys.: Condens. Matter*, **15** (2003)1427.
21. G.V.Ibragimov, *Semicond. Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, **5** (2002)39.
22. Г.Б.Ибрагимов, *Известия НАН Азербайджана*, **XIX** N6 (1999) 11.
23. Г.Б.Ибрагимов, *Fizika*, **3N3** (1997) 6.
24. Э.П.Синявский, Е.Ю.Сафранов, *ФТТ*, **32** (1990) 2836.
25. Г.Б.Ибрагимов, *Fizika*, **5N3** (1999) 17.
26. G.V.Ibragimov, *Fizika*, **8N4** (2002) 48.
27. V.K.Arora, *Phys Rev.*, **23**(1981) 5611.
28. J.Lee and H.N.Spector, *J.Appl.Phys.*, **54** (1983) 3921.
29. G.Fishman, *Phys.RevB*, **36** (1987) 7448.
30. J.Lee and M.O.Vassel, *J.Phys.C*, **17** (1984) 2525.
31. G.V.Ibragimov, *Phys.Stat.Sol.*, **236** (2003) 112.
32. Г.Б.Ибрагимов, *Известия НАН Азербайджана*, **22 N5** (2002)3.
33. M.I.Aliev, Kh.A.Khalilov and G.V.Ibragimov, *Phys.Stat.Sol.*, **231** (2002) 589.
34. L.Makowski and M.Gliksman, *J.Phys.Chem.Solids.*, **34** (1973) 487.
35. J.W.Harrison and J.R.Hauser, *Phys.Rev.B*, **13** (1976) 5351.
36. M.A. Littlejohn, J.R. Hauser and T.H.Glisson, *Appl.Phys.Lett.*, **30** (1977) 242.
37. D.Chattopadhyay, *Phys.Rev.*, **31** (1985) 11455.
38. U.Bockelmann, G.Abstreiter, G.Weimann and. W.Schlapp, *Phys.RevB*, **41** (1990) 786.
39. P.K.Basu and D.Raychaudhury, *J.Appl. Phys.*, **68** (1990) 3443.
40. G. Bastard, *J. Appl.Phys.Lett.*, **43** (1983) 591.
41. N.Noguchi, J.P.Leburton, and. H.Sakaki, *Phys.Rev.B*, **47** (1993)15593.
42. I.Vurgaftman and. J.R.Meyer, *J. Appl.Phys.*, **82** (1997) 3881.
43. H.Akera and T.Ando, *Phys.Rev.B*, **41** (1990) 11967.
44. B.Vinter and L.Thibaudean, *Intersubband Transition in Quantum Wells. (ed. By E.Rosencher, B.Vinter, B.Levine)* N.Y., (1992) 329.
45. B.R.Nag, S.Mukhopadhyay, and M.Das, *J.Appl. Phys.*, **86** (1999) 459.
46. Ф.Бассани, Дж.Пастори, *Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах*, Наука, (1982) 391.
47. U.Merkt, *Phys.Rev.B*, **32**(1985) 6699.
48. G.Bastard, E.E.Mendez, L.L.Chang and L.Esaki, *Phys.Rev.B*, **28** (1983) 3241.
49. D.Ahn and S.H.Chuang, *Phys Rev.*, **B37** (1988)2529.
50. *I.A.Chaikovski, G.M.Shmelev and N.A.Enaki, Phys.Stat.Sol(b)*, **108** (1991) 559.
51. Б.М.Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках* (1985) 320.

A^{III}B^V ƏSASLI MƏHDUD ÖLÇÜLÜ SİSTEMLƏRDƏ ELEKTRON PROSESLƏRİ

H.B.İBRAHİMOV

Məhdud ölçülü sistemlərdə kinetik və optik tədqiqatların nəticələri verilmişdir. Enerji spektrin məxsusiyətlərinin məhdud ölçülü sistemlərdə müxtəlif fiziki hadisələrdə təzahürləri müzakirə olunur.

ELECTRON PROCESS IN A^{III}B^V CONFINED DIMENSIONALITY SYSTEMS

G.B.IBRAGIMOV

Results of optical and kinetic investigations in confined dimensionality systems are given. The influence on energy spectrum on different physical phenomena in confined dimensionality system is discussed.

Редактор: М.Алиев