

## НЕМОНОТОННАЯ ДИСПЕРСИЯ НОСИТЕЛЕЙ В РАЗМЕРНО- КВАНТОВАННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С НАРУШЕННЫМИ СИММЕТРИЯМИ

Г.С. НИКОГОСЯН<sup>1\*</sup>, С.Л. АРУТЮНЯН<sup>2</sup>,  
В.Ф. МАНУКЯН<sup>1</sup>, Г.Г. НИКОГОСЯН<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Ширакский государственный университет, Гюмри, Армения

<sup>2</sup>Национальный политехнический университет Армении  
(Гюмрийский филиал), Гюмри, Армения

<sup>3</sup>Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

\*e-mail: hrach1960@mail.ru

(Поступила в редакцию 3 июня 2020 г.)

Рассматриваются особенности энергетического спектра и движения носителей в одномерных асимметричных полупроводниковых наносистемах. Асимметричные структуры с дополнительным провалом потенциального профиля в квантовых ямах позволяют варьировать положениями квантоворазмерных уровней. А дополнительное влияние внешнего магнитного поля приводит к немонотонной дисперсии и поперечному локальному дрейфу носителей. Такие нарушения фундаментальных симметрий вовлекут за собой соответствующие изменения и в характере электронных переходов. Проводится анализ динамических свойств электронной системы наноструктуры с асимметрией квантового профиля, в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля.

### 1. Введение

Технологические возможности получения полупроводниковых слоев с произвольным профилем изменения состава позволяют создавать наноструктуры с квантовыми ямами сложной формы, у которых нарушена симметрия по отношению к инверсии координат [1–3]. Асимметрия потенциального профиля в таких структурах, а также нарушение симметрии по отношению к обращению времени, созданная путем наложения внешнего магнитного поля, может привести к трансформациям дисперсионных зависимостей носителей заряда, что влечет за собой соответствующие изменения в процессе электрон-фононного взаимодействия и в характере электронных переходов [4–8]. Аналогичные структуры формируются в композиционных политипных сверхрешетках, где полупроводниковые слои, образующие ковариантные сверхрешетки, дополняются чередующими слоями широкозонного материала, которые создают потенциальные

ямы с дополнительными провалами как для электронов, так и для дырок. Провал при  $0 < z < d$  образуется путем изменения состава твердого раствора, где эффективная масса носителя заряда  $m_1^*$  отличается от значения  $m_2^*$  в соседней области  $d < z < l$  (рис.1). В структуре с асимметричным потенциальным профилем, обусловленным дополнительным провалом в квантовой яме, наличие слоев с различающимися эффективными массами электронов проявляется в виде асимметричного воздействия на положение энергетических уровней в квантовой яме, что позволяет варьировать величиной энергетической щели между основным и первым возбужденными уровнями размерного квантования в широкой части квантовой ямы [3]. А дополнительный учет влияния квантующего магнитного поля, нарушающего  $t$  – инвариантность системы, обуславливает немонотонную дисперсию  $E_{cn}(k_x)$  и локальную плотность тока  $J_x$  для носителей заряда, в зависимости от степени магнитной локализации и пространственного ограничения, накладываемые вертикальными стенками квантовой ямы. Определяющим при этом является формирование суперпозиционного состояния электрона, слагающейся из локальных состояний внутри слоев с эффективными массами  $m_1^*, m_2^*$ . Действительно, как будет явствовать из полученных выражений для энергии суперпозиционных, размерно-квантованных состояний электрона в яме, асимметричная зависимость энергии от составляющей квазиволнового вектора  $k_x$ , приводящий к немонотонной дисперсии, находится в прямой зависимости от квантового числа пространственного ограничения. Так что путем варьирования таких параметров асимметрии, как  $U_0, m_1^*, m_2^*, d, H$ , можно контролировать дисперсией  $E_{cn}(k_x)$  и плотностью поперечного тока  $J_x$ . Наличие таких возможностей актуально для создания приборов твердотельной электроники с улучшенными характеристиками. Ниже рассматриваются особенности энергетического спектра и квантовых состояний носителей заряда с нулевым спином, обусловленные такими факторами нарушения фундаментальных

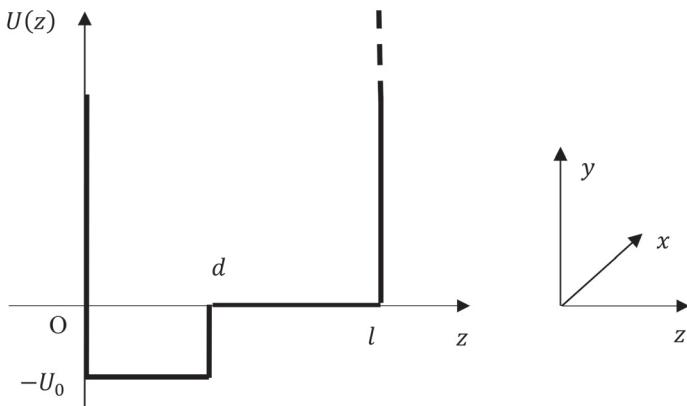


Рис.1. Потенциальный профиль асимметричной ямы.

симметрии как пространственная асимметрия потенциального профиля и влияние квантующего магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$ , где  $\mathbf{j}$  - орт оси  $y$ .

## 2. Квантовые состояния при нарушенной $t$ -инвариантности

Поведение частицы в асимметричной яме, при наличии квантующего магнитного поля  $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$ , где  $\mathbf{A} = \mathbf{A}(Hz, 0, 0)$  – векторный потенциал однородного магнитного поля, описывается волновой функцией

$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp[i(k_x x + k_y y)]\phi(z), \quad (1)$$

где собственные значения  $k_x, k_y$  принимают все значения от  $-\infty$  до  $\infty$ .

Осцилляторная функция  $\phi(z)$  для структуры с бесконечно высокими стенками удовлетворяет уравнениям

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} \left[ \left( E - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_1^*} + U_0 \right) - \frac{m_1^* \omega_{H1}^2}{2} (z - z_0)^2 \right] \phi(z) = 0, \quad 0 < z < d, \quad (2)$$

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} \left[ \left( E - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_2^*} \right) - \frac{m_2^* \omega_{H2}^2}{2} (z - z_0)^2 \right] \phi(z) = 0, \quad d < z < l. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_H = |e|H/(m^*(z)c)$  – циклотронная частота колебания магнитного осциллятора,  $z_0 = -\hbar k_x c / (eH)$  –  $z$ -координата «центра орбиты» электрона в магнитном поле. С целью выявления и сопоставления особенностей, которые вносят факторы пространственно-временных асимметрий в многослойной наноструктуре, сперва рассмотрим поведение бесспинового носителя в симметричной прямоугольной яме с бесконечно высокими стенками при  $H \neq 0$ , где нарушена только  $t$  – инвариантность (рис.2). Наложение потенциального профиля прямоугольной ямы квантовой структуры к параболической яме  $0.5m\omega_H^2(z - z_0)^2$  магнитного осциллятора приводит к следующей приближенной картине расположения классических круговых траекторий внутри ямы, что позволяет судить о формировании возможных не эквивалентных состояний бесспиновой частицы:

1.  $l - z_0 > R, z_0 > R$ . Здесь  $R = ((n + 1/2)/\gamma)^{1/2}$  – классический радиус орбиты, зависящий от «главного» квантового числа магнитного осциллятора  $n$ , который предопределяет уровни энергии поперечного движения заряда в квантующем магнитном поле,  $z_0 = ((n_p + 1/2)/\gamma)^{1/2}$  – среднеквадратичное расстояние между началом координат и центрами круговых траекторий, расположенных симметрично относительно оси  $y$  в соответствии с

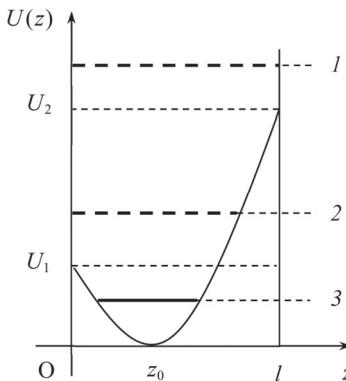


Рис.2. Магнитный осциллятор при наличии размерного квантования.

1 – размерно - квантованные уровни, 2 – уровни электронов на скользящих магнитных траекториях, 3 – уровни магнитного осциллятора.

вырожденностью спектра поперечного движения,  $n_p$  – радиальное квантовое число,  $\gamma = eH/(2\hbar c)$ ). При такой геометрии расположения круговых траекторий в классическом пределе внутри структуры формируются дискретные состояния  $\hbar\omega_H(n+1/2)$ ,  $n=0,1,2,\dots$  в результате преобладающего квантования Ландау по сравнению с размерным квантованием.

2.  $l - z_0 > R, z_0 < R$  или  $l - z_0 < R, z_0 > R$ . Указанная геометрия формирует состояния носителей, локализованные в асимметричной потенциальной яме, образованная бесконечно высоким потенциальным барьером вертикальной стенки ямы слева или справа, соответственно, а с противоположной стороны силой Лоренца. Электроны в таких состояниях в классическом пределе совершают локализованные движения в плоскости  $xz$  по открытым скользящим траекториям, перемещаются вдоль оси  $x$ , отражаясь от вертикальной стенки асимметричной ямы.
3.  $l - z_0 < R, z_0 < R$ . При таком расположении потенциальных профилей дискретные состояния носителей формируются под преобладающим влиянием вертикальных стенок прямоугольной ямы, в результате которых возникают подзоны размерного квантования  $(\hbar^2/(2m^*))(\pi/l)^2 m^2$ ,  $m=1,2,3,\dots$ .

Подсчитаем кратность вырождения основного уровня Ландау состояния типа 1, которая становится конечным из-за пространственного ограничения, вносимое стенками ямы. Очевидно, что число различных дискретных допустимых значений  $\hbar k_x = p_x$  в интервале  $\Delta p_x$  есть  $(L_x/(2\pi\hbar))\Delta p_x$ , где  $L_x$  – возможный размер области локализации носителя вдоль оси  $x$ . С другой стороны допустимы все значения квазимпульса  $p_x$ , для которых центр орбиты  $z_0$  находится внутри отрезка  $z_{01} \leq z_0 \leq z_{02}$ , где  $z_{01}$  и  $z_{02}$  определяются из краевых условий

$$\frac{m^*\omega_H^2 z_{01}^2}{2} = \frac{\hbar\omega_H}{2}, \quad \frac{m^*\omega_H^2 (l - z_{02})^2}{2} = \frac{\hbar\omega_H}{2},$$

т. е.  $z_{01} = (\hbar/(m^*\omega_H))^{1/2}$ ,  $z_{02} = l - z_{01}$  и  $|\Delta p_x| = eHc^{-1}(z_{02} - z_{01})$ . Так что число состояний (кратность вырождения) равно

$$g = \frac{L_x e H}{2\pi\hbar c} (z_{02} - z_{01}) = \frac{L_x e H}{2\pi\hbar c} \left[ l - 2 \left( \frac{\hbar}{m^*\omega_H} \right)^{1/2} \right].$$

В случае ограничения движения носителя и в направлении магнитного поля в области с линейным размером  $L_y$ , возможная кратность вырождения уровня с  $n=0$  будет равна

$$\frac{L_x L_y e H \Delta p_y}{(2\pi\hbar)^2 c} \left[ l - 2 \left( \frac{\hbar}{m^*\omega_H} \right)^{1/2} \right] = \frac{S_{xy} e H \Delta p_y}{(2\pi\hbar)^2 c} \left[ l - 2 \left( \frac{\hbar}{m^*\omega_H} \right)^{1/2} \right],$$

где  $S_{xy}$  – площадь ограничения движения носителя вдоль стенок потенциальной ямы [9].

Состояния типа 1. описываются волновыми функциями (1), где

$$\varphi(z) = \frac{1}{\pi^{1/4} a_H^{1/2} \sqrt{2^n \frac{n!}{1}}} \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{2a_H^2}\right) H_n\left(\frac{z - z_0}{a_H}\right), \quad a_H = \left(\frac{\hbar}{m^*\omega_H}\right)^{1/2},$$

$H_n$  – полином Эрмита  $n$ -й степени. В состояниях типа 2. преобладает локализация носителей в непосредственной близости к потенциальной стенке, например,  $z = 0$ . В этой области в уравнении магнитного осциллятора можно пренебречь членом  $z^2$ , заменив параболическую зависимость осцилляторной ямы приближенно-линейной зависимостью ( $\sim z$ ). Так что после разделения переменных приходим к следующему уравнению для  $z$  – движения

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} + \frac{\hbar k_x e H}{m^* c} z \varphi(z) = \varepsilon \varphi(z), \quad \varepsilon = E - \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}. \quad (4)$$

Задача свелась к определению дискретных состояний в треугольной яме [10], [11]. Разрешенные значения энергии  $\varepsilon_n$  выразим через максимально возможные координаты областей локализации электрона  $z_n$ , где  $n = 1, 2, 3\dots$

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar k_x e H}{m^* c} z_n. \quad (5)$$

Так что решение уравнения (4) сводится к нахождению значений  $z_n$  и собственных функций  $\varphi_n$  уравнения

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\varphi_n(z)}{dz^2} + \frac{\hbar k_x e H}{m^* c} (z - z_n) \varphi_n(z) = 0 \quad (6)$$

решениями которого являются линейные комбинации функций Эйри, удовлетворяющие краевому условию на стенке потенциальной ямы  $z = 0$ . Проделав замену переменного

$$\zeta = \left( \frac{2eHk_x}{\hbar c} \right)^{1/3} z \quad (7)$$

получим  $d^2\varphi_n/d\zeta^2 - (\zeta - \zeta_n)\varphi_n = 0$ , общее решение которого является линейной комбинацией функций Эйри первого и второго родов  $\text{Ai}(\zeta - \zeta_n)$  и  $\text{Bi}(\zeta - \zeta_n)$ .

Решение – конечное при больших  $z$

$$\varphi_n(z) = N \text{Ai}(\zeta - \zeta_n), \quad (8)$$

где, в силу краевого условия на бесконечно высокой стенке потенциальной ямы  $z = 0 (\zeta = 0)$ ,  $\zeta_n$  является  $n$ -м корнем функций Эйри  $\text{Ai}(-\zeta_n) = 0$ , если  $\varphi_n(z=0) = 0$ . Здесь  $N$  нормировочная постоянная. Таким образом нули функций Эйри  $\zeta_n$  определяют собственные энергетические состояния типа 2.

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^{4/3}}{2^{1/3} m^*} \left( \frac{eHk_x}{c} \right)^{2/3} \zeta_n, \quad (9)$$

где можно воспользоваться приближенным представлением  $\zeta_n = [(3\pi/2)(n-1/4)]^{3/2}$  для  $n = 1, 2, 3, \dots$  если  $|\zeta_n| > 1$ . Так что спектр состояний 2 имеет вид

$$E_n = \frac{\hbar^{4/3}}{2^{1/3} m^*} \left( \frac{eHk_x}{c} \right)^{2/3} \left[ \frac{3\pi}{2} \left( n - \frac{1}{4} \right) \right]^{3/2} + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}. \quad (10)$$

Примечателен тот факт что, в отличие от состояний типа 1 и 3, для электрона в состоянии 2, исходя из выражений спектра (10), имеет место дисперсионная зависимость  $E_n(k_x)$  и, следовательно, наличие составляющей скорости вдоль оси  $x$  (локальная плотность тока)  $J_x = eV_x(k_x) = -(e/\hbar)dE_n(k_x)/dk_x$ .

Усредненное значение полной плотности тока вдоль оси  $x$

$$J_x = -e \int V_x f(\mathbf{k}) dk_x = -\frac{e}{\hbar} \int \frac{dE_n(k_x)}{dk_x} f(\mathbf{k}) dk_x = -\frac{e}{\hbar} \int f(\mathbf{k}) dE_n(k_x), \quad (11)$$

где  $f(\mathbf{k}) = f_0(E_n(k_x)) + f_1(\mathbf{k})$  – неравновесная функция распределения,  $f_0$  – равновесная функция распределения по энергии  $E_n(k_x)$ , зависшая от  $k_x^2$ ,  $f_1(\mathbf{k}) = -\partial f_0 / \partial E_n(k_x) \chi(E_n(k_x)) \mathbf{k}$ ,  $\chi(E_n(k_x))$  – векторная функция от энергии  $E_n(k_x)$ . Спектр состояний 2 симметричен по составляющему квазимпульса  $k_x$ :  $E_n(k_x) = E_n(-k_x)$ , так что при интегрировании по  $k_x$  от  $-\infty$  до  $\infty$

$$\begin{aligned} J_x &= -\frac{e}{\hbar} \int f(\mathbf{k}) dE_n(k_x) = -\frac{e}{\hbar} \int f_0(E_n(k_x)) dE_n(k_x) \\ &\quad + \frac{e}{\hbar} \int \frac{\partial f_0}{\partial E_n(k_x)} \chi(E_n(k_x)) \mathbf{k} dE_n(k_x) = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом симметричность профиля прямоугольной ямы приводит к симметричному спектру для носителя заряда в квантующем магнитном поле, которое нарушает лишь  $t$  – инвариантность системы.

Теперь рассмотрим поведение носителя в структуре с нарушенной симметрией по отношению к инверсии координат. Квантовые состояния носителя на этот раз формируются под влиянием асимметричного профиля потенциальной ямы и внешнего магнитного поля.

### 3. Асимметричная яма при наличии внешнего магнитного поля

Исходя из того, что потенциальный профиль осцилляторной ямы магнитного поля зависит от эффективной массы носителя, в рассматриваемой модели асимметричной структуры классификацию возможных состояний нагляднее продемонстрировать на основе подбора классических траекторий поперечного движения электрона в широкой части потенциального профиля, в соприкасающихся ямах

$$U_H^{(1)}(z, z_0) = \frac{m_1^* \omega_{H1}^2 (z - z_0)^2}{2}, U_H^{(2)}(z, z_0) = \frac{m_2^* \omega_{H2}^2 (z - z_0)^2}{2} \quad (13)$$

структуры при  $z = d$  (рис.3), где, для наглядности, вертикальные стенки предполагаются бесконечно высокими.

Состояния 1 на рисунке 3 отвечают движению электрона в одной или в другой яме и пренебрегается туннелированием через разделяющий широкий барьер, что имеет место только для низших состояний с энергиями

$$E_n = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{H1} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_1^*} - U_0, \quad \omega_{H1} = \frac{|e| H}{m_1^* c}, \quad n = 1, 2, \dots,$$

или

$$E_m = \left( m + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{H2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_2^*}, \quad \omega_{H2} = \frac{|e| H}{m_2^* c}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (14)$$

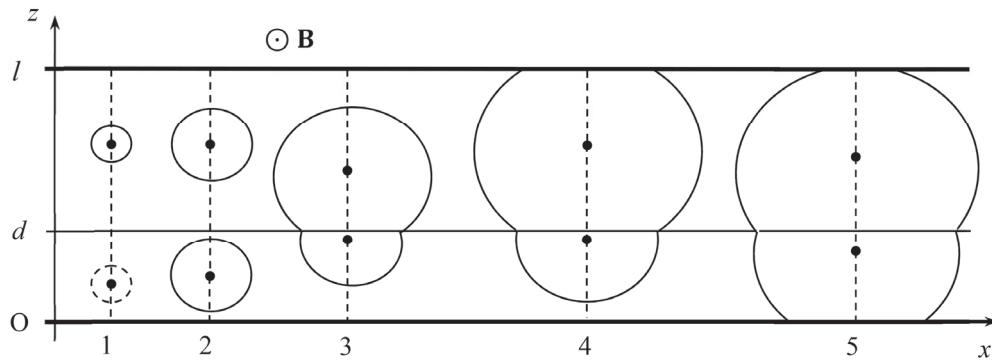


Рис.3. Классические траектории возможных квантовых состояний электрона в плоскости  $(x, z)$ .

В состояниях 2 допускается возможность перехода электрона через барьера, разделяющий осцилляторные ямы  $U_H^{(1)}(z, z_0), U_H^{(2)}(z, z_0)$ . Волновая функция нулевого приближения, отвечающая движению электрона в обеих ямах одновременно, представляет собой линейную комбинацию волновых функций, описывающих движения в отдельных ямах, т. е. экспоненциально затухающие в обе стороны от границ соответствующих ям:  $\varphi(z) = c_1\varphi_1(z) + c_2\varphi_2(z)$ , где  $\varphi_1(z)$  и  $\varphi_2(z)$  решения осцилляторных уравнений

$$\frac{d^2\varphi_1(z)}{dz^2} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon_0 - \frac{m_1^*\omega_{H1}^2(z-z_0)^2}{2} \right] \varphi_1(z) = 0, \quad (15)$$

$$\frac{d^2\varphi_2(z)}{dz^2} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon_0 - \frac{m_2^*\omega_{H2}^2(z-z_0)^2}{2} \right] \varphi_2(z) = 0. \quad (16)$$

Очевидно, что произведение  $\varphi_1(z)\varphi_2(z) \rightarrow 0$  при любых  $z$ . Волновая функция суперпозиционного состояния  $\varphi(z)$  удовлетворяет уравнениям

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon - \frac{m_1^*\omega_{H1}^2(z-z_0)^2}{2} \right] \varphi(z) = 0, \quad (17)$$

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon - \frac{m_2^*\omega_{H2}^2(z-z_0)^2}{2} \right] \varphi(z) = 0. \quad (18)$$

Рассмотрим уравнения (15) и (17). Умножим уравнение (15) на  $\varphi(z)$ , а уравнение (17) на  $\varphi_1(z)$ , вычтем почленно и проинтегрируем по  $z$  от  $z=0$  до  $z=d$ . Получим равенство

$$I_1 + I_2 + I_3 = 0,$$

где

$$I_1 = \int_0^d \varphi(z) \frac{d}{dz} \left( \frac{d\varphi_1(z)}{dz} \right) dz - \int_0^d \varphi_1(z) \frac{d}{dz} \left( \frac{d\varphi(z)}{dz} \right) dz =$$

$$\left[ (\varphi_1(z) + c_2\varphi_2(z))\dot{\varphi}_1(z) \right]_{z=d} - \left[ \varphi_1(z)(c_1\dot{\varphi}_1(z) + c_2\dot{\varphi}_2(z)) \right]_{z=d},$$

$$I_2 = \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) \int_0^d \varphi(z) \varphi_1(z) dz \approx \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) c_1 \int_0^d \varphi_1^2(z) dz,$$

$$I_3 = -\frac{(m_1^*)^2 \omega_{H1}^2}{\hbar^2} \left[ \int_0^d (z-z_0)^2 \varphi(z) \varphi_1(z) dz - \int_0^d (z-z_0)^2 \varphi_1(z) \varphi(z) dz \right] = 0.$$

С учетом краевых условий на границе слоев

$$\varphi_1(z)_{z=d} = \varphi_2(z)_{z=d}, \frac{1}{m_1^*} (\dot{\varphi}_1)_{z=d} = \frac{1}{m_2^*} (\dot{\varphi}_2)_{z=d}, \quad (19)$$

$$I_1 = c_2 \left( 1 - \frac{m_2^*}{m_1^*} \right) [\varphi_1(z)\dot{\varphi}_1(z)]_{z=d}.$$

В итоге преобразование пары уравнений (15) и (17) приводит к результату

$$c_2 \left( 1 - \frac{m_2^*}{m_1^*} \right) [\varphi_1(z)\dot{\varphi}_1(z)]_{z=d} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) c_1 \int_0^d \varphi_1^2(z) dz = 0. \quad (20)$$

Теперь рассмотрим пару (16), (18). Умножим первое уравнение на  $\varphi(z)$ , второе уравнение на  $\varphi_2(z)$ , вычтем почленно и проинтегрируем по  $z$  от  $z=d$  до  $z=1$ . С учетом (19), приходим к результату

$$c_1 \left( \frac{m_1^*}{m_2^*} - 1 \right) [\varphi_2(z)\dot{\varphi}_2(z)]_{z=d} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) c_2 \int_d^l \varphi_2^2(z) dz = 0. \quad (21)$$

Из условия разрешимости системы уравнений (20), (21) для неизвестных коэффициентов  $c_1, c_2$ , получим

$$\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_0 \pm \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{m_1^* - m_2^*}{m_1^* m_2^*} \right) (I_1 I_2)^{-\frac{1}{2}} \left( [\varphi_1(z)\varphi_2(z)\dot{\varphi}_1(z)\dot{\varphi}_2(z)]_{z=d} \right)^{\frac{1}{2}} = \varepsilon_0 \pm \Delta E, \quad (22)$$

где

$$I_1 = \int_0^d \varphi_1^2(z) dz, I_2 = \int_d^l \varphi_2^2(z) dz.$$

Таким образом возможность перехода посредством туннелирования из одной ямы в другую приводит к очевидному расщеплению каждого из уровней в обеих ямах  $\varepsilon_0$  на два близких уровня  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Состояния типа 3 формируются в потенциальной яме сложной формы, которая образуется из двух осцилляторных ям. Соответственно, классическая траектория электрона слагается из двух неполных круговых орбит. Поведение электрона в слоях  $0 \leq z \leq d$  и  $d \leq z \leq l$  описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_1 - \frac{e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} (z - z_0)^2 \varphi_1 &= -\frac{2m_1^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \varphi_1, & 0 \leq z \leq d, \\ \ddot{\varphi}_2 - \frac{e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} (z - z_0)^2 \varphi_2 &= -\frac{2m_2^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \varphi_2, & d \leq z \leq l. \end{aligned} \quad (23)$$

Интегрируем приведенные уравнения по  $z$  в соответствующих областях:

$$\begin{aligned} \int_0^d \frac{d}{dz} \left( \frac{d\varphi_1(z)}{dz} \right) dz &= \frac{e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} \int_0^d (z - z_0)^2 \varphi_1(z) dz - \frac{2m_1^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \int_0^d \varphi_1(z) dz, \\ \int_d^l \frac{d}{dz} \left( \frac{d\varphi_2(z)}{dz} \right) dz &= \frac{e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} \int_d^l (z - z_0)^2 \varphi_2(z) dz - \frac{2m_2^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \int_d^l \varphi_2(z) dz. \end{aligned} \quad (24)$$

Преобразуем левые части уравнений системы (24), с учетом краевых условий на границах ямы:

$$\int_0^d d \left( \frac{d\varphi_1(z)}{dz} \right) = (\dot{\varphi}_1(z))_{z=d}, \quad \int_d^l d \left( \frac{d\varphi_2(z)}{dz} \right) = -(\dot{\varphi}_2(z))_{z=d}.$$

А учет краевых условий (19) на границе слоев приводит к следующему равенству, исходящем из системы (24)

$$\begin{aligned} & \frac{m_2^* e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} \int_0^d (z - z_0)^2 \varphi_1(z) dz - \frac{2m_1^* m_2^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \int_0^d \varphi_1(z) dz \\ &= \frac{2m_1^* m_2^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \int_d^l \varphi_2(z) dz - \frac{m_1^* e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} \int_d^l (z - z_0)^2 \varphi_2(z) dz. \end{aligned} \quad (25)$$

Отсюда для энергии состояний типа 3 получим

$$\varepsilon_0 = -\frac{\left(e^2 H^2 / c^2\right) \left[ \left(1/m_1^*\right) \int_0^d (z - z_0)^2 \varphi_1(z) dz + \left(1/m_2^*\right) \int_d^l (z - z_0)^2 \varphi_2(z) dz \right]}{2 \left[ \int_0^d \varphi_1(z) dz + \int_d^l \varphi_2(z) dz \right]}. \quad (26)$$

Состояния типа 4 формируются в сложном потенциальном поле из соприкасающихся в точке  $z = d$  ям  $U_H^{(1)}(z, z_0), U_H^{(2)}(z, z_0)$  и удовлетворяют вместе с тем краевым условиям при  $z = 0$  или  $z = l$ . Собственные значения энергии состояний 4 можно оценить по выражению (26), где следует провести замену

$$\varphi_1(z) \rightarrow \varphi_1(z + z_n) \quad (27)$$

или

$$\varphi_2(z) \rightarrow \varphi_2(z - l + z_n), \quad (28)$$

где  $z_n$  – нули осцилляторных функций  $\varphi_{1,2}(z)$ .

Состояния типа 5 формируются под влиянием размерных эффектов из-за ограничения области локализации зарядов вертикальными стенками а также и обязательными условиями непрерывности (19) на границе полупроводниковых слоев  $z = d$ . Так что энергия состояния дается выражением (26), где необходимо провести одновременную замену (27) и (28).

## 5. Заключение

Анализ спектров возможных магнитно-квантованных состояний в рассматриваемой пространственно-асимметричной слоистой структуре показывает, что в связи с неопределенностью центров круговых орбит, характерное вырождение уровней свойственно только состояниям типа 1. И, как очевидно из полученных выражений для энергии, вырождение уровней отсутствует для состояний 2–5, в формировании которых определяющей роль играет фактор асимметрии потенциального профиля. Соответственно, состояния 2–5 отличаются наличием дисперсии  $E_{cn}(k_x)$  и отличной от нуля локальной плотностью тока

$J_x = -(e/\hbar) dE_{cn}(k_x)/dk_x$ . Как следствия асимметрии спектров состояний 2–5 по составляющему квазимпульса  $k_x$

$$E_c(k_x) \neq E_c(-k_x), \quad (30)$$

усредненное значение полной плотности тока вдоль оси  $x$  (12) может иметь отличное от нуля значение [12].

Очевидно, что возрастание напряженности магнитного поля приводит к более сильной локализации носителей в параболических ямах  $U_H^{(1)}(z, z_0)$ ,  $U_H^{(2)}(z, z_0)$  и росту вероятности формирования состояний типа 1 по сравнению с состояниями 2–5. Так что эффекты асимметрии, в виде формирования поперечного тока  $J_x \neq 0$  благодаря состояниям 2–5, который отсутствовал при  $H = 0$ , должны обладать немонотонным ходом в зависимости от напряженности магнитного поля, достигая обязательного максимума в процессе изменения  $H$  рис.4 [3].

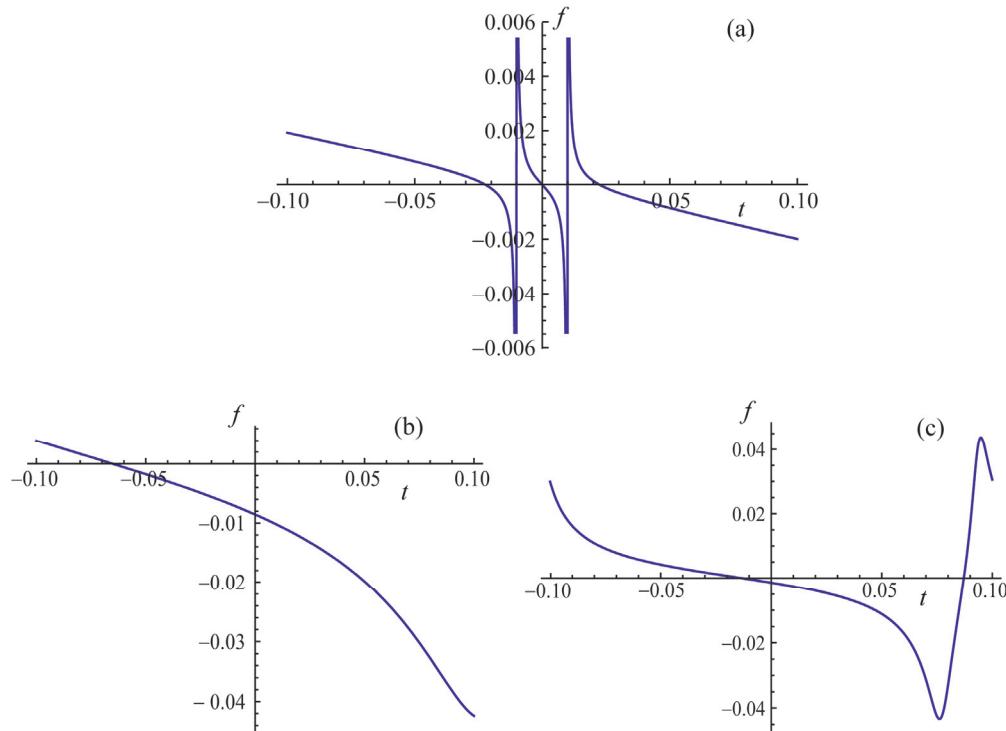


Рис.4. Дисперсионные зависимости  $f = \Delta E / \Delta E_c$  от  $t = k_x \lambda$ , для состояний типа 2 асимметричной гетероструктуры на рис.1, соответствующая GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при  $x = 0.3$  с параметрами  $l = 1.63\lambda$ ,  $d = 0.65\lambda$ ,  $m_1^* = 0.067m_{0e}$ ,  $m_2^* = 0.092m_{0e}$ ,  $\lambda = (\pi^2 \hbar^2 / m^* \Delta E_c)^{1/2} = 6.13 \text{ nm}$ ,  $m^* = (m_1^* + m_2^*)/2 = 0.079m_{0e}$  – разрыв зоны проводимости в гетеропереходе, в магнитном поле (a)  $H_1 = 10^6 \text{ A/m}$ , (b)  $H_2 = 10^8 \text{ A/m}$  (c)  $H_3 = 5 \cdot 10^8 \text{ A/m}$  когда  $n = 2$ .

Асимметрия энергетического спектра (30) может обуславливать также анизотропию процесса приобретения кинетического импульса со стороны электронной системы и формирование результирующего дрейфа носителей (электро-движущей силы) под воздействием изотропных возбуждений.

В рассматриваемых структурах функциональные зависимости дисперсионных кривых дырок  $E_{Vn}(k_x)$  тоже должны проявлять немонотонное поведение в зависимости от  $H$ , однако из-за различия эффективных масс электронов и дырок экстремальные положения зависимостей  $E_{cn}(k_x)$  и  $E_{Vn}(k_x)$  смещаются друг относительно друга (имеет место трансформация прямозонной диаграммы в не-прямозонную, вызванная факторами асимметрии).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **В.В. Филиппов, А.А. Заворотный, Е.Н. Бормонтов.** Конденсированные среды и межфазные границы, **13**, 363 (2011).
2. **М.А. Ремнев, И.Ю. Катеев, В.Ф. Елесин.** ФТП, **44**, 1068 (2010).
3. **В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин.** Основы наноэлектроники. Москва, Физматкнига, 2006.
4. **H.S. Nikoghosyan, S.L. Harutyunyan, V.F. Manukyan, G.H. Nikoghosyan.** Physica B, **575**, 411710 (2019).
5. **H.S. Nikoghosyan, S.L. Harutyunyan, V.F. Manukyan, G.H. Nikoghosyan.** Journal of Contemporary Physics, **54**, 345, (2019).
6. **Ю.А. Артамонов, А.А. Горбацевич, Ю.В. Копаев.** ЖЭТФ, **101**, 557 (1992).
7. **А.А. Горбацевич.** ЖЭТФ, **95**, 1467 (1989).
8. **А.А. Горбацевич, В.В. Копаев, Ю.В. Копаев.** Письма в ЖЭТФ, **57**, 565 (1993).
9. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Квантовая механика. Нерелятивистская теория, Москва, Наука, 1989.
10. **А. Анималу.** Квантовая теория кристаллических твердых тел. Москва, Мир, 1981.
11. **В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер.** Физика квантовых низкоразмерных структур, Москва, Логос, 2000.
12. **О.В. Кибис.** Письма в ЖЭТФ, **66**, 551 (1997).

ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՈՉ ՄՈՆՈՏՈՆ ԴԻՄՊԵՐՈՒԱՆ ԽԱԽՏՎԱԾ  
ՀԱՄԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՎ ՉԱՓԱՅԻՆ-ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ  
ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Հ.Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Ս.Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,  
Վ.Ֆ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Գ.Հ. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Դիտարկվում են լիցքակիրների շարժման և էներգիական սպեկտրի առանձնահատկությունները միաշափ անհամաշափ նանոհամակարգերում։ Քվանտային հորերում լրացուցիչ անկմանը պոտենցիալային պրոֆիլով անհամաշափ կառուց-

վածքները հնարավորություն են ընձեռում փոփոխել չափային-քվանտացված մակարդակների դիրքերը: Իսկ արտաքին մագնիսական դաշտի լրացուցիչ ներգործությունը հանգեցնում է ոչ մոնոտոն դիսպերսիայի և լիցքակիրների տեղային լայնական դրեյֆի: Հիմնարար համաշափությունների նման խախտումները բերում են համապատասխան փոփոխությունների նաև էլեկտրոնային անցումների բնույթի մեջ: Կատարվում է անհամաչափ քվանտային պրոֆիլով նանոլառուցվածքի էլեկտրոնային համակարգի դինամիկական հատկությունների վերլուծություն՝ կախված արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունից:

## NONMONOTONIC CARRIER DISPERSION IN DIMENSIONALLY QUANTIZED NANOSTRUCTURES WITH BROKEN SYMMETRIES

H.S. NIKOGHOSYAN, S.L. HARUTYUNYAN,  
V.F. MANUKYAN, G.H. NIKOGHOSYAN

The features of the energy spectrum and carrier motion in one-dimensional asymmetric semiconductor nanosystems are considered. Asymmetric structures with an additional dip in the potential profile in quantum wells make it possible to vary the positions of size-quantized levels. And the additional influence of an external magnetic field leads to non-monotonic dispersion and a transverse local carrier drift. Such violations of fundamental symmetries will entail corresponding changes in the nature of electronic transitions. The dynamic properties of the electronic system of the nanostructure with the asymmetry of the quantum profile are analyzed, depending on the strength of the external magnetic field.