

ОПИСЫВАЕТ ЛИ СКЕЙЛИНГОВАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТОПРОВОДИМОСТЬ КРЕМНИЕВЫХ МДП-СТРУКТУР ?

С.В.Кравченко, В.М.Пудалов

Экспериментально показано, что магнитопроводимость кремниевых МДП-структур при $T < 1$ К не описывается кинетическим уравнением, предсказывающим линейный рост максимумов σ_{xx} с номером уровня Ландау. Результаты могут быть объяснены на основе двухпараметрической скейлинговой теории.

Вопрос о магнитопроводимости двумерных электронных систем в областях между Холловскими плато не вполне ясен. Эксперименты на гетероструктурах^{1, 2} подтверждают двухпараметрическую скейлинговую теорию^{3 - 5}, согласно которой фазовые диаграммы $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ и, в частности, максимумы диагональной компоненты проводимости при $T \rightarrow 0$ одинаковы для всех уровней Ландау. В то же время результаты исследования кремниевых МДП-структур (см., например,^{6, 7}) подтверждают линейную зависимость максимумов σ_{xx} от номера N уровня Ландау $\sigma_{xx}^{max} = (e^2 / \pi^2 \hbar) (N + 1/2)$, следующую из кинетического уравнения⁷.

В данной работе сделана попытка разрешить создавшееся противоречие. С этой целью мы исследовали кремниевые МДП-структуры с высокой подвижностью электронов, в которых при $T < 1$ К в магнитных полях $H > 10$ Т полностью или почти полностью разрешены энергетические подуровни нулевого и первого уровней Ландау. Результаты, приведенные ни-

же, получены на образцах, имеющих Холловскую геометрию: Si 0 – A (максимальная подвижность электронов $\mu_{max} = 3,5 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при концентрации $n = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$) и Si 2 – 10 ($\mu_{max} = 2,4 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $n = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$). Измерения были выполнены на переменном токе 0,1 мкА частотой 4 Гц с использованием двух фазовых детекторов, что позволяло одновременно измерять компоненты ρ_{xx} и ρ_{xy} тензора магнитосопротивления и затем по этим данным вычислять магнитопроводимость.

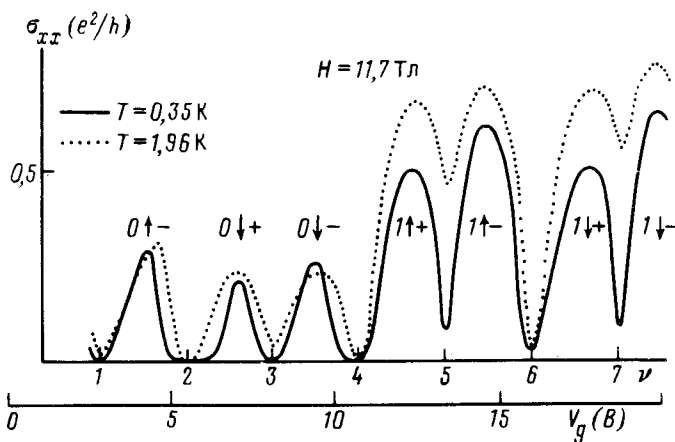


Рис. 1. Зависимость $\sigma_{xx}(v)$ для образца Si 0 – A при $H = 11,7 \text{ Тл}$ и двух температурах

На рис. 1 показана зависимость σ_{xx} от напряжения V_g на затворе для нулевого и первого уровней Ландау (для более высоких уровней результаты не приведены, поскольку долинное расщепление на них почти не разрешается). Как видно из рисунка, при $T \approx 2 \text{ К}$ максимумы проводимости σ_{xx}^{max} , соответствующие полуцелым факторам заполнения ν , для $N = 1$ примерно втрое выше, чем для $N = 0$; в пределах одного уровня Ландау σ_{xx}^{max} почти одинаковы для разных подуровней¹⁾. Указанное количественное соотношение между σ_{xx}^{max} на нулевом и первом уровнях Ландау на первый взгляд соответствует результатам⁷ полученным с помощью решения кинетического уравнения. Однако это согласие с⁷, отмеченное также ранее в ряде работ^{6, 7}, исчезает при понижении температуры: максимумы σ_{xx} для $N = 1$ уменьшаются, приближаясь к максимумам для $N = 0$. Такое поведение магнитопроводимости на первом уровне Ландау характерно для всех исследованных нами МДП-структур с высокой подвижностью; уменьшение $\sigma_{xx}^{max}(N = 1)$ можно заметить также на рис. 13 работы⁹, однако в⁹ этот эффект не обсуждался. Для $N = 0$ изменения σ_{xx}^{max} в исследованном интервале температур невелики; небольшое ($\approx 10\%$) уменьшение проводимости наблюдается при $T < 0,6 \text{ К}$.

В квазиклассической области $T > T_{sc} \approx \Gamma/K_B$ (Γ – ширина уровней энергии, обусловленная упругими столкновениями электронов, а K_B – постоянная Больцмана) понижение температуры может сопровождаться лишь увеличением σ_{xx}^{max} за счет сужения фермиевского распределения. Поэтому можно предположить, что изменения магнитопроводимости при $T < 0,6 \text{ К}$ ($N = 0$) и $T < 2 \text{ К}$ ($N = 1$) имеют квантовую природу и вызваны изменением

1) Это условие выполняется не всегда⁸. Поскольку причина различия проводимости на разных подуровнях в пределах одного уровня Ландау не ясна, для простоты интерпретации результатов мы исследовали только образцы с близкими σ_{xx}^{max} для каждого N .

пространственного масштаба системы, в данном случае — расстояния L_ϕ , на котором теряется фазовая когерентность электронов. Другой причиной уменьшения σ_{xx}^{max} могло бы являться электрон-электронное взаимодействие¹⁰. Однако в этом случае эффект должен был бы проявляться сильнее в образцах с меньшей подвижностью электронов, тогда как в эксперименте скорее наблюдается обратная закономерность.

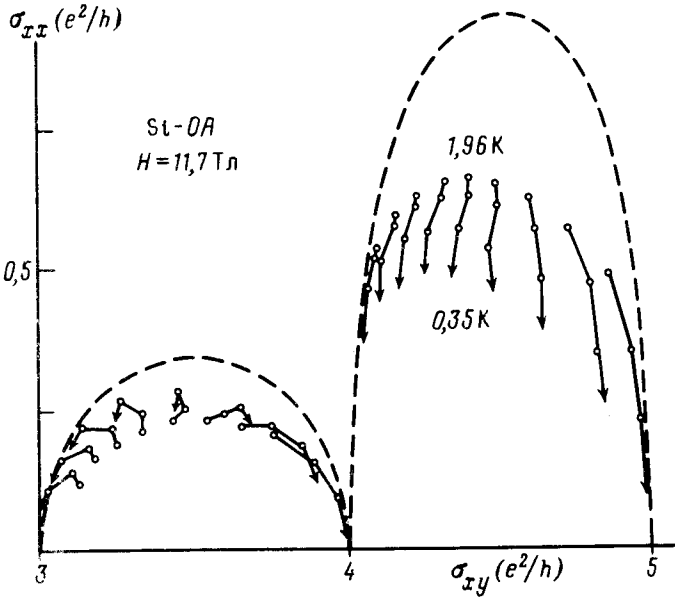


Рис. 2. Фазовые траектории на плоскости $\sigma_{xx} - \sigma_{xy}$ для образца Si 0-A при $H = 11,7$ Тл в диапазоне температур 1,96 – 0,35 К

Согласно скейлинговой теории^{4,5}, "стартовые" точки фазовых траекторий на плоскости $(\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$ соответствуют $L_\phi = I_H$ (I_H — магнитная длина) и определяются из кинетического уравнения, которое дает при $T = 0$ для случая короткодействующих рассеивателей зависимости $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$, показанные на рис. 2 пунктиром. Изменения σ_{xx} , вызванные изменениями L_ϕ , описываются решением уравнения

$$\partial \sigma'_{xx} / \partial \ln(L_\phi / I_H) = \beta_{xx}(\sigma'_{xx}, \sigma'_{xy}),$$

$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} / (e^2/h)$, $\beta_{xx} \approx -(1/8\pi^2 \sigma'_{xx}) - D^0 \sigma'^3_{xx} \cos(2\pi \sigma'_{xy}) \exp(-4\pi \sigma'_{xx})$, D^0 — универсальная положительная константа, равная для гауссовского потенциала $(4\pi)^2$. Точками окончания фазовых траекторий при $L_\phi \propto$ должны служить точки $(ne^2/h, 0)$ (n — целое) для всех начальных значений σ_{xy} , кроме полужелых, фазовые траектории для которых должны оканчиваться в точках $(ne^2/2h, \sigma^0)$. Значение σ^0 определяется из условия $\beta_{xx}(\sigma_{xx}, \sigma_{xy} = ne^2/2h) = 0$ и зависит от D^0 .

На рис. 2 приведены фазовые траектории для подуровней 0_\downarrow — и $1\uparrow$, которые типичны для всех подуровней соответственно нулевого и первого уровней Ландау. Как и следует из теории^{4,5}, σ_{xy} изменяется вдоль траекторий (стрелками указано направление увеличения L_ϕ) в сторону точек целочисленного квантования. Уменьшение σ_{xx} при $T < 0,6$ К для $N = 0$ и при $T < 2$ К для $N = 1$ имеет место для всех начальных значений σ_{xy} , в том числе и для близких к полужелым, и поэтому не может быть объяснено простым уменьшением перекрытия подуровней. Это свидетельствует против вывода теории¹¹ о том, что результаты для $\sigma_{xx}(L_\phi)$ и $\sigma_{xy}(L_\phi)$ для разных ν лежат на одной и той же кривой и при изменении L_ϕ лишь передвигаются вдоль нее, и подтверждает вывод^{4,5} о множестве фазовых траекторий на плоскости $(\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$. При больших σ_{xx} траектории почти параллельны оси ординат в согласии с⁴.

Определить значение $\sigma^0 = \lim_{T \rightarrow 0} \sigma_{xx}^{max}$ или хотя бы проверить, одинаково ли оно для

$N=0$ и $N=1$, нам не удается, поскольку для этого требуются более низкие температуры. Пока можно говорить лишь о сближении максимумов σ_{xx} на нулевом и первом уровнях Ландау по мере понижения T . Отличие σ_{xx}^{max} для $N=0$ и $N=1$ быстро падает также при росте магнитного поля и подвижности μ электронов (рис. 3), что происходит, по-видимому, из-за уменьшения перекрытия соседних подуровней на первом уровне Ландау, и, следовательно, уменьшения "стартовых" значений σ_{xx}^{max} , которые для полностью неразделенных подуровней вчетверо больше, чем для полностью разделенных.

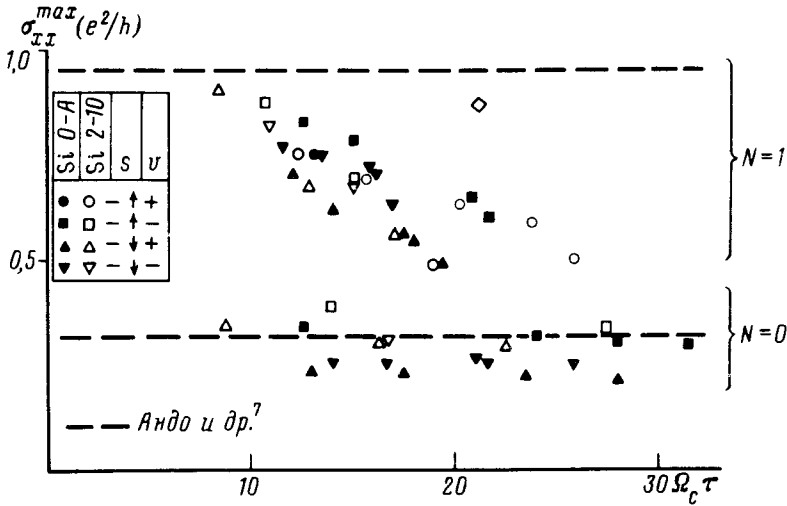


Рис. 3. Зависимость σ_{xx}^{max} от безразмерного параметра $\Omega_c \tau \propto \mu H$ (μ зависит от V_g) для двух образцов при $T = 0,35$ К. Ромбом показан результат ⁶ для подуровня $1 \uparrow +$, полученный при $T = 1,5$ К

В ряде образцов, как правило, с меньшей подвижностью (см. также ^{9, 12}), на нулевом уровне Ландау наблюдается рост σ_{xx}^{max} при $T \rightarrow 0$ по крайней мере вплоть до $T = 0,35$ К. Можно предположить, что разное поведение σ_{xx} ($N=0$) в разных образцах — следствие не-универсальности величины σ^0 , которая может быть и больше, и меньше, чем $\sigma_{xx}^{*,ax}$ ($N=0$) в "стартовой" точке. Для первого же уровня Ландау σ_{xx}^{max} в "стартовой" точке значительно больше ⁷, чем любые оценки для σ^0 , поэтому σ_{xx}^{max} ($N=1$) уменьшается при $T \rightarrow 0$ во всех исследованных образцах.

Итак, в работе показано, что при достаточно низких температурах в сильном магнитном поле магнитопроводимость кремниевых МДП-структур не описывается кинетическим уравнением. При понижении температуры начинают сказываться квантовые эффекты, приводящие к сближению максимумов диагональной проводимости для нулевого и первого уровней Ландау. Результаты могут быть объяснены на основе двухпараметрической скейлинговой теории.

Литература

1. Wei H.P. et al. Phys. Rev. B, 1986, **33**, 1488.
2. Clark R.G. et al. Surf. Sci., 1988, **196**, 219.
3. Levine H. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 1915.
4. Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ. 1983, **38**, 454.
5. Pruisken A.M.M. Phys. Rev. B, 1985, **32**, 2636.
6. Kawaji S., Wakabayashi J. J. Phys. Soc. Jpn., 1987, **56**, 21.
7. Ando T. et al. Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 437.
8. Кравченко С.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 351.

9. *Englert T.* Lect. Notes in Phys., 1983, **177**, 87.
10. *Girvin S.M. et al.* Phys. Rev. B, 1982, **26**, 1651.
11. *Ando T.* Surf. Sci., 1986, **170**, 243.
12. *Бабкин А.В. и др.* ФТТ, 1987, **29**, 3288.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
метрологической службы

Поступила в редакцию
16 мая 1989 г.