

- [1] Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск, 1975. 464 с.  
 [2] Блекмор Дж. Статистика электронов и дырок в полупроводниках. М., 1964. 392 с.  
 [3] Vashista P., Kalea R. K. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 10, p. 6492—6495.  
 [4] Лукашевич П. Г. — ФТП, 1983, т. 17, в. 2, с. 374—375.

Белорусский политехнический институт  
Минск

Получено 16.05.1988  
Принято к печати 2.08.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

## НОВЫЙ ТИП ОСЦИЛЛЯЦИЙ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В КВАНТОВЫХ СТРУКТУРАХ

Ляпилин И. И., Карягин В. В.

В последние годы объектами интенсивного исследования стали так называемые композиционные квантовые ямы (ККЯ) — гетероструктуры, содержащие сверхтонкие слои, в которых существенно размерное квантование энергии носителей заряда. Глубина ККЯ для электронов (дырок) определяется в основном разностью между минимумами зоны проводимости (максимумами валентной зоны) полупроводниковых компонент, образующих ККЯ, и является величиной, слабо зависящей от внешних воздействий.

Представляет интерес исследовать свойства двумерных носителей в квантовых ямах, глубину которых можно варьировать в широких пределах (вплоть до исчезновения квантовой ямы). Реализация такой квантовой структуры возможна, если исходная структура в качестве одной из компонент будет содержать узкощелевой полумагнитный полупроводник (ПМП). Рассмотрим, например, структуру, состоящую из твердых растворов ПП—ПМП—ПП, где ПП — компонента обычного, а ПМП — компонента полумагнитного полупроводников. Будем считать, что составы твердых растворов ПП и ПМП подобраны таким образом, что в отсутствие магнитного поля  $H$  в этих компонентах одинаковы значения запрещенной щели  $\epsilon_g$ , а следовательно, и величины эффективных масс ( $m \sim \epsilon_g^{-1}$ ). В отсутствие внешнего магнитного поля такая структура не будет обладать «аномальными» свойствами.

При помещении такой структуры во внешнее магнитное поле наряду с орбитальным квантованием энергетического спектра в ПМП компоненте будет иметь место дополнительная перенормировка энергетического спектра, обусловленная обменным взаимодействием зонных носителей заряда с локализованными моментами примеси замещения [1]: В результате этого в исходной структуре в ПМП компоненте будет реализоваться спиновая квантовая яма (СКЯ), глубина которой будет зависеть от следующих величин: температуры, магнитного поля, величины обменного взаимодействия и содержания переходного элемента в ПМП компоненте. Для составов с  $\epsilon_g < 0$  для глубины СКЯ имеем

$$\Delta \sim \beta N_0 x \langle S^z \rangle \sim HT^{-1}, \quad (1)$$

где  $\beta$  — обменный параметр,  $N_0$  — число элементарных ячеек в единице объема,  $\langle S^z \rangle$  — среднее значение локализованного спина.

Следует подчеркнуть принципиальное отличие СКЯ от ККЯ. Для реализации ККЯ необходимо различие химических потенциалов в исходных компонентах, в то время как для СКЯ химические потенциалы в исходных полупроводниковых компонентах одинаковы.

Ограничимся для краткости рассмотрением только электронной СКЯ. Будем считать, что магнитное поле направлено перпендикулярно слою ПМП

ширина которого  $W$  порядка длины волны Де Бройля. Аппроксимируя СКЯ прямоугольной ямой глубиной  $\Delta$ , для энергии размерно-квантованных уровней в СКЯ имеем

$$\varepsilon_N = 2\hbar^2 \zeta_N^2 / mW^2, \quad (2)$$

где  $\zeta_N$  являются корнями уравнения

$$\text{arc sin } \gamma \zeta = N\pi/2 - \zeta, \quad \gamma = (2/m\Delta)^{1/2} / W; \quad N = 1, 2, 3 \dots \quad (3)$$

Как следует из (2), (3), количество размерно-квантованных уровней в СКЯ определяется ее глубиной и шириной. Анализ показывает, что при реальных параметрах в СКЯ могут быть реализованы один или два размерно-квантованных уровня.

С увеличением температуры (при фиксированном магнитном поле) глубина СКЯ будет уменьшаться, при этом размерно-квантованные уровни энергии

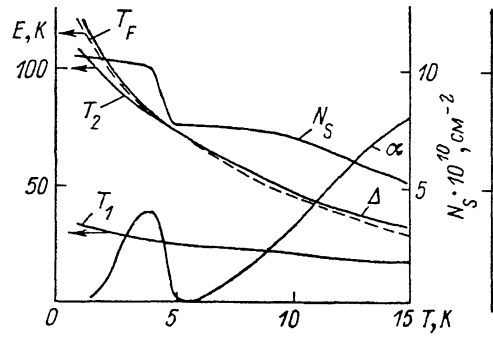


Рис. 1. Зависимость от температуры энергии размерно-квантованных уровней  $T_1$ ,  $T_2$ , энергии Ферми  $T_F$ , глубины СКЯ  $\Delta$ , концентрации  $N_S$  и термоэдс  $\alpha$   $2D$ -электронов.

$W=400 \text{ \AA}$ ,  $\beta N_0=1.5 \text{ эВ}$ ,  $T_0=7 \text{ К}$ ,  $S_0=1.5$ ,  $H=30 \text{ кЭ}$ ,  $N_D=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

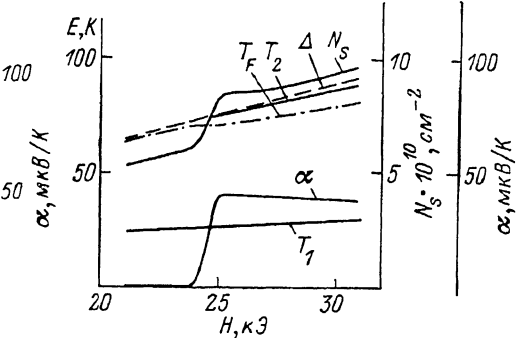


Рис. 2. Зависимость от магнитного поля энергии размерно-квантованных уровней  $T_1$ ,  $T_2$ , энергии Ферми  $T_F$ , глубины СКЯ  $\Delta$ , концентрации  $N_S$  и термоэдс  $\alpha$   $2D$ -электронов в СКЯ.

$T=5 \text{ К}$ ,  $W=400 \text{ \AA}$ ,  $S_0=1.5 \text{ эВ}$ ,  $T_0=5 \text{ К}$ ,  $\beta N_0=1.5 \text{ эВ}$ .

будут выходить из СКЯ. И наоборот, с увеличением магнитного поля (при фиксированной температуре) глубина СКЯ будет возрастать, так что в ней может быть реализован новый размерный уровень энергии. Покажем, что в этих случаях кинетические коэффициенты  $2D$ -электронного газа будут вести себя немонотонно.

Рассмотрим, например, изменение коэффициента поперечной термоэдс  $\alpha$ . Выражение для  $\alpha$  в интересующих нас условиях имеет следующий вид:

$$\alpha = \beta_{xy} / \sigma_{xy} = -S / |e| N_S, \quad (4)$$

где  $S$ ,  $N_S$  — энтропия и концентрация  $2D$ -электронного газа [1]. Используя явный вид для тензоров  $\beta_{xy}$ ,  $\sigma_{xy}$ , перепишем выражение для  $\alpha$  в удобном для численного анализа виде [2]

$$\alpha = -\frac{k}{|e| \nu} \sum_{n, N} \{ \ln(1 + e^{-x}) + x f(x) \}, \quad f(x) = [e^x + 1]^{-1}, \quad x = \frac{\varepsilon_{n, N} - \varepsilon_F}{kT}, \quad (5)$$

где  $\nu$  — фактор заполнения,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми,  $\varepsilon_{n, N} = \varepsilon_N + \varepsilon_n$ ,  $\omega_0 = eH/mc$ ,  $n = 1, 2, 3 \dots$ ,  $\sigma = \pm 1$ ,  $\varepsilon_n = \hbar\omega_0(n - 1/2 - \sigma/4)$ .

Вычисление коэффициента поперечной термоэдс  $\alpha$  проведем в сильном магнитном поле, когда  $n=1$ ,  $\sigma=+1$ , при следующих значениях параметров, характерных для ПМП HgMnTe:  $\beta N_0 \sim 1.5 \text{ эВ}$ ,  $x \sim 0.03$ . Величину  $\langle S^2 \rangle$  аппроксимируем выражением [3]

$$\langle S^2 \rangle = S_0 B_S(y), \quad y = \bar{g} \mu S H / k(T + T_0), \quad (6)$$

где  $\bar{g}=2$ ,  $S=5/2$ ,  $S_0=1.5$ ,  $T_0=3 \text{ К}$ ,  $B_S(y)$  — функция Бриллюэна,

Рассмотрим температурное изменение  $\alpha(T)$ , полагая  $W=400 \text{ \AA}$ ,  $H=30 \text{ кЭ}$ . Величину  $\varepsilon_F$  можно определить из уравнения электронейтральности, полагая, что все доноры ионизованы, а  $N_A=0$ :

$$N_D = 2N_V + N_S. \quad (7)$$

Здесь  $N_V$  — концентрация электронов в объеме ПП, а  $N_S$  — концентрация  $2D$ -электронов в СКЯ:

$$N_S = \nu/2\pi\lambda^2 W, \quad (8)$$

$\lambda$  — магнитная длина.

При выбранных нами параметрах в СКЯ реализуются два размерных уровня  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ . Увеличение температуры приводит к уменьшению ее глубины  $\Delta$ , при этом уровень  $\varepsilon_2$  выходит из СКЯ при  $T \sim 4 \div 5 \text{ К}$ . Концентрация  $2D$ -электронов меняется плавно, когда уровни расположены в СКЯ, и испытывает скачок, связанный с выходом уровня  $\varepsilon_2$  из ямы. Коэффициент термоэдс ведет себя при этом немонотонно (рис. 1).

Изменение  $\alpha(H)$  с увеличением магнитного поля при фиксированной температуре ( $T=5 \text{ К}$ ) представлено на рис. 2. Из численного анализа следует, что с увеличением магнитного поля  $\Delta$  растет. При этом начиная с поля  $H \geq 25 \text{ кЭ}$  в СКЯ реализуется второй размерный уровень  $\varepsilon_2$ , что приводит к резкому изменению концентрации  $2D$ -электронов  $N_S$ . Термоэдс  $\alpha$  при этом также резко изменяется.

Таким образом, в квантовых ямах с варьируемой глубиной возможны новые осцилляции кинетических коэффициентов  $2D$ -носителей заряда, которые обусловлены немонотонным изменением концентрации двумерных носителей заряда в том случае, когда меняется число размерно-квантованных уровней в СКЯ.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 5. С. 35—72.
- [2] Аскеров Б. М., Кулиев Б. М., Эминов Р. Ф. // ФНТ. 1977. Т. 3. В. 3. С. 344—349.
- [3] Streda P. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 125. N 2. P. 849—860.

Институт физики металлов  
УНЦ АН СССР  
Свердловск

Получено 27.06.1988  
Принято к печати 2.08.1988

*ФТП, том 23, вып. 3, 1989*

## ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Скупов В. Д., Цыпкин Г. А., Шенгуров В. Г.

Обработка высоким гидростатическим давлением (ОВГД) — один из новых и перспективных методов управления структурным совершенством и физическими свойствами полупроводниковых материалов и композиций [1, 2]. Однако накопленный к настоящему времени экспериментальный материал носит преимущественно отрывочный, несистематический характер, что не позволяет конкретизировать природу процессов, протекающих в полупроводниках в условиях гидростатического сжатия, и соответственно прогнозировать результаты воздействия давлением. Такая ситуация, в частности, обусловлена и тем, что круг исследовавшихся объектов пока незначителен и охватывает главным образом гомогенные полупроводниковые структуры (диффузионные, имплантированные слои и гомоэпитаксиальные композиции). Вместе с тем представляет интерес (и прежде всего с точки зрения практического использования позитивных возможностей ОВГД), изучение необратимых изменений структурно-чувствительных свойств гетерогенных композиций, подвергнутых обработке давлением. В настоящей работе приводятся результаты исследований влияния ОВГД