

АСИММЕТРИЧНОЕ ПО ПОЛЮ ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В НЕМАГНИТНОЙ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ

А.А.Горбачевич⁺, В.В.Капаев, Ю.В.Копаев⁺, И.В.Кучеренко⁺,
О.Е.Омельяновский⁺, В.И.Цебро⁺¹⁾

Московский институт электронной техники 103498 Москва, Россия

⁺*Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН 117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 1998 г.

В сильнолегированной асимметричной квантоворазмерной структуре в магнитном поле, параллельном слоям квантовых ям, экспериментально обнаружено новое явление – асимметричное по полю (вплоть до смены знака) поперечное магнитосопротивление, наблюдаемое в том случае, когда в структуру встроено латеральное электрическое поле. Предложена модель эффекта, связывающая наблюдаемую асимметрию магнитосопротивления с появлением в неравновесных условиях дополнительного вклада в ток, линейного по градиенту электрохимического потенциала и пропорционального параметру асимметрии спектра по квазимпульсу.

PACS: 73.20.Dx, 73.50.Jt

1. Искусственно выращенная асимметричная квантоворазмерная структура в магнитном поле, параллельном слоям квантовых ям, представляет собой систему с нарушенными фундаментальными симметриями относительно инверсии координат и относительно обращения времени. Следствием этих нарушений являются необычные макроскопические свойства. В частности, как показано в теоретических работах [1, 2], такая система может обладать аномально большими фотогальваническим и магнитоэлектрическим эффектами. Большие значения фотогальванического эффекта были экспериментально подтверждены в работах [3, 4].

В настоящей работе сообщается об обнаружении принципиально нового явления – асимметричного по полю поперечного магнитосопротивления асимметричной квантоворазмерной структуры, наблюдаемого в том случае, когда в структуру встроено латеральное электрическое поле, что обычно имеет место в небольшой по размерам области вблизи вплавленного металлического контакта.

2. Исследованная нами наноструктура GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.34$) представляет собой сильнолегированную одиночную квантовую яму *i*-GaAs средней ширины (300 Å), ограниченную с обеих сторон барьерными слоями Al_xGa_{1-x}As шириной ~ 300 Å, равномерно легированными кремнием с объемной концентрацией $c_{Si} \sim 10^{18} \text{см}^{-3}$. От легированных барьерных областей яма отделена слоями *i*-Al_xGa_{1-x}As (спейсорами) шириной ~ 100 Å.

Квантовомеханический расчет энергетических уровней пространственного квантования в данной геометрии показал, что под уровнем Ферми E_F находятся три уровня: E_1, E_2, E_3 так, что $E_F - E_1 \approx 32$ мэВ, $E_2 - E_1 = 5 \div 6$ мэВ и $E_F - E_3 = 1 \div 5$ мэВ. Уровни E_1 и E_2 находятся чуть ниже выпуклого дна квантовой ямы так, что данную систему можно рассматривать как двухслойную электронную двумерную систему (см. рис.1).

Электронные параметры системы определялись по результатам измерений эффекта Холла и осцилляций Шубникова – де Гааза при ориентации магнитного поля

¹⁾ e-mail: tsebro@sci.lebedev.ru

по нормали к плоскости наноструктуры. Экспериментальное значение энергии Ферми $E_F = (\hbar e/m^*c)(1/\Delta(1/H)) \approx 32$ мэВ (при $m^* = 0.067m_e$), а величина двумерной плотности носителей заряда $n = (e/\pi\hbar c)(1/\Delta(1/H)) \approx 0,9 \cdot 10^{12} \text{см}^{-2}$ оказалась примерно в два раза меньше плотности носителей, определенной из величины постоянной Холла R_H в малых магнитных полях $n = 1/ecR_H \approx 1,9 \cdot 10^{12} \text{см}^{-2}$. Эти данные говорят о том, что в соответствии с модельным расчетом плотности носителей в двух нижних подзонах примерно равны, а заселенность третьей подзоны из-за близости ее дна к уровню Ферми крайне мала.

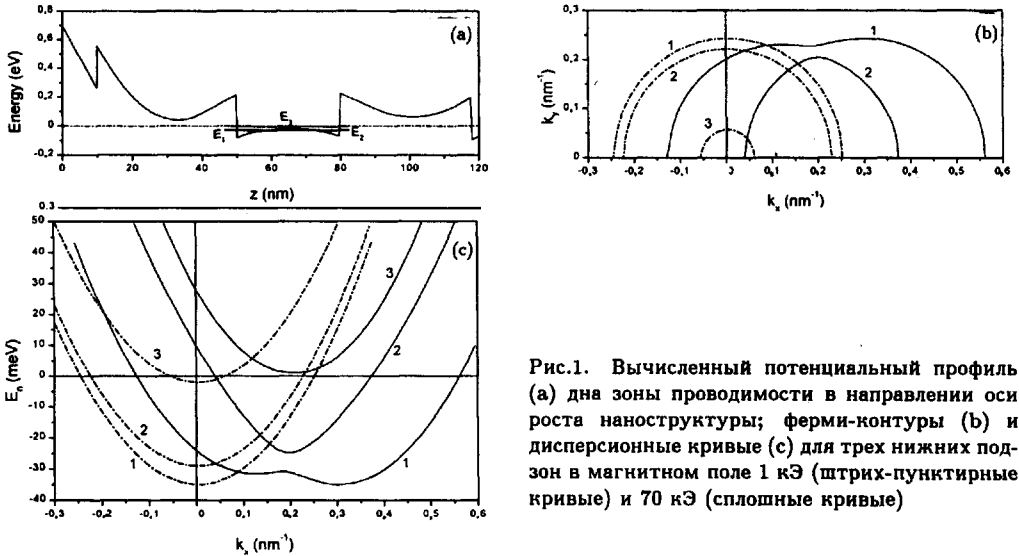


Рис.1. Вычисленный потенциальный профиль (а) дна зоны проводимости в направлении оси роста наноструктуры; ферми-контуры (б) и дисперсионные кривые (с) для трех нижних подзон в магнитном поле 1 кЭ (штрих-пунктирные кривые) и 70 кЭ (сплошные кривые)

О степени асимметричности наноструктуры можно судить по изменению с магнитным полем дисперсионных кривых (рис.1с) и формы контуров Ферми (рис.1б) для каждой из заселенных подзон (движение носителей заряда ограничено плоскостью $x - y$, а магнитное поле направлено вдоль оси y). Видно, что, несмотря на очень небольшую разницу потенциальной энергии профиля наноструктуры на левом и правом интерфейсах (~ 20 мэВ), магнитное поле очень сильно искажает спектр носителей заряда, деформируя контуры Ферми вдоль оси x и приводя к очень сильной асимметрии дисперсионных кривых $E(k_x)$.

3. Измерения магнитосопротивления проводились на постоянном токе по стандартной четырехконтактной методике. Потенциальные контакты были двух типов: а) вплавленные металлические (индиевые) контакты (в этом случае вклад в измеряемое электросопротивление вносят участки приконтактной области наноструктуры со встроенным латеральным электрическим полем) и б) приготовленные литографическим путем боковые контакты через вытравленные отростки самой наноструктуры (в этом случае исключается вклад приконтактной области со встроенным электрическим полем).

а) Вплавленные индиевые потенциальные контакты. В данной конфигурации образцы имели прямоугольную форму $\sim 2 \times 8$ мм с двумя вплавленными по всей ширине образца токовыми контактами и двумя вплавленными вдоль одной стороны образца потенциальными контактами размером $\sim 0,5$ мм каждый, так, как это изображено в верхней части рис.2.

На рис.2 приведены результаты измерений поперечного магнитосопротивления при гелиевой (кривая *a*) и комнатной (кривая *b*) температурах для обоих направлений магнитного поля. Видно, что при температуре жидкого гелия имеет место сильное отрицательное поперечное магнитосопротивление ($\Delta R(H)/R(0) \sim -0.4$ при $H = 75$ кЭ), которое различается на величину $\sim 10\%$ для противоположных направлений магнитного поля, то есть асимметрично по направлению H . При комнатной температуре магнитосопротивление сильно уменьшается по абсолютной величине до значений ~ 0.01 в больших магнитных полях, при этом оно становится асимметричным по H не только в отношении величины, но и формы кривых $\Delta R(H)/R(0)$ (кривая *b*).

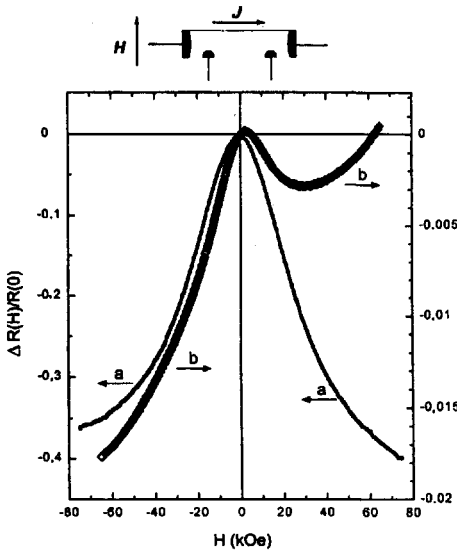


Рис.2. Кривые поперечного магнитосопротивления при гелиевой (*a*) и комнатной (*b*) температурах для противоположных направлений магнитного поля. Геометрия контактов показана в верхней части рисунка

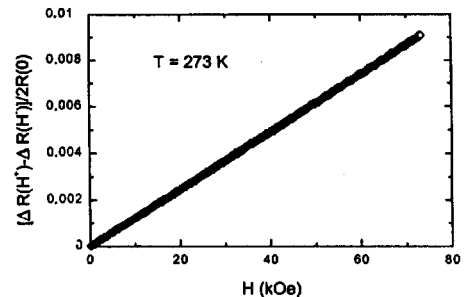


Рис.3. Зависимость разницы между кривыми поперечного магнитосопротивления при комнатной температуре, измеренными для противоположных направлений магнитного поля, от его абсолютной величины

Следует специально подчеркнуть, что величина и знак асимметрии поперечного магнитосопротивления не зависят от направления измерительного тока J через образец при заданном направлении магнитного поля, то есть определяются не взаимной ориентацией векторов H и J (при условии $H \perp J$), но взаимной ориентацией вектора H и вектора оси роста наноструктуры l ($H \perp l$).

Если вычесть полевую зависимость поперечного магнитосопротивления, измеренную для одного направления H , из соответствующей зависимости, измеренной для противоположного направления, то во всех случаях имеет место строго линейная зависимость полученной разности от абсолютной величины H . Этот факт особенно хорошо иллюстрируется данными, полученными при комнатной температуре, когда величина магнитосопротивления мала и зависимость $\Delta R(H)/R(0)$ имеет ярко выраженный немонотонный характер (рис.3).

Отметим, что при повороте образца таким образом, чтобы вектор H был параллелен вектору тока J (случай продольного магнитосопротивления), меняется величина,

а при высоких температурах даже и знак магнитосопротивления, но существенно то, что асимметрия кривых $\Delta R(H)/R(0)$ полностью исчезает (рис.4).

б) *Комбинированные вплавленные и литографические потенциальные контакты.* Область наноструктуры вблизи вплавленного металлического контакта является областью со встроенным латеральным электрическим полем²⁾ Это электрическое поле (E_0), как будет отмечено ниже, придает этой области нетривиальную симметрию, вследствие которой возникает линейная по магнитному полю добавка к проводимости (или току). Поскольку наблюдаемый эффект асимметрии магнитосопротивления пропорционален величине и направлению E_0 , ясно, что измеренный и описанный выше эффект асимметрии магнитосопротивления является эффектом разностным, обнаруживаемым в меру неравенства направленных навстречу друг другу встроенных электрических полей E_0^1 и E_0^2 в приконтактных областях первого и второго потенциальных контактов. Поэтому представляло интерес провести измерения поперечного магнитосопротивления на таких образцах, в которых имеется только один вплавленный потенциальный контакт с одной стороны образца, поскольку в этом случае следует ожидать заметного усиления эффекта асимметрии.

Результаты таких измерений при гелиевой и комнатной температурах показаны на рис.5. При этом использовались три потенциальных контакта (см. верхнюю часть рис.5): один вплавленный индиевый 1 и два боковых литографических 2 и 3, один из которых находился на близком расстоянии от вплавленного контакта 1 с тем, чтобы при измерении разности потенциалов с контактов 1–2 заметно увеличить вклад в суммарное измеряемое магнитосопротивление от приконтактной области вплавленного контакта 1. Расстояние между контактами 1 и 2 составляло величину ~ 0.3 мм, между контактами 2 и 3 ~ 6 мм.

Как видно из данных, представленных на рис.5а, в случае потенциальных контактов 1–2 величина асимметрии поперечного магнитосопротивления при $T = 4.2$ К заметно выросла и достигла величины $\sim 50\%$ (кривая 1а). В случае потенциальных контактов 1–3 величина асимметрии составила величину $\sim 2\%$ в меру отношения расстояний между контактами 1–2 и 1–3 (кривая 2а). И, наконец, в случае потенциальных контактов 2–3 кривые магнитосопротивления полностью симметричны (кривая 3а).

Отметим, что при комнатной температуре (рис.5б) магнитосопротивление в случае потенциальных контактов 1–2 становится не просто еще более асимметричным, но даже противоположным по знаку: положительным, при одном направлении магнитного поля, и отрицательным, при другом (см. кривую 1б).

4. Макроскопическая симметрия асимметричной системы квантовых ям в параллельном слое магнитном поле характеризуется t -нечетным полярным вектором [1, 2]

$$T \propto [HP], \quad (1)$$

²⁾ Простое нанесение индия на поверхность образца уменьшает поверхностный барьер (см. рис. 1) до ~ 0.5 В, и это приводит к обогащению квантовой ямы под контактом электронами. Вплавление же металлического индиевого контакта на некоторую глубину сопровождается приближением к квантовой яме потенциального барьера, в результате чего происходит обеднение носителями области под контактом и в непосредственной близости от него. Эта обедненная приконтактная область обладает очень большим удельным сопротивлением, поэтому несмотря на ее небольшие размеры (по оценкам $\sim 1 \div 10$ мкм), именно ее асимметричный по полю вклад в магнитосопротивление оказывается весьма существенным и определяет асимметрию поперечного магнитосопротивления всего образца в целом.

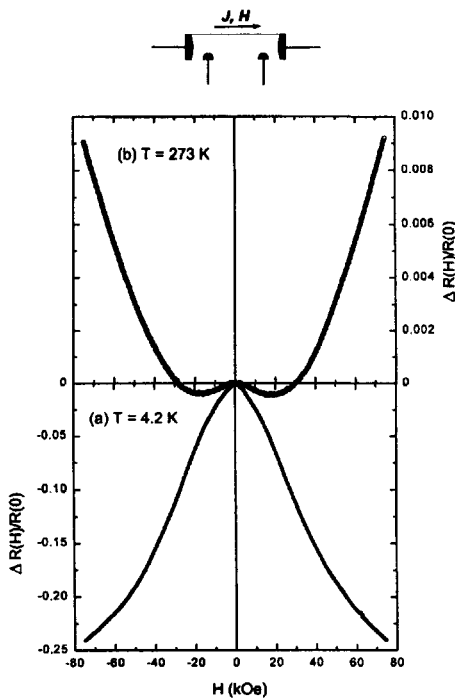


Рис.4. Кривые продольного магнитосопротивления при гелиевой (а) и комнатной (б) температурах для противоположных направлений магнитного поля

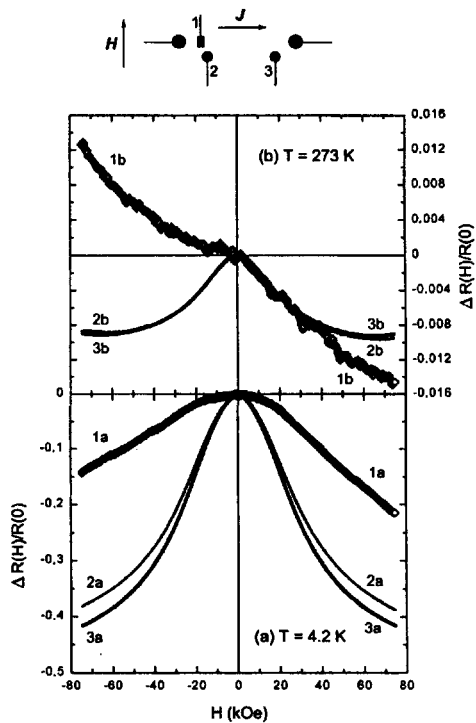


Рис.5. Кривые поперечного магнитосопротивления при гелиевой (а) и комнатной (б) температурах в случае комбинированных потенциальных контактов. Кривые 1а, 1б получены при потенциальных контактах 1–2, кривые 2а, 2б и 3а, 3б – при контактах 1–3 и 2–3, соответственно

где \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, а \mathbf{P} – полярный вектор, характеризующий пространственную асимметрию системы и направленный перпендикулярно плоскости квантовых ям. Физический смысл вектора \mathbf{T} – плотность тороидного момента [5, 6].

Поскольку трансформационные свойства \mathbf{T} и квазиимпульса \mathbf{k} одинаковы, произведение \mathbf{T} на \mathbf{k} является инвариантом, и энергетический спектр, который может содержать все возможные инварианты, асимметричен по квазиимпульсу: $E(\mathbf{k}) \neq E(-\mathbf{k})$.

Известно также (см.[1, 2]), что в неравновесных условиях из симметричных соотношений возможно существование макроскопического тока

$$\mathbf{j} = \beta \mathbf{T}, \quad (2)$$

где β – коэффициент, обусловленный неравновесностью. Если источником неравновесности является фотовозбуждение, наблюдается упомянутый выше anomalously большой фотогальванический эффект [3, 4]. Однако подобное (2) соотношение между \mathbf{j} и \mathbf{T} может существовать, если неравновесность вызывается обычным диссипативным (омическим) током, пропускаемым через систему. В этом случае в системе существует градиент электрохимического потенциала, а диссипативный коэффициент β линеен по электрическому полю \mathbf{E} : $\beta \propto \alpha(\mathbf{LE})$, где α – скаляр, \mathbf{L} – некоторый полярный вектор. В исследуемых образцах вектор \mathbf{L} определяется встроенным элек-

тростатическим полем в приконтактной области пространственного заряда. Выражение для тока (2) при этом переписывается в виде

$$\mathbf{j} = \alpha[\mathbf{PH}](\mathbf{LE}). \quad (3)$$

В макроскопически неоднородной системе под \mathbf{E} следует понимать градиент электрохимического потенциала. Вклад в ток (3) очевидным образом приводит к аномальному вкладу в электропроводность, асимметричному по магнитному полю.

При микроскопическом описании эффекта в общем выражение для плотности тока

$$\mathbf{j} = \int \frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} f(\mathbf{k}) \frac{d^D \mathbf{k}}{(2\pi)^D} \quad (4)$$

(здесь $E(\mathbf{k})$ – энергетический спектр, а D – размерность \mathbf{k} -пространства) следует подставить функцию распределения $f(\mathbf{k})$, найденную из кинетического уравнения

$$\left(\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}]) \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = - \frac{f(\mathbf{k}, \mathbf{r}) - f^0(\mathbf{k}, \mathbf{r})}{\tau}, \quad (5)$$

где τ – соответствующее время релаксации, $f^0(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ – равновесная функция распределения, $\mathbf{E} = -\nabla\varphi(\mathbf{r})$ – электрическое поле, а $\mathbf{v} = \partial E(\mathbf{k})/\partial \mathbf{k}$ – скорость носителей со спектром $E(\mathbf{k})$, полученным из решения уравнения Шредингера.

Для асимметричной структуры, подобно исследованной в нашей работе, квазиклассический энергетический спектр, который должен быть подставлен в (4), имеет вид

$$E(k_x, k_y) = E_n(k_x, k_y) + \varphi(x) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + E_n(k_x) + \varphi(x), \quad (6)$$

где $E_n(k_x)$ – проквантованный размерным квантованием и квантованием в магнитном поле энергетический спектр, который в общем случае легко может быть получен численно (см. рис.1с).

В системе со встроенным потенциалом оба члена в левой части уравнения (5) вообще говоря не малы, и в равновесии они в точности компенсируют друг друга. Если отклонение от равновесия невелико, соответствующим малым параметром может быть выбран протекающий в системе ток $j = n\mu\nabla F$, где F – электрохимический потенциал. В этом случае кинетическое уравнение (5) может быть решено методом возмущений. Можно показать, что поправка к функции распределения первого порядка не дает асимметричного по магнитному полю вклада в электропроводность. В случае невырожденной статистики носителей заряда для поправки к функции распределения второго порядка, связанной с исследуемым эффектом, имеем

$$f^{(2)} = - \frac{e^2 \tau^2}{\hbar T} f^{(0)} \left(\mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right) \left(\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) F. \quad (7)$$

В этом уравнении вектор $\mathbf{E}_0 = -\nabla\varphi_0$ представляет собой вектор встроенного в нашу систему (вблизи металлического контакта) электрического поля. При подстановке (7) в (4) соответствующий вклад в ток отличен от нуля только при условии асимметрии спектра (6) по квазиимпульсу. Получающееся при этом выражение для тока по своему виду в точности совпадает с выражением (3), в котором в качестве вектора \mathbf{L} фигурирует встроенное поле \mathbf{E}_0 .

1. А.А.Горбачевич, В.В.Капаев, Ю.В.Копаяев, Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
2. А.А.Gorbatsevich, V.V.Kapayev, and Yu.V.Kopayev, Ferroelectrics **161**, 303 (1994).
3. Ю.А.Алещенко, И.Д.Воронова, С.П.Гришечкина и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 377 (1993).
4. О.Е.Омельяновский, В.И.Цебро, В.И.Кадушкин, Письма в ЖЭТФ **63**, 197 (1996).
5. V.L.Ginzburg, A.A.Gorbatsevich, Yu.V.Kopayev, and B.A.Volkov, Sol. St. Comm. **50**, 339 (1984).
6. А.А.Горбачевич, ЖЭТФ **95**, 1467 (1989).