

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДВУМЕРНОГО ДЫРОЧНОГО ГАЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Ю.Г.Арапов, Н.А.Городилов, В.Н.Неверов, М.В.Якунин,
А.В.Германенко*, Г.М.Миньков*, О.А.Кузнецов⁺, Л.К.Орлов^{+*},
Р.А.Рубцова⁺, А.Л.Чернов⁺*

*Институт физики металлов
620219 Екатеринбург, Россия*

**Институт физики и прикладной математики Уральского государственного
университета
620083 Екатеринбург, Россия*

*⁺Научно-исследовательский физико-технический институт государственного
университета
603600 Нижний Новгород, Россия*

^{}Институт прикладной физики
603600 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 11 января 1994 г.

Квантовый эффект Холла и структура осцилляций магнитосопротивления, наблюдаемые в многослойных гетеросистемах $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, анализируются на основе картины магнитных уровней валентной зоны Ge, рассчитанной в модели прямоугольной бесконечно глубокой квантовой потенциальной ямы. Нечетные номера плато квантового эффекта Холла в малых магнитных полях и ряд особенностей осцилляций магнитосопротивления объясняются участием второй подзоны пространственного квантования тяжелых дырок в образцах с относительно широкими проводящими слоями, а также взаимопересечениями уровней подзоны.

В периодических многослойных селективно легированных гетероструктурах $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x < B >$ с высокой подвижностью дырок был обнаружен и подробно исследован квантовый эффект Холла (КЭХ) [1,2]. У одних образцов в области относительно слабых магнитных полей наблюдались плато КЭХ только с нечетными номерами, у других – только с четными. Для простой параболической зоны этому отвечают различные соотношения между величинами спинового и орбитального расщеплений: нечетные плато должны преобладать, когда спиновое расщепление больше половины орбитального, четные – в обратном случае. Однако сам факт наблюдения обеих ситуаций на образцах из одного материала, а также обнаруженные нерегулярные изменения ширины плато с ростом номера в серии с одной четностью [3] указывают на недостаточность анализа в рамках простой зоны.

Примеры экспериментально полученных результатов представлены на рис.1 и 2 вверху для образцов 1123а6 (образец А) с $x = 0,03$ и 1006-1 (образец В) с $x = 0,10$. Встроенная одноосная деформация в трехмерном случае для данных значений x отвечала бы расщеплению валентной зоны, соответственно, на 10 и 20 мэВ. Проводящие слои Ge и барьеры $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ по технологии роста должны иметь примерно одинаковую толщину, для образца А – по 200 Å и повторяться 15 раз, для образца В – по 125 Å с повторением 90 раз. Концентрация дырок

ρ в слоях Ge обоих образцов по результатам измерений коэффициента Холла в слабом поле и из периода осцилляций магнитосопротивления (МС) составляла примерно $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность при 4,2 К – $(1,0 - 1,4) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Измерения проведены в стационарном и импульсном магнитных полях. На кривых $\rho_{xy}(B)$ имеются плато КЭХ, которые отвечают величинам $\rho_{xy}^i = h/ie^2$ после пересчета на один проводящий слой, где i – количество полностью заполненных уровней Ландау слева от B_i . Поскольку в обоих образцах наблюдается плато с $i = 1$, то можно сделать однозначный вывод: слои Ge изолированы друг от друга и все участвуют в переносе тока таким образом, что гетерограницы, формирующие каждую потенциальную яму, не разделяют двумерный дырочный газ в яме на две составляющие.

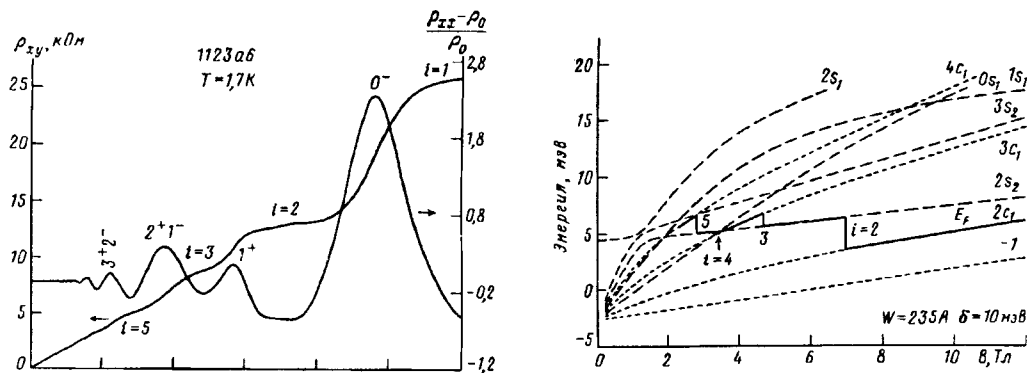


Рис.1

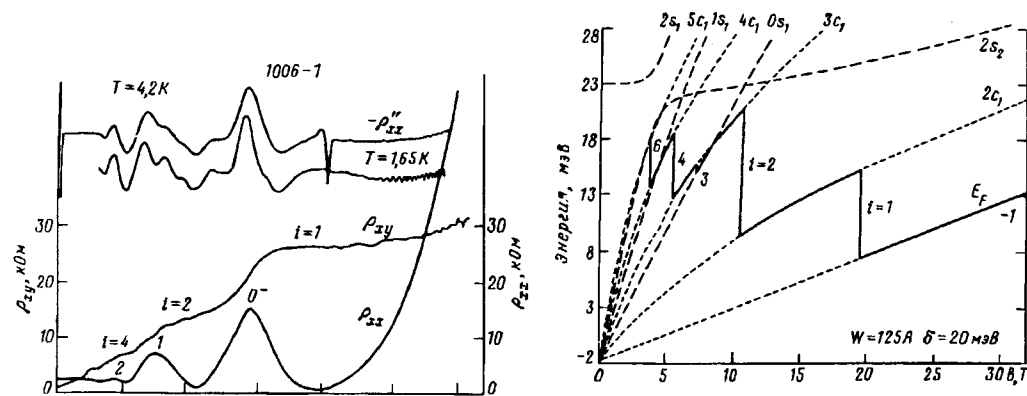


Рис.2

Для образца А имеются плато с номерами $i = 1, 2, 3, 5$ и 7. Для образца В четко видны плато с $i = 1$ и 2, слегка прорисовано плато с $i = 4$; такой же нумерации соответствует периодическое расположение по обратному магнитному полю минимумов МС, при этом во второй производной МС можно выделить и слабый минимум с $i = 6$. Те плато, чьи номера различаются на

единицу, связаны с невырожденными магнитными уровнями, на две единицы – с двукратно вырожденными уровнями. Пики МС на рисунках обозначены числами 0, 1, 2..., нумерующими уровни Ландау простой зоны, \pm – проекции спина. Как отмечалось, слияние пиков, соответствующих разным проекциям спина соседних уровней Ландау, для образца А и наличие в этой области полей плато КЭХ только с нечетными номерами могло бы означать, что спиновое расщепление больше половины орбитального. Однако четные номера особенностей для образца В указывают на обратное соотношение.

Мы рассчитали структуру квантованной магнитным полем валентной зоны Ge в модели бесконечно глубокой прямоугольной квантовой яме подобно тому, как это сделано в [4] (рис.1 и 2 внизу). Параметры Латтинджера: $\gamma_1 = 13,38$, $\gamma \equiv (\gamma_2 + \gamma_3)/2 = 4,965$, $\kappa = 3,41$ [5]. Магнитные уровни в пространственно квантованной валентной зоне группируются в два независимых множества, обозначенных буквами c и s . Здесь можно было бы провести аналогию с трехмерным случаем, когда при нулевой проекции волнового вектора на направление магнитного поля k_H уровни также группируются в две серии a и b . Однако, поскольку в двумерной ситуации изначально полагается $k_H \neq 0$ (это следует уже из наложения граничных условий вдоль магнитного поля), нельзя проводить однозначного соответствия между указанными сериями. Только самый нижний уровень (-1) и в двух и в трех измерениях имеет одну и ту же природу $b(-3/2)$. В обозначениях уровней цифра впереди ($-1, 0, 1..$) указывает номер уровня, индекс ($1, 2, \dots$) у буквы – порядковый номер подзоны пространственного квантования тяжелых дырок. В пределах одной серии магнитные уровни с одинаковыми номерами, принадлежащие разным подзонам пространственного квантования, расталкиваются ($2s_1$ и $2s_2$ на рисунках).

В случае предельно сильного механического напряжения и в очень тонких слоях, когда расщепления зоны как под действием деформации, так и в результате пространственного ограничения значительно превосходят уровень Ферми, все уровни Ландау валентной зоны эквидистантны и линейно смещаются с магнитным полем [6]. При малой же деформации (либо в ее отсутствие) и в относительно широких слоях имеет место сложный спектр валентной зоны, уровни Ландау неэквидистантны и зависят от магнитного поля нелинейно. В этом случае, как видно из рисунков, проведение аналогий с простой зоной затруднительно. Усложнение структуры зоны обусловлено происходящим по мере увеличения магнитного поля перемешиванием состояний тяжелых и легких дырок, а также состояний различных подзон пространственного квантования. Характер перемешивания зависит от магнитного номера уровней и различается в множествах c и s . Поэтому наряду с пересечениями магнитных уровней различных подзон происходят также и взаимопересечения уровней, принадлежащих одной подзоне.

Формированию плато на зависимости $\rho_{xy}(B)$ соответствует прохождение уровня Ферми через расположенную между уровнями Ландау область локализованных состояний. Мы для анализа использовали идеализированную схему, в которой середине плато $\rho_{xy}(B)$ и минимуму МС соответствует скачок уровня Ферми на соседний уровень. Хотя при постоянной концентрации носителей положения по магнитному полю плато КЭХ и соответствующих минимумов МС, будучи целиком определяемы формулой $B_i = (h/e)(p/i)$, в идеале не чувствительны к картине уровней, протяженности плато и амплитуды минимумов, напротив, сильно зависят от взаимного расположения уровней. Если в

поле B_4 самый нижний незаполненный уровень (с порядковым уровнем $i + 1$) настолько близко подойдет к самому верхнему из заполненных (с порядковым номером i), что щель локализованных состояний между ними закроется, тогда соответствующие плато КЭХ и минимум МС исчезнут. Для образца A такая ситуация имеет место, в частности, при $i = 4$ и ширине потенциальной ямы 235 \AA , когда в поле $B_4 = 3,5 \text{ Т}$ уровень Ферми проходит через пересечение сразу трех уровней $2s_2$, $3c_1$ и $0s_1$, из которых два слева от B_4 заполнены (рис.1).

Исчезновение плато на ρ_{xy} и минимума ρ_{xx} с $i = 4$ для образца A связано с наложением магнитного уровня $2s_2$ второй подзоны тяжелых дырок на уровне первой. В результате номера особенностей с $i > 4$ становятся на единицу больше, чем в отсутствие второй подзоны, и доминирующая серия оказывается нечетной. При проведении аналогии с простой зоной это возможно, когда спиновое расщепление больше половины орбитального, хотя картина уровней отдельно взятой первой подзоны соответствует малому спиновому расщеплению. Предположение о влиянии второй подзоны пространственного квантования дырок в аналогичных гетеросистемах было высказано в [3]. Отметим, что нужно с осторожностью относиться к оценкам влияния второй подзоны, проведенным без расчетов картины магнитных уровней, так как уровень Ферми в магнитном поле не фиксирован.

Поскольку расстояние между уровнями пространственного квантования обратно пропорционально квадрату ширины ямы, то для образца B с существенно более узкими слоями Ge вторая подзона расположена выше, чем для образца A , и не участвует в процессах переноса тока (рис.2). Соответственно, для образца B в области больших квантовых номеров проявляются особенности только с четными номерами, так как уровень Ферми движется по сгруппированным в пары уровням $[Nc_1, (N + 3)s_1]$, где четные ступеньки преобладают над нечетными, и вся картина МС имеет более регулярный вид. Хотя во второй производной МС образца B проявляется некая тонкая структура в области второго минимума, которая может быть связана со слабо выраженной ступенькой с $i = 3$ и, возможно, с переходом уровня Ферми по мере уменьшения магнитного поля с уровня $3c_1$ на уровень $0s_1$ в окрестностях их взаимопересечения между полями B_2 и B_3 .

В том случае, когда уровень Ферми движется по второй подзоне пространственного квантования, структура КЭХ и МС должна быть высоко чувствительна к параметрам потенциальной ямы и материала. Так, для образца A уже небольшое уменьшение ширины ямы приведет к радикальному изменению соотношения величин ступенек с $i = 3 \div 5$ (рис.1), в результате должно появиться плато с $i = 4$, а плато с $i = 3$ и 5 резко уменьшиться. Соответствующие изменения должны произойти и с минимумами МС. Поэтому величина ширины ямы 235 \AA , при которой наблюдается наилучшее соответствие рассчитанной картины уровней эксперименту, допускает в рамках использованной модели лишь небольшие отклонения. Поправки к полученной ширине ямы могут возникнуть при учете возможных отклонений формы ямы от прямоугольной, ее конечной глубины, а также реальной анизотропии $\gamma_2 \neq \gamma_3$ [7]. Отмеченные изменения структуры экспериментальных кривых можно ожидать и при изменении концентрации дырок. Все это составляет предмет отдельных исследований.

Авторы выражают благодарность Г.И.Харусу, Н.Г.Шелушиной и И.М.Цидильковскому за обсуждение результатов работы.

1. О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов, Р.А.Рубцова и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 351 (1991).
2. Н.А.Городилов, О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов и др., Письма в ЖЭТФ **56**, 409 (1992).
3. В.А.Aronzon, N.K.Chumakov, J.Leotin et al. Superlat. and Microstruct. **13**, 159 (1993).
4. A.V.Germanenko, G.M.Minkov, E.L.Rumyantsev, and O.E.Rut, European Workshop on II-VI Semicond. Aachen, Germany, 2-4 November 1992, Abstracts, p.2P1; to be publ. in Adv. Mater. Opt. Electron. **2** (1993)
5. J.C.Hensel and K.Suzuki, Phys. Rev. **B9**, 4219 (1974).
6. R.W.Martin, R.J.Warburton, R.J.Nicholas et al., Proc. 20-th Int. Conf. Phys. Semiconductors 1990, Greece, **3**, p.909.
7. T.Ando, J. Phys. Soc. Jap. **54** 1528 (1985).