ВЫЧИСЛЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СОСТОЯНИЙ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОДОЛЬНОГО И ПОПЕРЕЧНОГО СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

У.И.Эркабоев, Р.Г.Рахимов, Ж.И.Мирзаев, Н.А.Сайидов, У.М.Негматов

Наманганский инженерно-технологический институт

E-mail: rgrakhimov@gmail.com

В двумерных полупроводниковых материалах, изучение зависимости плотности энергетических состояний от величины квантующего магнитного поля и заполнения, позволяет получить ценную информацию о энергетических спектрах носителей зарядов наноразмерных полупроводниковых структур. При продольном и поперечном воздействии квантующих магнитных полей, в низкоразмерных полупроводниковых материалах, плотность состояний измерялась по осциллирующим зависимостям кинетических, динамических и термодинамических величин – магнетосопротивление, магнитная восприимчивость, электронная теплоемкость, термоэдс, энергии Ферми и другие физические параметры.

Из этого следует, что исследование осцилляций плотности энергетических состояний в зоне проводимости прямоугольной квантовой ямы, при наличии поперечного и продольного магнитного поля, является одной из актуальных задач современной физики твёрдого тела.

Согласно зонной теории твердого тела, волновая функция свободного электрона, при наличии внешнего поля, являются решением стационарного уравнения Шредингера с параболическим законом дисперсии:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2+V(r)\right\}\psi(r)=E\psi(r) \qquad (1)$$

Здесь, V(r) – энергия свободных электронов при наличии внешнего поля, E – энергия носителей заряда при отсутствии внешнего поля, $\psi(r)$ - волновая функции. Зависимость квантующего магнитного поля от волновой функции электронов и энергетических спектров носителей зарядов в двумерных электронных газах определяется с помощью уравнения (1), в котором оператор импульса следует заменить на оператор обобщенного импульса в квантующем магнитном поле:

$$\left\{\frac{1}{2m^*}\left(-i\hbar\nabla - eA\right)^2 + V(z)\right\}\psi(r) = E\psi(r) \tag{2}$$

Здесь, A - векторный потенциал индукции сильного магнитного поля, $[B = rot(A)]$. Для решения уравнения (3.2) направление вектора B выбирается двумя разными способами. В первом случае этот вектор будет направлен вдоль плоскости двумерного слоя (по оси X) и перпендикулярно оси Z. Для продольного квантующего магнитного поля, векторный потенциал A можно выбрать в виде $A = (0, -Bz, 0)$. $\psi_{k\perp m}$ из уравнения Шредингера (2), для глубокой прямоугольной квантовый ямы, принимает следующий вид:

$$\psi_{k\perp m}(r) = \frac{1}{\sqrt{S}}\exp\left(ik_\perp r_\perp\right)\varphi_n\left(z - z_0\right) \tag{3}$$

Это функция описывает локализованное движение в плоскости *YZ* и состояние движения свободного электрона по оси *X*. В уравнении (3), функция $\varphi_n(z - z_0)$ отвечает за локализованное движение. Тогда решение уравнения (3) будет следующим:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{d^2}{dz^2} + V(z) + \frac{1}{2}m^*\omega_c^2(z - z_0)^2\right\}\varphi_n(z - z_0) = E_n\varphi_n(z - z_0) \tag{4}$$

Здесь, $z_0 = -\frac{\hbar k_y}{eB}$, $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$. Уравнение (4) называется уравнение квантового гармонического осциллятора, движение которого дополнительно ограничено квантовой ямой, а E_n – представляет собой дискретный уровни.

В квантующем магнитном поле, если ширина квантовой ямы увеличиться - энергетический спектр свободных электронов будет возрастать. То есть, $a >> \lambda = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$. Здесь, *a* – ширина квантовой ямы, λ - магнитная длина, равная по величине радиусу характерной орбиты электрона в квантующем магнитном поле. Отсюда, дискретные энергетические уровни E_n будут равны энергиям гармонического квантового осциллятора:

$$E_N = \hbar\omega_c\left(N + \frac{1}{2}\right),\ N = 0, 1, 2, 3.... \tag{5}$$

Согласно уравнению (3.2), скорость и импульс носителей заряда в направлении квантующего магнитного поля может принимать любые значения. Иными словами, движения свободных электронов и дырок в направлении плоскости XY (то есть, по оси X) не квантовано. Отсюда, полная энергии свободных электронов в двумерных электронных газах при присутствии магнитного поля, направленной по оси X определяется следующем выражении:

$$E_N = \hbar\omega_c\left(N + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_X^2}{2m} \qquad (6)$$

Где, $\hbar\omega_c\left(N + \frac{1}{2}\right)$ - энергия движения свободного электрона в плоскости *YZ*, эти энергии носят название дискретных уровней Ландау. $\frac{\hbar^2 k_X^2}{2m}$ -энергия непрерывного движения по оси X. Таким образом, при присутствии продольного магнитного поля, из-за квантования орбитального движения носителей зарядов в плоскости *YZ,* разрешённая энергетическая зона расщепляется на одномерные магнитные подзоны, то есть, на дискретные уровни Ландау.

В трёхмерных и двумерных электронных газах изменение энергетического спектра носителей заряда приводит к изменению осцилляции плотности состояний в квантующем магнитном поле. В некоторых работах выведено аналитическое выражение осцилляции плотности состояний в трёхмерных электронных газах при присутствии квантующего магнитного поля с непараболическим законом дисперсии. Там обсуждалось температурная зависимость осцилляции плотности энергетический состояний с поперечным сильным магнитном полем.

Теперь, сначала вычислим осцилляции плотности энергетический состояний в двумерных электронных газах при наличии продольного сильного магнитного поля. Когда ширина квантовой ямы становиться сравнимой с длиной волны де Бройля, в двумерных полупроводниковых материалах, то происходит квантование. То есть, $L_Z \approx \lambda_D$ и $L_Y >> L_Z$ Отсюда, в плоскости *YZ* циклотронная масса вычисляется выражением

$$m_c = \frac{\hbar}{2\pi}\frac{\partial L_Y}{\partial E} \qquad (7)$$

Для параболического закона дисперсии циклотронная эффективная масса будет постоянна. Энергия в интервале между двумя уровнями Ландау равно $\Delta E = \hbar\omega_c$. Отсюда, для двумерного полупроводникового материала найдем разность длины сечения двух изоэнергетических поверхностей:

$$\Delta L_Y = \frac{2\pi m_c}{\hbar}\hbar\omega_c \tag{8}$$

Число состояний для квантования, при присутствии продольного квантующего магнитного поля, в плоскости YZ, обусловленного условиями цикличности, равно $\frac{L_Y}{2\pi}$. В выражении (8), число состояний между двумя квантовыми орбитами равно

$$\frac{L_Y}{2\pi}\Delta L_Y = \frac{2\pi m_c}{\hbar}\hbar\omega_c\frac{L_Y}{2\pi} = m\omega_c L_Y \tag{9}$$

Использованная литература

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Наноэлектроника. Часть 1. Москва, «Юрайт». 2019. С.248-257.
2. Девятов Э.В. Основы физики низкоразмерных систем и режима квантового эффекта Холла. Черноголовка, Редакционно-издательский отдел ИПХФ РАН. 2014. С. 20-25.
3. Бурмистров И.С. Введение в теорию целочисленного квантового эффекта Холла. Москва, Редакционно-издательский отдел ИПХФ РАН. 2015. 23-30.
4. Глазков В.Н. Двумерные электронные системы в магнитном поле. Квантовый эффект Холла. Москва, «МФТИ». 2016. С.15-27.

РАСЧЕТЫ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В РАЗРЕШЕННОЙ ЗОНЫ КВАНТОВОЙ ЯМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОПЕРЕЧНОГО КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

У.И.Эркабоев, Р.Г.Рахимов, Ж.И.Мирзаев, Н.А.Сайидов, У.М.Негматов

Наманганский инженерно-технологический институт

E-mail: rgrakhimov@gmail.com

Энергетический спектр электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне квантовой ямы является важнейшей характеристикой квантово–размерных гетероструктур. Влияние поперечного квантующего магнитного поля на энергетический спектр носителей зарядов в разрешенной зоне квантово-размерных гетероструктур почти не изучено.