

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Г. М. Гусев, З. Д. Квон

Обнаружено и исследовано отрицательное магнитосопротивление (ОМС) в пленках поликристаллического кремния, легированных фосфором до концентраций $10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Показано, что ОМС полностью описывается теорией квантовых поправок к проводимости. Изучено время релаксации фазы волновой функции в зависимости от температуры и толщины пленки и найдено, что оно обусловлено электрон-электронным столкновением при наличии примесей.

Отрицательное магнитосопротивление, обусловленное подавлением магнитным полем квантовых локализационных поправок к проводимости неупорядоченных электронных систем [1], к настоящему времени наблюдается в тонких пленках [2-5], двумерных электронных системах у поверхности полупроводников [6, 7], композитах металл-окисел металла [8] и в сильно легированных монокристаллических полупроводниках [9]. Однако глубина и общность явления ОМС такова, что его существование не должно ограничиваться перечисленными выше объектами, и их круг будет расширяться по мере исследования новых неупорядоченных Ферми-систем.

В данной работе обнаружено и исследовано ОМС в тонких поликристаллических пленках кремния, легированных фосфором до концентраций $N_p = 10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Основным преимуществом такой системы является возможность применения плазмохимического травления, позволяющего в широких пределах менять толщину и соответственно проводимость пленки при сохранении достаточной ее однородности.

Пленки поликристаллического кремния с исходной толщиной 600—700 Å наносились на термически окисленную пластину кремния пиролизом моносилана при 600 °С в реакторе пониженного давления. Затем они легировались фосфором термической диффузией из жидкого источника (PCl_3) при 970 °С. На основе этих пленок готовились холловские структуры, имеющие длину 1500 мкм, ширину 200 мкм и расстояние между потенциометрическими контактами 500 мкм. Измерения ЭДС Холла и магнитосопротивления проводились по мере стравливания пленок до толщины $d \approx 150 \text{ Å}$.

На рис. 1, а сплошными линиями показаны зависимости магнитопроводимости (МП) от магнитного поля для толщин пленки $d = 600 \pm 60 \text{ Å}$, $d = 550 \pm 50 \text{ Å}$ и $d = 200 \pm 50 \text{ Å}$ (толщина определялась по цвету пленки) для поля H_{\perp} , перпендикулярного поверхности. Видно, что МП положительно (т. е. магнитосопротивление отрицательно), а величина $\Delta \sigma_{\perp} = \sigma(H)_{\perp} - \sigma(0)$ больше для пленок с большей толщиной (σ — проводимость пленки квадратной формы). Кроме магнитосопротивления при магнитном поле, перпендикулярном поверхности, в данных образцах наблюдалось и продольное магнитосопротивление, т. е. изменение сопротивления при H_{\parallel} , направленном вдоль пленки. Продольная магнитопроводимость $\Delta \sigma_{\parallel}$

в зависимости от H_{\perp} показана на рис. 1, б. Видно, что поведение $\Delta\sigma_{\perp}$ отличается от поведения поперечной МП: при фиксированном значении поля (для $H < 2.6$ кГс) продольная магнитопроводимость меньше, чем поперечная, а с уменьшением толщины пленки уменьшается быстрее, чем $\Delta\sigma_{\perp}$. Отметим также, что скорость роста поперечной магнитопроводимости при увеличении H больше, и $\Delta\sigma_{\perp}$ раньше выходит на насыщение, чем $\Delta\sigma_{\parallel}$. Различие в поведении продольной и поперечной МП свидетельствует о том, что пленки являются двумерными по отношению к эффектам локализации, при этом $L_{\varphi} > d$ (1), где $L_{\varphi} = \sqrt{D\tau_{\varphi}}$, D — коэффициент диффузии, τ_{φ} — время релаксации фазы волновой функции.

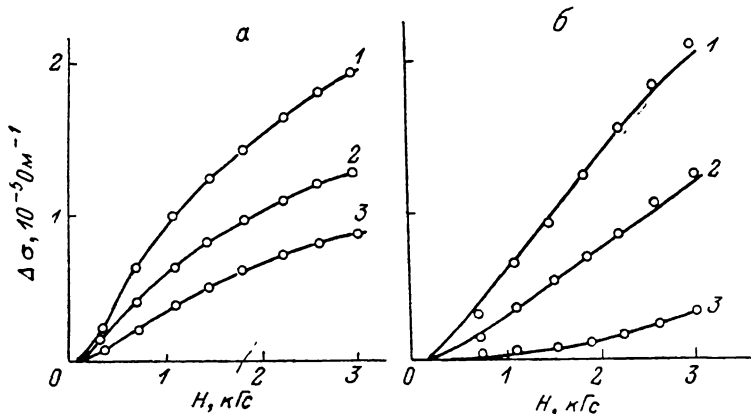


Рис. 1. Зависимость магнитопроводимости пленок от магнитного поля, перпендикулярного (а) и параллельного поверхности (б) для различных толщин d , Å: 1 — 600, 2 — 550, 3 — 200.

Сплошная линия — эксперимент, светлые кружки — формула (2) соответственно с параметрами $\alpha = 1, 0.63, 0.5$; L_{φ} (10^{-3} см) = 1.2, 1.25, 0.74. $T = 4.2$ К.

Как будет показано дальше, условие (1) действительно выполняется в данных экспериментах. Теория предсказывает для этого случая следующее выражение для магнитопроводимости [1, 10]

$$\left. \begin{aligned} \Delta\sigma_{\perp} &= \frac{\alpha e^2}{2\pi^2 \hbar} f(x), \quad f(x) = \ln x + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right), \\ \Delta\sigma_{\parallel} &= \frac{\alpha e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln(1 + y), \\ x &= \frac{4DeH}{\hbar c} \tau_{\varphi}, \quad y = \frac{eHd^2}{12\hbar c} x, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где α — коэффициент, равный 1 в случае многодолинных полупроводников, каким является кремний при $\tau_v \ll \tau_{\varphi}$, и количеству долин, т. е. шести при $\tau_v \gg \tau_{\varphi}$, где τ_v — время междолинной релаксации. Результат сопоставления формул (2) и экспериментальных зависимостей показан на рис. 1, а, б. Видно хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых. Отметим, что для продольной магнитопроводимости толщина пленки, которая служила подгоночным параметром, совпала в пределах ошибки измерений с величиной d , определенной по цвету пленок. Измеренная величина коэффициента α оказалась меньше 1, кроме того, наблюдалось некоторое уменьшение α от 0.90 ± 0.05 до 0.5 с уменьшением толщины пленок. Такое поведение α , возможно, связано с тем, что исследуемая система характеризуется не очень большими значениями параметра $k_F l = 2-3$ (k_F — фермиевский волновой вектор, l — длина свободного пробега), который имеет меньшее значение для более тонких пленок, характеризующихся наибольшим отклонением α от 1.

Таким образом, обнаруженное ОМС удовлетворительно описывается теорией квантовых поправок, обусловленных локализацией электронов.

Измерение температурных зависимостей магнитопроводимости и сравнение их с формулами (2) дает зависимость L_φ от T , которая показана на рис. 2, а для нескольких значений толщины пленки поликристаллического кремния. Видно, что L_φ растет с уменьшением температуры практически по корневому закону $L_\varphi^{-1} \sim \sqrt{T}$. Такая зависимость L_φ от T свидетельствует о том, что релаксация фазы волновой функции в пленках поликремния определяется электрон-электронными столкновениями с малой передачей импульса. В этом случае теория дает следующее выражение для времени [11]

$$\tau_\varphi^{-1} = \left(\frac{\pi k T}{\hbar} \right) \left(\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar^2} \right) \ln \left(\frac{\pi \hbar \tau}{e^2} \right). \quad (3)$$

Одной из основных задач данной работы является проверка этого соотношения, поскольку метод плазмохимического травления позволяет

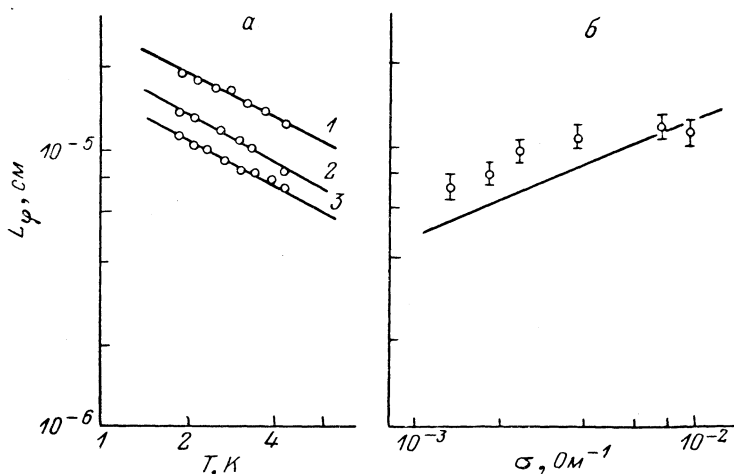


Рис. 2.

а — зависимость L_φ от температуры для пленок с различной толщиной; $d, \text{ \AA}$: 1 — 530, 2 — 330, 3 — 240. б — зависимость L_φ от проводимости пленки, $T=4.2 \text{ K}$.

изменять проводимость пленки практически на порядок при сохранении однородности концентрации и толщины. На рис. 2, б показана зависимость L_φ от проводимости σ при $T=4.2 \text{ K}$. Как видно из этого рисунка, при уменьшении проводимости пленок наблюдается слабое падение длины L_φ . Метод плазмохимического травления позволял уменьшать σ вплоть до $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$, однако при $\sigma < 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ в измерении ЭДС Холла и магнитосопротивления возникали аномалии, видимо, обусловленные проявлением неоднородностей параметров пленки. На рис. 2, б сплошной линией показана зависимость $L_\varphi(\sigma)$, рассчитанная из соотношения (3). Видно, что наблюдается удовлетворительное согласие теоретической и экспериментальных кривых. Коэффициент диффузии электронов, который необходимо знать при расчете L_φ , определялся из соотношения $D = \sigma / e N d$, N — плотность состояний на уровне Ферми.

Таким образом, благодаря использованию пленок поликристаллического кремния впервые оказалось возможным провести экспериментальную проверку соотношения (3) для времени релаксации фазы волновой функции электронов в пленках с двумерным характером локализации. До настоящего времени этот механизм релаксации фазы наблюдался только в инверсионных каналах на поверхности полупроводников [12, 13]. В широко исследованных металлических пленках, несмотря на имеющиеся попытки [14], подобный механизм релаксации не наблюдался, так как в этих системах оказался доминирующим другой механизм, связанный с рассеянием электронов на фононах.

В заключение авторы благодарят Б. И. Фомина и М. Р. Бакланова за помощь в изготовлении и травлении пленок, В. Н. Овсяка за поддержку данных исследований.

Л и т е р а т у р а

- [1] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 2, с. 768—783.
- [2] Bergmann G. Phys. Rev. B, 1982, vol. 25, N 4, p. 2937—2939.
- [3] Bergmann G. Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 48, N 15, p. 1046—1049.
- [4] Гершензон М. Е., Губанков В. И., Журавлев Ю. Е. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 6, с. 2348—2360.
- [5] Бутенко А. В., Бурштаб Е. И. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 3, с. 1053—1062.
- [6] Kawagushi Y., Kawaji S. Surf. Sci., 1981, vol. 113, N 1—3, p. 505—509.
- [7] Uren M. J., Davies R. A., Kaveh M., Pepper M. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1981, vol. 14, N 36, p. 5737—5762.
- [8] Ovadyahu Z., Imry Y. Phys. Rev. B, 1981, vol. 24, N 12, p. 7439—7442.
- [9] Rosenbaum T. F., Milligan R. F., Thomas G. A., Lee P. A., Ramakrishnan T. V., Bhatt R. N., DeConde K., Hess H., Perry T. Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 47, N 24, p. 1758—1761.
- [10] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 10, с. 515—518.
- [11] Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskiy D. E. J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982, vol. 15, N 36, p. 7367—7386.
- [12] Davies R. A., Pepper M. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1983, vol. 16, N 12, p. L353—L360.
- [13] Гусев Г. М., Квон З. Д., Овсяк В. Н. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 6, с. 2077—2088.
- [14] Peters R. P., Bergmann G. J. Phys. Soc. Japan, 1985, vol. 54, N 9, p. 3478—3487.

Институт физики
полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
29 мая 1987 г.