

СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СВЕРХРЕШЕТКАХ Ge/Ge_{1-x}Si_x В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.Г.Арапов, Н.А.Городилов, О.А.Кузнецов*, В.Н.Неверов, Л.К.Орлов*,
Р.А.Рубцова*, Г.И.Харус, А.Л.Чернов*, Н.Г.Шелушнина

Институт физики металлов Уральского Отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия

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

Поступила в редакцию 24 декабря 1993 г.

В многослойных гетероструктурах $p\text{-Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \simeq 0,3$) наблюдается существенное изменение картины осцилляций магнитосопротивления и квантового эффекта Холла при изменении ориентации магнитного поля относительно оси гетероструктуры. Наблюдаемые эффекты обусловлены сложной структурой спектра двумерного дырочного газа и связаны с его трансформацией в наклонном магнитном поле.

В сильно напряженных многослойных гетероструктурах $\text{Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 0,17$) с проводимостью дырочного типа по слоям Ge вид осцилляционной картины магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ полностью определяется компонентой магнитного поля $B_z = B \cos \theta$, перпендикулярной плоскостям слоев [1]. Условие сильного напряжения означает, что расщепление Δ края вырожденной валентной зоны Γ_8 больше характерной энергии дырки ϵ_F , $\Delta > \epsilon_F$. В данной работе исследованы осцилляции $\rho_{xx}(B)$, а также холловское сопротивление $\rho_{xy}(B)$ в наклонном магнитном поле $B = \{0, B_y, B_z\}$ на образце $\text{Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 0,03$) с относительно слабо напряженными слоями Ge: $\Delta \simeq \epsilon_F$. Концентрация дырок, определенная из величины коэффициента Холла в слабом магнитном поле, $p = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu_p = 1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Измерения проводились при $T = 1,7 \text{ К}$ в стационарных магнитных полях до 12 Тл.

На рис.1 представлены зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для исследованного образца при $B_y = B \sin \theta = 0$. В области достаточно слабых магнитных полей (больших номеров уровней Ландау) из периода осцилляций ρ_{xx} определена концентрация дырок $p = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в хорошем согласии с данными из эффекта Холла, а из температурной и полевой зависимостей амплитуды осцилляций – эффективная циклотронная масса дырок $m = 0,11m_0$ и температура Дингля $T_D = 3,6 \text{ К}$. Для ширины уровней Ландау имеем оценку $\Gamma \simeq kT_D = 0,3 \text{ мэВ}$, что по порядку величины соответствует оценке из соотношения $\Gamma \simeq \hbar/\tau$ ($\Gamma \simeq 0,7 \text{ мэВ}$). Здесь τ – время релаксации дырок, определяемое по величине подвижности, $\mu_p = e\tau/m$.

На кривой $\rho_{xy}(B)$ достаточно хорошо выражены плато, характерные для квантового эффекта Холла:

$$\rho_{xy}^i = h/ie^2, \quad (1)$$

где $i = p/(eB_i/\hbar c)$ – число полностью заполненных уровней Ландау в полях, больших B_i , $eB/\hbar c$ – кратность вырождения уровня Ландау с заданной

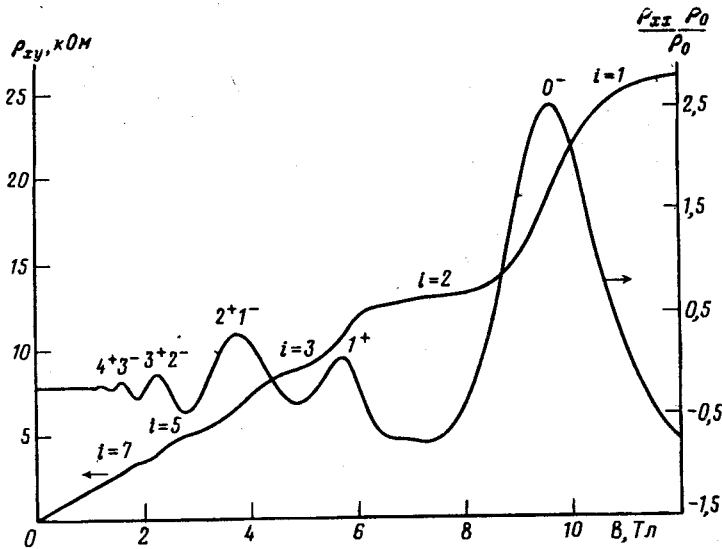


Рис.1. Зависимости продольного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений от магнитного поля B при $\theta = 0$

проекцией спина. Сопоставление кривых $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ позволяет сделать однозначный вывод о степени вырождения по спину урвной Ландау. Так как на кривой $\rho_{xy}(B)$ наблюдаются плато с числами заполнения $i=1, 2, 3, 5, 7$ и т.д., то в соответствии с этим первые (со стороны сильных полей) два осцилляционных пика 0^- и 1^+ расщеплены по спину, а остальные пики слиты попарно: $(1^-, 2^+)$; $(2^-, 3^+)$ и т.д. Здесь числа $N=0, 1, 2, \dots$ нумеруют уровни Ландау, индекс \pm - направление спина. Слияние пиков с разным направлением спина от соседних уровней Ландау для простой зоны соответствует ситуации, когда спиновое расщепление больше половины орбитального.

Рис.2 демонстрирует увеличение расщепления вырожденного при $\theta = 0$ пика $(2^+, 1^-)$ по мере увеличения угла θ . На этом рисунке представлены фрагменты кривых ρ_{xx} и ρ_{xy} в зависимости от B_z для различных значений θ . В интервале $0 \div 42^\circ$ пик $(2^+, 1^-)$ постепенно убывает по амплитуде и при $\theta > 48^\circ$ расщепляется на два пика: 1^- и 2^+ (расщепление пиков хорошо видно на зависимости $d^2\rho_{xx}(B_z)/dB_z^2$). При $\theta = 54^\circ$ расщепленные по спину пики 0^- , 1^+ , 1^- и 2^+ эквидистантны по обратному полю, и в полях $B_z \gg 2,5$ Тл наблюдается удвоение периода осцилляций. Заметим, что расщепление пика $(2^+, 1^-)$ увеличивается при $\theta > 48^\circ$ за счет смещения в область слабых полей компоненты "дублета" 2^+ , тогда как положение другой, компоненты 1^- не изменяется. При $\theta \simeq 66^\circ$ компонента 2^+ сливается с нерасщепленным пиком $(3^+, 2^-)$, образуя своеобразный "триплет" (пики 3^+ , 2^- и 2^+ не разрешаются и на зависимости от B_z второй производной от магнитосопротивления). Для достаточно больших номеров уровней Ландау $N > 3$, то есть в области полей, где спиновое расщепление отсутствует, осцилляционная картина в координатах ρ_{xx} от B_z практически не меняется с ростом θ .

Описанной идентификации пиков осцилляций соответствует структура квантового эффекта Холла. Холловские плато не всегда выражены достаточно отчетливо, поэтому на рис.2, кроме кривых $\rho_{xx}(B_z)$ для некоторых значений θ ($0^\circ, 48^\circ, 54^\circ$ и 66°), представлены также величины $d\rho_{xy}/dB_z$. Минимумы производной соответствуют полям B_z^i , в которых холловское сопротивление

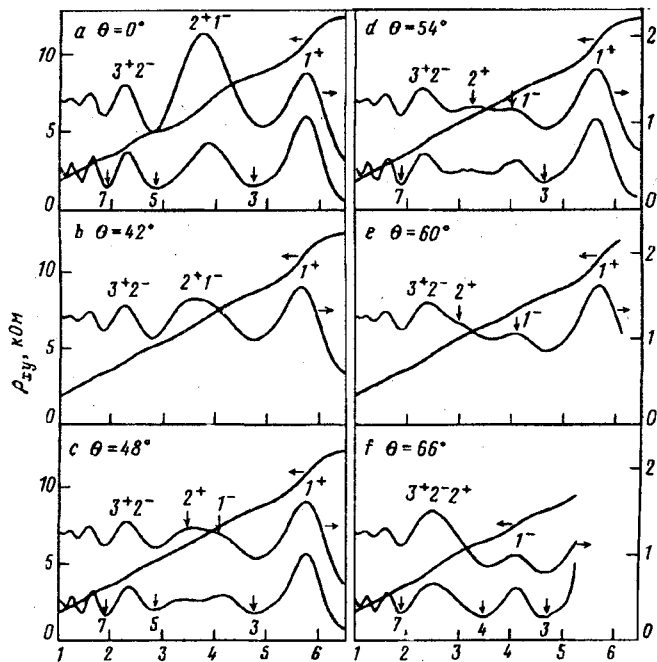


Рис.2. Зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} , а также производной $d\rho_{xy}/dB_z$ (нижние кривые на рис. а, с, d и f) от B_z для различных значений θ . Цифры у минимумов $d\rho_{xy}/dB_z$ соответствуют номерам плато квантового эффекта Холла

достигает значений ρ_{xy}^i , определяемых соотношением (1). Как видно из рисунка, при $\theta = 48^\circ$, как и при $\theta = 0$, в полях $2 \leq B_z \leq 6$ Тл достаточно хорошо выражены плато с $i = 3, 5$ и 7 , хотя на производной $d\rho_{xy}/dB_z$ виден и слабый минимум, соответствующий $i = 4$. Для $\theta = 54^\circ$ хорошо выражены плато с $i = 3$ и 7 и слабее – с $i = 4$ и 5 . И, наконец, при $\theta = 66^\circ$ имеют место лишь плато с числами заполнения $i = 3, 4$ и 7 . Таким образом, плато с номерами $i = 5$ и 6 оказываются пропущенными, а это возможно лишь в результате слияния осцилляционных пиков от трех уровней Ландау.

Наглядное представление о характерных для каждого θ значениях i дает график зависимости σ_{xx} от σ_{xy} в единицах e^2/h (рис.3). Минимумы σ_{xx} соответствуют тем значениям $i = \sigma_{xy}/(e^2/h)$, при которых имеются плато на кривой холловского сопротивления. Из рисунка видно, что при изменении θ трансформация кривой $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ происходит лишь в области магнитных полей, соответствующих интервалу $3 < i < 7$, то есть в этой области значений чисел заполнения происходит перегруппировка уровней Ландау с ростом θ .

Известно, что для двумерного (2D) газа электронов с простым законом дисперсии циклотронная частота определяется лишь компонентой магнитного поля, нормальной к плоскости 2D-слоя (B_z), а спиновое расщепление – величиной полного магнитного поля $|B|$ [2]. С другой стороны, для 2D-дырочного газа валентной зоны Γ_8 в случае сильного равномерного сжатия 2D-слоя как орбитальное, так и спиновое расщепления зависят лишь от B_z [3]. И в том, и в другом случае энергии уровней Ландау 2D-системы линейны по магнитному полю и эквидистантны.

Из расчетов спектра носителей зоны Γ_8 в условиях пространственного квантования следует, что в отсутствие напряжения [4] или под действием не слишком сильного напряжения [5,6] закон дисперсии дырок в нижних пространственных подзонах существенно непараболический. Это может приве-

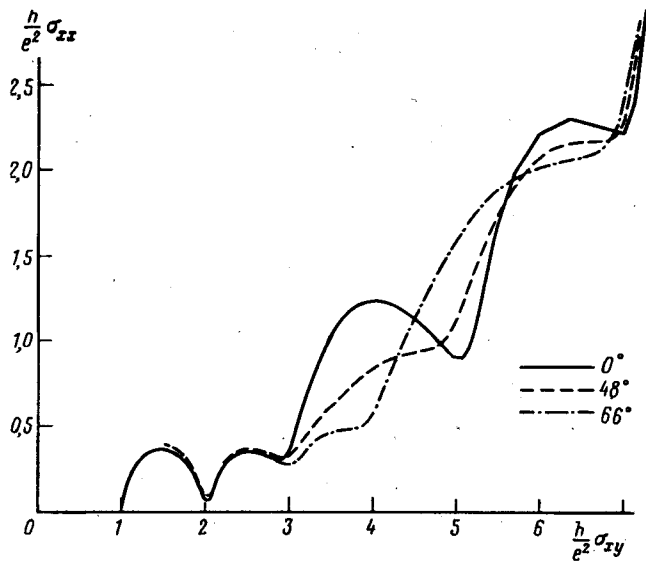


Рис.3. Связь продольной σ_{xx} и холловской σ_{xy} компонент проводимости для различных значений угла θ

сти к нелинейной зависимости энергии уровней Ландау от магнитного поля. Действительно, расчеты по теории возмущений в наклонном магнитном поле показывают [7], что энергии уровней Ландау нелинейно зависят как от B_x , так и от B_y , при этом степень нелинейности существенно зависит от номера N уровня Ландау. В результате оказывается возможным пересечение уровней с различными значениями N , то есть в определенных магнитных полях возникают точки случайного вырождения уровней Ландау. Значения этих полей чрезвычайно чувствительны к изменению внешних параметров (например, угла наклона магнитного поля). Несомненно, что именно с этим связано как расщепление пика (2^{+1-}) при изменении θ , так и наблюдение "триплета" ($3^{+2-2^{+}}$) при $\theta \geq 66^\circ$.

Таким образом, трансформация картины осцилляций магнитосопротивления и квантового эффекта Холла при изменении ориентации магнитного поля, наблюдаемая в гетероструктурах $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с $x \simeq 0,3$, отражает своеобразие спектра уровней Ландау $2D$ -газа дырок сложной валентной зоны Ge (зоны Γ_8).

1. Н.А.Городилов, О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов и др., Письма в ЖЭТФ **56**, 409 (1992).
2. F.F.Fang and R.J.Stiles, Phys. Rev. **174**, 823 (1968).
3. R.W.Martin, R.J.Warburton, R.J.Nicholas et al. Proc. XX Int Conf. Phys. Semicond., Thessaloniki (1990), p.909.
4. М.И.Дьяконов, А.В.Хаецкий, ЖЭТФ **82**, 1584 (1982).
5. О.В.Кибис, Л.Д.Шварцман, Поверхность №7, 119 (1985).
6. Ю.Г.Арапов, Н.А.Городилов, О.А.Кузнецов и др., ФТП **27**, 1165 (1993).
7. Ю.Г.Арапов, Н.А.Городилов, О.А.Кузнецов и др., Известия РАН (сер. Физическая) №3 (1994).