

АНОМАЛИИ МАГНИТОПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ЗАПОЛНЕНИИ ВТОРОЙ ПОДЗОНЫ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ $AlGaAs-GaAs$. МЕЖПОДЗОННОЕ РАССЕЯНИЕ

В.Е. Житомирский

*Институт физики твердого тела РАН
142432, Черноголовка, Московская обл.*

Поступила в редакцию 7 мая 1992 г.

В работе идентифицированы осцилляции магнитопроводимости электронов верхней и нижней подзон размерного квантования. Максимальные значения проводимости верхней подзоны оказались существенно больше предсказаний теории Андо¹, хотя в гетеропереходах максимумы осцилляций проводимости нижней подзоны всегда в несколько раз меньше результатов расчета по этой теории. Обнаружено уширение уровней Ландау нижней подзоны при увеличении параллельной компоненты магнитного поля, а также образование узлов в осцилляциях Шубникова-де Гааза при совпадении делокализованных состояний разных подзон. Полученные результаты связываются с межподзонным рассеянием.

1. В последнее время появилось немало работ²⁻⁷, в которых изучаются свойства электронной системы с двумя заполненными подзонами размерного квантования. Интерес исследователей обусловлен тем, что несмотря на низкую концентрацию носителей во второй подзоне удается получать достаточно большие значения подвижности. Это оказывается возможным, так как электроны верхней подзоны находятся на больших расстояниях от поверхности интерфейса, чем электроны нижней подзоны. В результате рассеяние на удаленных примесях и шероховатостях поверхности оказывается сильно ослабленным, в том числе и благодаря экранировке случайного потенциала электронами нижней подзоны. Картина, характеризующая распределение плотности электронов для первой и второй подзон, схематически изображена на вставке к рис.1 (теоретический расчет⁸). В такой ситуации межподзонное рассеяние может определять поведение электронной системы второй подзоны и ограничивать ее подвижность сверху.

2. В работе изучалось магнитосопротивление системы двумерных электронов при заполнении второй подзоны размерного квантования. Образец имел холловскую геометрию, измерения велись на переменном токе частотой 17,6 Гц и амплитудой до 100 нА при температуре 0,4 К. Для заселения второй подзоны исходная концентрация электронов $n_{s0} = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ увеличивалась с помощью кратковременной засветки образца до $n_{s0} = 6,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Необходимо подчеркнуть, что поскольку засветка велась выше щели GaAs, в объеме GaAs рождались электрон-дырочные пары, что приводило к нейтрализации слоя обеднения. Слой обеднения не мог полностью восстановиться после выключения засветки из-за того, что образец оставался все время при низких температурах. Такое относительное уширение ямы приводит к уменьшению межподзонного расщепления, и, следовательно, вторая подзона могла быть заселена при меньшей суммарной концентрации электронной системы.

Типичная зависимость R_{xx} и R_{xy} от магнитного поля представлена на рис.1. Отчетливо видны два периода, которые соответствуют концентрациям электронов $n_{s1} = 5,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в основной подзоне и $n_{s2} = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в верхней подзоне. Это связано с тем, что в измеряемые величины входят $\sigma_{xx} = \sigma_{xx}(n_{s1}) + \sigma_{xx}(n_{s2})$ и $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}(n_{s1}) + \sigma_{xy}(n_{s2})$.

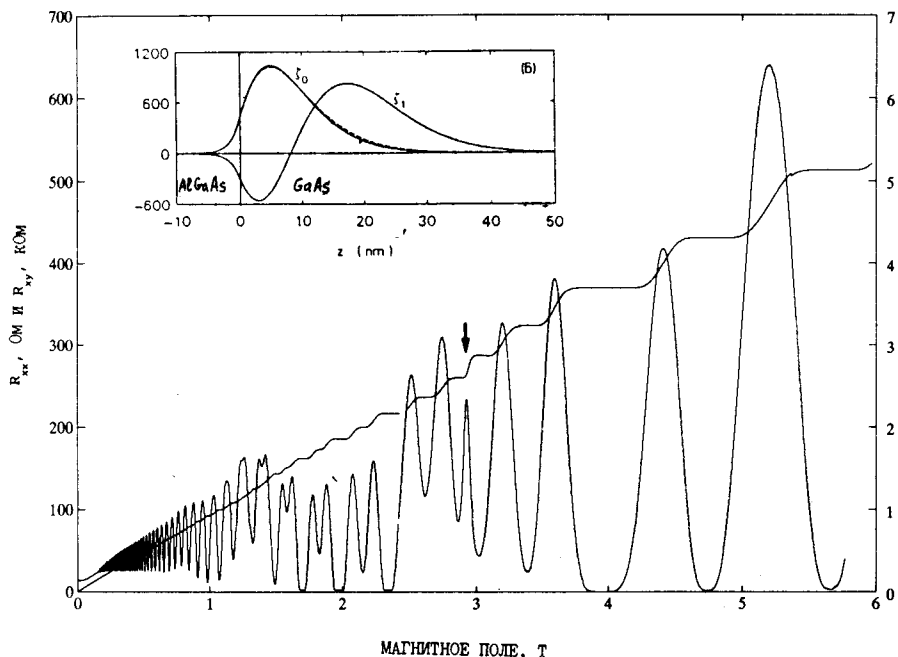


Рис.1. Магнитосопротивление двумерного электронного газа при заполненной верхней подзоне размерного квантования. Стрелкой отмечен пик, соответствующий проводимости в верхней подзоне при изменении фактора заполнения в ней с 2 на 1

3. Обратим внимание на пик, отмеченный на рисунке стрелкой. Он находится на месте фактора заполнения $\nu_1 = 8$ в нижней подзоне и фактора заполнения $\nu_2 = 1,5$ во второй подзоне (то есть уровень Ферми лежит на середине верхнего спинового подуровня второй подзоны с $N = 0$). В этом же магнитном поле на R_{xy} происходит переход с плато, соответствующее $\nu = 10$ на плато, соответствующее $\nu = 9$. Вышесказанное означает, что данный пик связан с проводимостью во второй подзоне при изменении фактора заполнения в ней с 2 на 1. На рис.2 показана пересчитанная зависимость $\sigma_{xx} = \rho_{xx} / (\rho_{xy}^2 + \rho_{yx}^2)$ от магнитного поля. Горизонтальные прямые - результаты расчета Андо ¹ ($\sigma_{xx}^{max} = (e^2 / \pi^2 \hbar)(N + 1/2)$) для уровней Ландау с номерами $N = 0$ и $N = 1$. Из рисунка видно, что пиковое значение σ_{xx} второй подзоны с $N = 0$ аномально велико, в то время как пиковые значения σ_{xx} основной подзоны гораздо меньше, чем следовало бы из формулы. Необходимо подчеркнуть, что единственное сообщение о наблюдении в гетеропереходах значений максимумов проводимости приближающихся к расчетам Андо принадлежит Хаугу ¹⁰, в то время как в МДП структурах совпадение с теорией наблюдалось всегда (см., например, ⁹) из-за преобладания короткодействующих рассеятелей. Для изменения характера рассеяния в гетеропереходе Хауг вводил примеси (Si или Be) прямо в слой двумерных электронов, и по мере увеличения концентрации примесей наблюдал рост пиковых значений σ_{xx} . В нашем случае локализованные электроны нижней подзоны ($\nu_1 = 8$) могут выступать как дополнительные центры рассеяния, причем встроенные прямо в канал, для электронов верхней подзоны. Таким образом межподзонное рассеяние должно играть решающую роль для аномального роста проводимости.

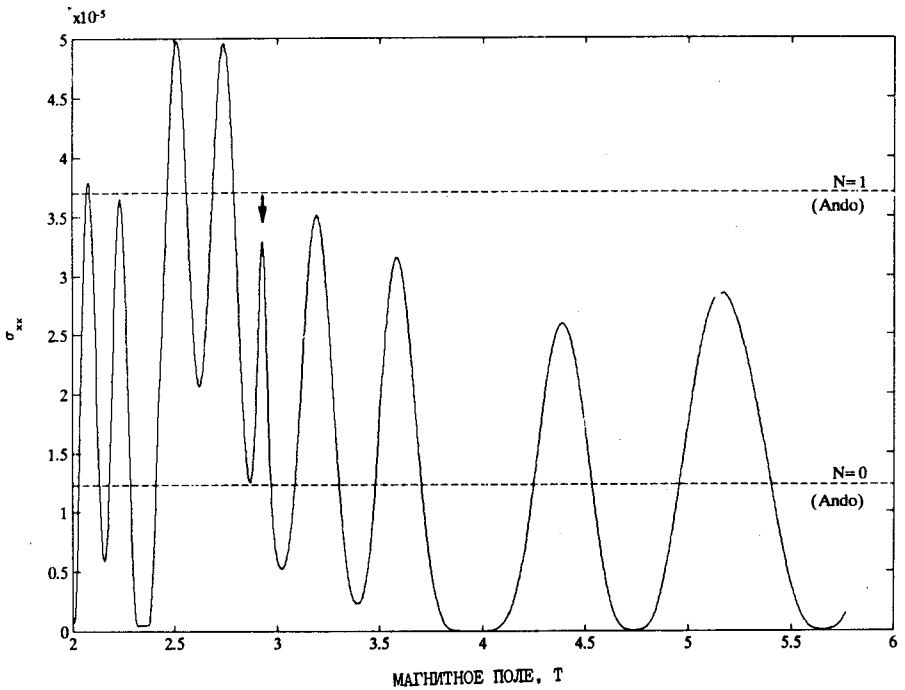


Рис.2. Пересчитанная зависимость $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ от магнитного поля. Пунктиром отмечены теоретические предсказания Андо $\sigma_{xx}^{\text{max}} = (e^2/\pi^2\hbar)(N+1/2)$ для уровней Ландау с номерами $N=0$ и $N=1$. Стрелкой отмечен тот же пик, что и на рис.1, соответствующий $N=0$ в верхней подзоне. Соседние пики отвечают $N=4$ и $N=3$ в нижней подзоне

4. На этом же образце при той же самой засветке проводились измерения магнитосопротивления в наклонных магнитных полях. На рис.3 для сравнения приведены $R_{xx}(\nu)$ в перпендикулярном магнитном поле и для углов наклона 66 и 75° от нормали к интерфейсу. Исчезновение минимумов, обусловленных спиновым расщеплением (в суммарно большем магнитном поле) и уменьшение амплитуд осцилляций Шубникова-де Гааза свидетельствуют об уширении уровней за счет усиления межподзонного рассеяния. При опустошении второй подзоны с помощью инфракрасной подсветки, что приводит к полному восстановлению слоя обеднения в объеме GaAs, а значит и к сужению ямы, то есть к увеличению межподзонного расщепления, эти аномалии исчезают. Вторым интересным моментом является подсадка амплитуд осцилляций в том месте по магнитному полю, где химпотенциал системы попадает в область делокализованных состояний второй подзоны. В данном случае это происходит около $\nu_2 = 3$. При увеличении угла наклона в этом месте может образовываться узел (см. рис.3б). Этот эффект можно объяснить возникновением резонансного канала рассеяния электронов из делокализованных состояний нижней подзоны в совпадающие по энергии делокализованные состояния верхней подзоны при усилении межподзонного рассеяния в параллельном магнитном поле. При дальнейшем увеличении угла наклона, узел начинает перемещаться в большие факторы заполнения нижней подзоны, что вызвано разницей диамагнитных

сдвигов дна первой и второй подзон в параллельном поле. Это соответствует увеличению межподзонного расщепления и, следовательно, уменьшению концентрации электронов в верхней подзоне.

Таким образом, в параллельном магнитном поле межподзонное рассеяние становится решающим фактором и для поведения электронов нижней подзоны.

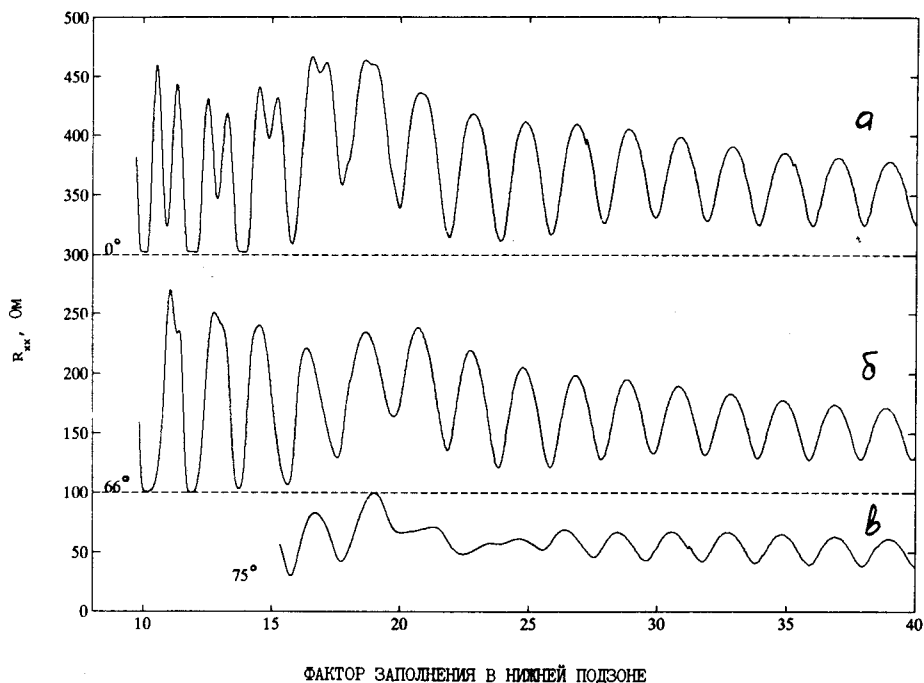


Рис.3. Зависимость R_{xx} от фактора заполнения в нижней подзоне при 3-х углах (0° , 66° и 75°) между магнитным полем и нормалью к интерфейсу. Следует обратить внимание на исчезновение минимумов на нечетных факторах заполнения (они обусловлены спиновым расщеплением) и на образование узла в осцилляциях в районе фактора заполнения 20

5. В работе исследовались магнитотранспортные осцилляции двумерных электронов при заполнении второй подзоны размерного квантования. Показано, что в верхней подзоне пиковые значения проводимости могут принимать anomalously большие значения. При вращении образца относительно магнитного поля наблюдались эффекты, которые можно объяснить усилением межподзонного рассеяния в параллельном магнитном поле.

Полученные результаты указывают на принципиальную невозможность исследования дробного квантового эффекта Холла и вигнеровской кристаллизации (для которых необходимы низкие концентрации) на электронах верхней подзоны из-за сильного влияния межподзонного рассеяния.

Автор хотел бы выразить свою благодарность С.И.Дорожкуну и И.В.Кукушкину за интерес проявленный к данной работе.

1. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
2. H. van Houten, J.G.Williamson, M.E.I.Broekart et al., Phys. Rev. B, **37**, 2756 (1988).
3. T.W.Hickmott, Phys. Rev. B **39**, 5198 (1989).
4. V.C.Karavolas, and P.N.Butcher, J. Phys. C: Condens. Matter **2**, 3947 (1990).
5. D.R.Leadley, R.J.Nicholas, J.J.Harris, and C.T.Foxon, Semicond. Sci Technol, **5**, 1081 (1990).
6. P.T.Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
7. М.Г.Гаврилов, С.И.Дорожкин, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, **49**, 402 (1989).
8. F.Stern, and S.Das Sarma, Phys. Rev. B **30**, 840 (1984).
9. А.В.Бабкин, М.Г.Гаврилов, И.В.Кукушкин, М.А.Черников, ФТТ **299**, 3288 (1987).
10. R.J.Haug, Ph.D. theses, MPI FKF, Stuttgart, 1988.