

АНИЗОТРОПИЯ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ n -Si

А.И.Климовская, О.В.Снитко, С.И.Кириллова

1. В теоретических работах [1–3] предлагаются различные механизмы анизотропии магнетосопротивления в тонких слоях полупроводников и металлов. Эти размерные эффекты можно наблюдать, когда толщины кристаллов d соизмеримы с длиной остывания ℓ_c и ларморовским радиусом r_H . Кроме того, возможен эффект, связанный с длиной свободного пробега ℓ_p , при наличии слоистой структуры образца (поверхность и объем с разными подвижностями). В работах [4] впервые наблюдалась анизотропия магнетосопротивления на пластинках Ge ($d > 2 \cdot 10^{-2}$ см) при комнатной температуре. Однако, эти результаты трудно объяснить вышеприведенными механизмами поскольку: 1) толщины образцов, по крайней мере на три порядка превосходили характеристические длины материала и 2) анизотропия магнетосопротивления была максимальна в отсутствии слоистой структуры образца.

В настоящей работе исследовалась анизотропия магнетосопротивления на тонких пластинках n = Si при низких температурах (20–77°K) и показана возможность существования размерного эффекта на длине остывания и длине свободного пробега. Образцы вырезались из монокристалла кремния так, что поверхность была ориентирована параллельно кристаллографической плоскости (100), а направление тока совпадало с направлением [010]. Поскольку в измерениях магнетосопротивления существенно наличие макрооднородности, то полученные результаты разделим на две группы: 1) результаты на однородных системах – изгиб зон у поверхности образца равен нулю или обедняющий; и 2) результаты на неоднородных системах – сильное обогащение на поверхности.

2. На однородных системах было обнаружено следующее: 1) Анизотропия магнетосопротивления существенно зависит от толщины образца. На рис. 1 представлены угловые зависимости поперечного магнетосопротивления в полярных координатах для образца толщиной $4,5 \cdot 10^{-2}$ см (кривая 1) и образца толщиной $4 \cdot 10^{-3}$ см (кривая 2) при температуре 30°K и напряженности магнитного поля 15000 гс. Из рисунка видно, что магнетосопротивление в магнитном поле параллельно плоскости образца $(\Delta\rho/\rho_0)_\parallel$ на 50% меньше магнетосопротивления в перпендикулярном

магнитном поле $(\Delta\rho/\rho_0)_\perp$, в то время как $(\Delta\rho/\rho_0)_\perp$ для тонкого и толстого образцов совпадают; 2) обнаружена зависимость магнетосопротивления от температуры. С ростом температуры от 20 до 77°K отношение магнетосопротивлений $(\Delta\rho/\rho_0)_\perp / (\Delta\rho/\rho_0)_\parallel$ уменьшается; 3) изменение напряженности магнитного поля в области $0 < \omega_H \tau \leq 3$, где ω_H — циклотронная частота, τ — время релаксации по импульсу, не приводит к существенному изменению анизотропии магнетосопротивления; 4) было обнаружено сильное влияние напряженности тянущего (греющего) электрического поля на магнетосопротивление. На рис. 2 показаны угловые зависимости поперечного магнетосопротивления для различных электрических полей. Видно, что с ростом напряженности поля возрастает степень анизотропии. При тянущих полях соответствующих области "перегиба" на вольт-амперных характеристиках магнетосопротивление становится отрицательным, а знак неравенства между $(\Delta\rho/\rho_0)_\perp$ и $(\Delta\rho/\rho_0)_\parallel$ изменяется на обратный (см. кривая 4 на рис. 2).

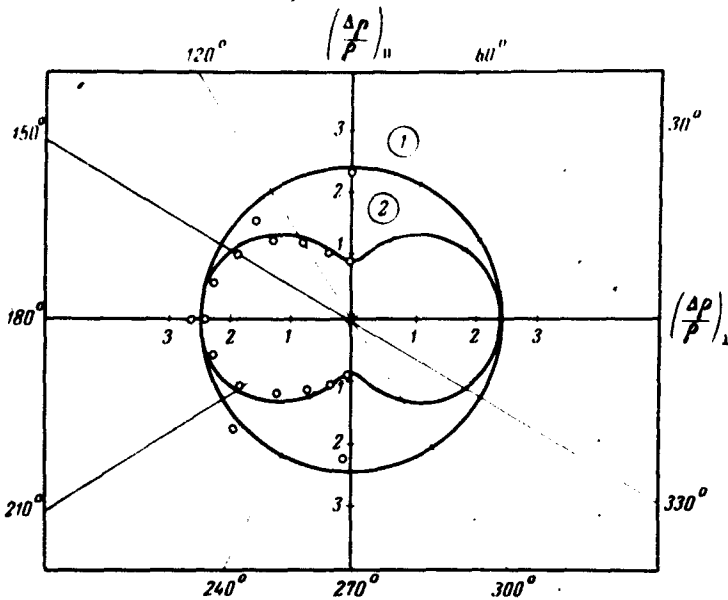


Рис. 1.

3. На неоднородных системах (сильное обогащение на поверхностях) степень анизотропии магнетосопротивления возросла. На рис. 3 представлены зависимости магнетосопротивления для двух обработок поверхности образца толщиной $8 \cdot 10^{-3}$ см при $T = 30^\circ\text{K}$ и $H = 15000$ гс: кривая 1 — на поверхности сильное обогащение, кривая 2 — поверхность обеднена основными носителями. Следует обратить внимание на то, что в неоднородных системах изменяется (относительно объемного значения) как $(\Delta\rho/\rho_0)_\parallel$, так и $(\Delta\rho/\rho_0)_\perp$.

4. Результаты, полученные на однородных системах могут быть объяснены явлением впервые предсказанным и рассчитанным для слабых электрических и магнитных полей Грибниковым и Мельниковым [1], а для греющих полей (однодолинная модель) и сильных магнитных в работе Бочкова и Гуревича [2]. Явление заключается в разделении носителей тока по энергии магнитным полем, лежащим в плоскости образца. Появляющийся в результате этого поперечный градиент температуры уменьшает обычное, объемное магнетосопротивление на образцах, толщины которых сравнимы с длиной остывания ℓ_ϵ , длиной, на которой носители тока теряют избыточную над тепловой энергию.

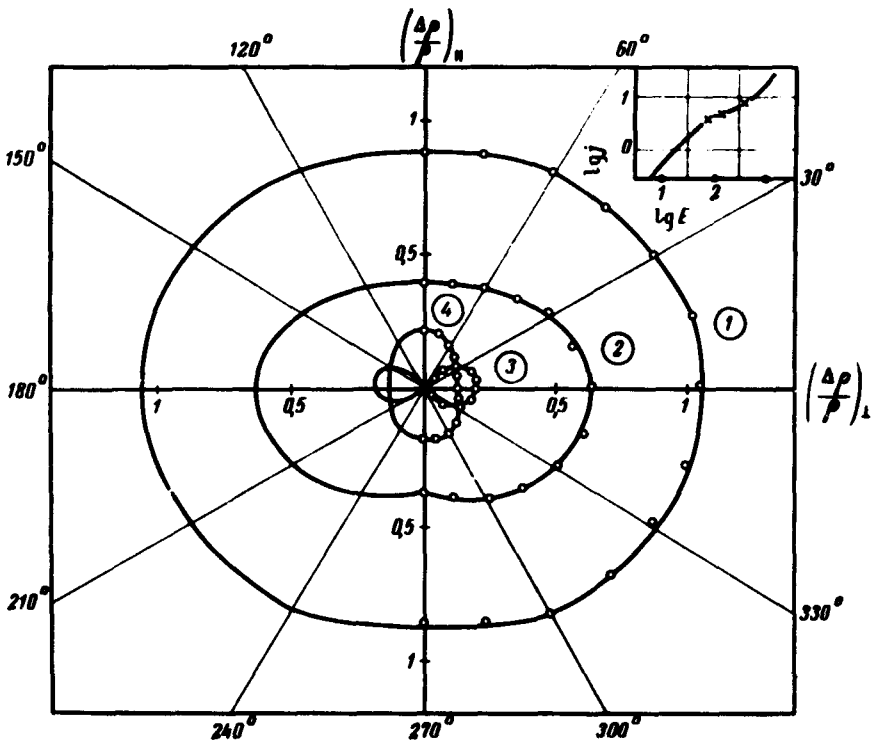


Рис. 2. Угловые зависимости поперечного магнетосопротивления для образца толщиной $8 \cdot 10^{-3}$ см, при $T = 77^\circ\text{K}$ при различных напряженностях тянущего электрического поля — 1, 2, 3, 4 соответствует полям 1, 83, 158, 334 в/см. В правом углу рисунка показана вольт-амперная характеристика образца, и на ней отмечены поля, соответствующие кривым 2–4

Длина остывания $n = \text{Si}$ при 77°K в области слабого нагрева носителей нами была измерена в [5], и составляет $5 \cdot 10^{-4}$ см. В предположении акустического механизма рассеяния энергии, что справедливо

для слабого разогрева и низких температур, можно рассчитать длину остывания для $T = 30^\circ\text{K}$, она оказывается равной $\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$ см. Таким образом, толщины образцов, на которых наблюдается анизотропия магнетосопротивления сравнимы с длиной остывания. Согласно [1] для акустического механизма рассеяния отношение изменений проводимости в магнитном поле $\Delta\sigma d_1(H) / \Delta\sigma d_2(H)$ для тонкой (толщины $d_1 = 1,3 \ell_c$) и толстой ($d_2 \gg \ell_c$) пластин равно 0,70. Значение, полученное из экспериментальных данных (см. рис. 1), равно 0,67, что находится в удовлетворительном согласии с теорией.

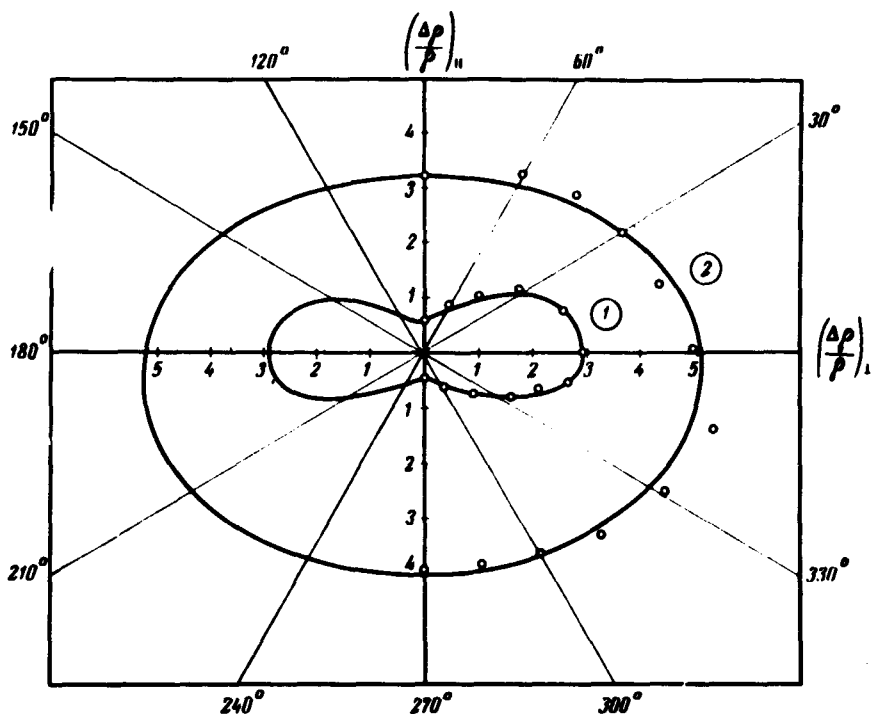


Рис. 3.

В работе [2] показано, что рост напряженности магнитного поля приводит к росту размерной добавки в магнетосопротивлении, так что в сильных магнитных полях эта добавка становится сравнимой с объемным магнетосопротивлением. Однако, возрастание магнитного поля уменьшает длину остывания, поэтому следует ожидать какой-то степени компенсации двух влияний на анизотропию магнетосопротивления. Экспериментально обнаружено слабое уменьшение анизотропии с ростом магнитного поля до полей $\omega_H \tau \approx 3$.

Рост напряженности греющего электрического поля уменьшает длину остывания, что должно приводить к уменьшению анизотропии магнетосопротивления. Однако, в многодолинном полупроводнике электрическое поле существенней влияет на междолинные переходы, так что уже небольшое изменение электронной температуры значительно перераспределяет носители в неэквивалентных долинах, усиливая анизотропию магнетосопротивления.

5. В неоднородных слоистых системах (обогащенный слой на поверхности с подвижностью отличной от объемной), очевидно должен иметь место эффект закорачивания холловских ЭДС разных слоев, — поверхность, объем, — в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоев. В результате суммарное холловское поле не будет компенсировать сил Лоренца ни в одном из слоев, что приведет к изменению магнетосопротивления в каждом из них. Действительно, эксперимент показывает изменение магнетосопротивления в перпендикулярном магнитном поле. Однако, наряду с этим наблюдается и изменение $(\Delta \rho / \rho_0)_{\parallel}$, что свидетельствует о существовании в слоистых системах и других эффектов. Одним из них может быть вышеописанный эффект Грибникова и Мельникова, а также другие, как например, рост подвижности носителей в магнитном поле в приповерхностном слое толщиной равной ларморовскому радиусу r_H — эффект подобный рассчитанному Песчанским и Азбелем [4].

Авторы считают своим долгом выразить благодарность за интерес к работе и полезные дискуссии Ф.Г.Бассу и З.С.Грибникову.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
15 декабря 1969 г.

Литература

- [1] З.С.Грибников, В.И.Мельников. ЖЭТФ, 51, 1909, 1966.
- [2] В.С.Бочков, Ю.Г.Гуревич. ФТТ, 11, 714, 1969.
- [3] В.Г.Песчанский, М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 55, 1980, 1968.
- [4] С.И.Ляшенко, Т.Н.Сытенко. УФЖ, 3, 64, 1958; Т.Н.Сытенко, О.Н.Кочель. ФТТ, 3, 1079, 1961.
- [5] А.И.Климовская, О.В.Снитко, В.И.Мельников. Доклады 9-ой Международной конференции по физике полупроводников, М., 1968 г.