

С.Л. АРУТЮНЯН, Г.С. НИКОГОСЯН, Г.Г. НИКОГОСЯН

**КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С НАРУШЕННЫМИ  
СИММЕТРИЯМИ**

(Гюмри)

Рассматриваются особенности энергетического спектра полупроводниковых наносистем в одномерных асимметричных квантовых ямах в квантующем магнитном поле, приводящие к своеобразным трансформациям дисперсионных зависимостей носителей заряда. Проводится анализ динамических свойств электронной системы в зависимости от напряженности магнитного поля.

**Ключевые слова:** потенциальный профиль, многоямная структура, магнитное поле.

**Введение.** Технологические возможности получения полупроводниковых слоев с произвольным профилем изменения состава позволяют создавать наноструктуры с квантовыми ямами сложной формы [1]. Асимметрия потенциального профиля в таких структурах может привести к трансформациям дисперсионных зависимостей носителей заряда под действием внешнего магнитного поля, что повлечет за собой соответствующие изменения в процессе электрон-фононного взаимодействия и в характере электронных переходов [2-4]. Аналогичные структуры формируются в композиционных сверхрешетках, где полупроводниковые слои, образующие ковариантные сверхрешетки, дополняются чередующимися 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). Рассмотрим особенности энергетического спектра и квантовых состояний бесспиновых носителей заряда в таких асимметричных структурах при наличии внешнего квантующего магнитного поля  $\vec{H} \parallel y$ .

**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 попереч-

ного движения электрона в соприкасающихся ямах структуры при  $z = d$  (рис.). Состояния 1 на отвечают движению электрона в одной или в другой яме, и пренебрегается туннелирование через разделяющий широкий барьер, что имеет место только для низших состояний с энергиями:

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

или

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

В состояниях 2 допускается возможность перехода электрона через барьер, разделяющий осцилляторные ямы  $U_H^{(1)}(z, z_{01}), U_H^{(2)}(z, z_{02})$ . 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 затухающих 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:

$$\frac{d^2 \varphi_1(z)}{dz^2} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon_0 - \frac{m_1^* \omega_{H1}^2 (z - z_{01})^2}{2} \right] \varphi_1(z) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \varphi_2(z)}{dz^2} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon_0 - \frac{m_2^* \omega_{H2}^2 (z - z_{02})^2}{2} \right] \varphi_2(z) = 0. \quad (3)$$

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

$$\frac{d^2 \varphi(z)}{dz^2} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon - \frac{m_1^* \omega_{H1}^2 (z - z_{01})^2}{2} \right] \varphi(z) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d^2 \varphi(z)}{dz^2} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} \left[ \varepsilon - \frac{m_2^* \omega_{H2}^2 (z - z_{02})^2}{2} \right] \varphi(z) = 0. \quad (5)$$

Рассмотрим пару уравнений (2), (4). Умножая уравнение (2) на  $\varphi(z)$ , уравнение (4) на  $\varphi_1(z)$ , вычитая почленно и интегрируем по  $z$  от  $z=0$  до  $z=d$ , приходим к равенству  $I_1 + I_2 + I_3 = 0$ , где

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \int_0^d \varphi(z) \frac{d}{dz} \left( \frac{d\varphi_1(z)}{dz} \right) dz - \int_0^d \varphi_1(z) \frac{d}{dz} \left( \frac{d\varphi(z)}{dz} \right) dz = \\
 &= \left[ (c_1\varphi_1(z) + c_2\varphi_2(z)) \dot{\varphi}_1(z) \right]_{z=d} - \left[ \varphi_1(z) (c_1\dot{\varphi}_1(z) + c_2\dot{\varphi}_2(z)) \right]_{z=d}, \\
 I_2 &= \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) \int_0^d \varphi(z) \varphi_1(z) dz \approx \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) c_1 \int_0^d \varphi_1^2(z) dz, \\
 I_3 &= -\frac{(m_1^*)^2 \omega_{H1}^2}{\hbar^2} \left[ \int_0^d (z - z_{01})^2 \varphi(z) \varphi_1(z) dz - \int_0^d (z - z_{01})^2 \varphi_1(z) \varphi(z) dz \right] = 0.
 \end{aligned}$$

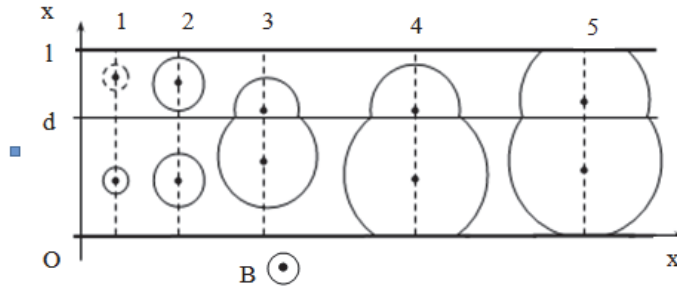
С учетом краевых условий на границе слоев имеем

$$\varphi_1(z)_{z=d} = \varphi_2(z)_{z=d}, \quad (\dot{\varphi}_1)_{z=d} / m_1^* = (\dot{\varphi}_2)_{z=d} / m_2^*. \quad (6)$$

В итоге преобразование пары уравнений (2), (4) приводит к результату:

$$c_2 \left( 1 - \frac{m_2^*}{m_1^*} \right) \left[ \varphi_1(z) \dot{\varphi}_1(z) \right]_{z=d} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) c_1 \int_0^d \varphi_1^2(z) dz = 0 \quad (7)$$

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



Теперь рассмотрим пару (3), (5). Умножая уравнение (3) на  $\varphi(z)$ , уравнение (5) на  $\varphi_2(z)$ , вычитая почленно и интегрируя по  $z$  от  $z=d$  до  $z=l$ , с учетом (6) приходим к результату:

$$c_1 \left( \frac{m_1^*}{m_2^*} - 1 \right) [\varphi_2(z) \dot{\varphi}_2(z)]_{z=d} + \frac{2m_2^*}{\hbar^2} (\varepsilon_0 - \varepsilon) c_2 \int_d^l \varphi_2^2(z) dz = 0 \quad (8)$$

Из условия разрешимости системы уравнений (7), (8) для неизвестных коэффициентов  $c_1, c_2$  получим

$$\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_0 \pm \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{m_1^* - m_2^*}{m_1^* m_2^*} \right) (I_1 I_2)^{-1/2} \times \left( [\varphi_1(z) \varphi_2(z) \dot{\varphi}_1(z) \dot{\varphi}_2(z)]_{z=d} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

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

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 складывается из двух неполных круговых орбит. Поведение электрона в слоях  $0 \leq z \leq d$  и  $d \leq z \leq l$  описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_1 - \frac{e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} (z - z_{01})^2 \varphi_1 &= -\frac{2m_1^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \varphi_1, 0 \leq z \leq d, \\ \ddot{\varphi}_2 - \frac{e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} (z - z_{02})^2 \varphi_2 &= -\frac{2m_2^*}{\hbar^2} \varepsilon_0 \varphi_2, d \leq z \leq l. \end{aligned} \quad (10)$$

Интегрируем приведенные уравнения по  $dz$  в соответствующих областях. Преобразуем левые части уравнений системы (10) с учетом краевых условий на границах ямы. Для энергии состояний типа В получим

$$\varepsilon_0 = \frac{(e^2 H^2 / c^2) \left[ (1/m_1^*) \int_0^d (z - z_{01})^2 \varphi_1(z) dz + (1/m_2^*) \int_d^l (z - z_{02})^2 \varphi_2(z) dz \right]}{2 \left[ \int_0^d \varphi_1(z) dz + \int_d^l \varphi_2(z) dz \right]}. \quad (11)$$

Состояния типа 4 формируются в сложном потенциальном поле из соприкасающихся в точке  $z = d$  ям  $U_H^{(1)}(z, z_{01}), U_H^{(2)}(z, z_{02})$  и удовлетворяют вместе с тем краевым условиям при  $z = 0$  или  $z = l$ .

Собственные значения энергии состояний 4 можно оценить по выражению (11), где следует произвести замену

$$\varphi_1(z) \rightarrow \varphi_1(z + z_n) \quad (12)$$

или

$$\varphi_2(z) \rightarrow \varphi_2(z - l + z_n), \quad (13)$$

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 с учетом обязательных условий непрерывности (6) на границе полупроводниковых слоев  $z = d$ . Таким образом, энергия состояния дается выражением (11), где необходимо произвести одновременную замену (12) и (13).

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

локальной плотностью тока  $J_x = -\frac{e}{\hbar} \frac{dE_{cn}(k_x)}{dk_x}$ . Вследствие асимметрии спектров состояний 2-5 по составляющей квазиимпульса  $k_x$ :

$$E_c(k_x) \neq E_c(-k_x) \quad (14)$$

усредненное значение полной плотности тока вдоль оси  $x$  может иметь отличное от нуля значение.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке МОНКС РА в рамках научного проекта №18SH-1C005.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. – Новосибирск, 2000. - 331с.
2. Артамонов Ю.А., Горбацевич А.А., Копаев Ю.В. // ЖЭТФ. -1992. -101. –Р.557.
3. Горбацевич А.А. // ЖЭТФ, -1989.-95. –Р.1467.
4. Горбацевич А.А., Копаев В.В., Копаев Ю.В. //Письма в ЖЭТФ.- 1993.- 57. –Р.565.

Հ.Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Ս.Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ.Հ. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

**ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ԱՆՀԱՄԱԶԱՓ  
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱՑՔՆԵՐՈՒՄ**

Դիտարկված են լիցքակիրների էներգիական սպեկտրի և շարժման առանձնահատկությունները միաչափ ոչ համաչափ քվանտային հորում քվանտացնող մագնիսական դաշտում, ինչը հանգեցնում է դիսպերսիայի օրենքի յուրօրինակ փոփոխությունների: Հետազոտված են էլեկտրոնային վիճակների դինամիկական հատկությունները՝ կախված մագնիսական դաշտի մեծությունից:

**Առանցքային բառեր.** պոտենցիալային կտրվածք, բազմահոր կառուցվածք, մագնիսական դաշտ:

**S.L. HARUTYUNYAN, H.S. NIKOGHOSYAN, G.H. NIKOGHOSYAN**

**QUANTUM STATES IN MULTILAYER SEMICONDUCTOR  
NANOSTRUCTURES WITH BROKEN SYMMETRIES**

The features of the energy spectrum and motion in one-dimensional asymmetric quantum wells of semiconductor nanosystems in a quantizing magnetic field are considered, leading to peculiar transformations of the dispersion dependences of the charge carriers. The dynamic properties of the electronic system, depending on the magnetic field strength are analyzed.

**Keywords:** potential profile, multiwall structure, magnetic field.