

УДК 10.04.10

© 1992

МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ МИКРОКОНТАКТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ТИПА A^4B^6

Д. И. Брянов, Ю. В. Косичкин, И. М. Мельничук, В. Н. Мурзин,
А. Е. Свистов, Е. Г. Чижевский, А. П. Шотов

Проведены исследования сопротивления R_k микроконтактов $Au-Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xSe-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0.06$, $x = 0.23$) от величины магнитного поля H и его ориентации относительно кристаллографических осей полупроводника при температуре 4.2 К. В сильных магнитных полях обнаружено удвоение частоты следования экстремумов на угловых зависимостях R_k . Делается вывод, что это явление обусловлено анизотропией продольного магнетосопротивления полупроводника и эффектом формирования анизотропного (вытянутого вдоль H) распределения плотности тока в области микроконтакта.

Исследование микроконтактов (МК) между металлами позволило получить обширную информацию о поверхности Ферми и фононных спектрах металлов, промежуточном состоянии сверхпроводников и т. д. МК на основе узкощелевых полупроводников ранее практически не исследовались [1]. Между тем их изучение, так же как и МК на основе полуметаллов (см., например, [2]), представляет самостоятельный интерес. Благодаря существенно более низкой концентрации свободных носителей по сравнению с металлами (на 5–6 порядков) МК на основе узкощелевых полупроводников и полуметаллов обладают рядом специфических свойств [3].

1) Циклотронный радиус r_L в узкощелевых полупроводниках и полуметаллах в 30–100 раз меньше, чем в металлах в том же магнитном поле. Поэтому если в металлах он обычно существенно больше диаметра МК ($r_L \gg d$), то в узкощелевых полупроводниках и полуметаллах циклотронный радиус становится порядка диаметра МК уже в магнитных полях 1–20 кЭ.

2) Сопротивление МК на основе узкощелевых полупроводников и полуметаллов может в значительной степени определяться параметрами барьера Шоттки в области МК. Это, с одной стороны, усложняет физику микроконтактных явлений, а с другой — создает принципиальную возможность изучения свойств неравновесных горячих носителей и, как следствие, фононных спектров [2], глубоких уровней и т. п. в таких полупроводниках.

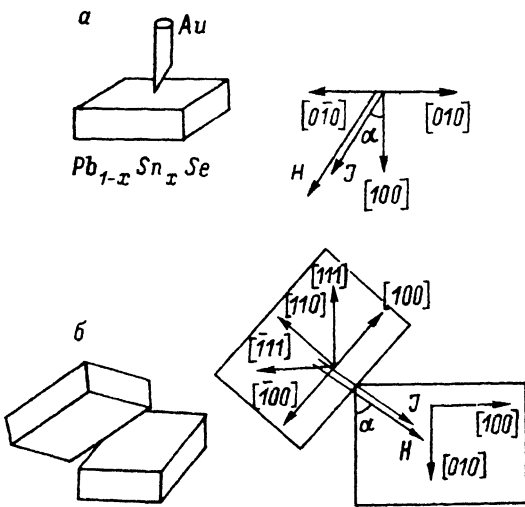
В данной работе представлены результаты изучения магнетосопротивления МК на основе $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ с диаметром 0.5–2 мкм.

1. Создание микроконтактов, образцы

Исследовались различные типы МК (рис. 1): 1) МК типа «металл—полупроводник», получаемый прижимом либо привариванием высоковольтным разрядом заостренной золотой проволоки к свежесколотой вдоль направления [100] поверхности монокристалла; 2) МК типа «полупроводник—полупроводник», получаемый прижимом ребер двух монокристаллов под прямым углом. Прижимные контакты фиксировались разведенным клеем БФ. Это позволяло существенно

Рис. 1. Схематическое изображение микроконтакта типа «металл—полупроводник» (а) и «полупроводник—полупроводник» (б).

а) Показаны кристаллографически эквивалентные направления в A^*B^* , а также направления магнитного поля и тока в области микроконтакта.



снизить влияние вибраций, что являлось принципиальным для регистрации угловых зависимостей магнетосопротивления.

Параметры использовавшихся монокристаллов представлены в таблице. Концентрация n , подвижность μ и длина свободного пробега l_v получены из измерений коэффициента Холла и проводимости при 4.2 К. МК обладали линейной (в первом приближении)

вольт-амперной характеристикой (до токов ~ 1 мА). Сопротивление прижимных МК, измеренное при токе 100 мкА по стандартной методике, составляло 10—300 Ом при 4.2 К и не зависело от расположения токовых и потенциальных контактов. Магнитное поле до 130 кЭ создавалось биттеровским соленоидом.

Параметры монокристаллов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, использовавшихся для создания микроконтактов

x	$n, \text{см}^{-3}$	$\mu, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$l_v, \text{см}$
0.06	$2.6 \cdot 10^{18}$	$4.2 \cdot 10^4$	$7.6 \cdot 10^{-5}$
0.23	$1.1 \cdot 10^{18}$	$6.2 \cdot 10^5$	$8.0 \cdot 10^{-4}$

2. Результаты измерений и их обсуждение

а) Зависимости сопротивления микроконтактов от магнитного поля при его ориентации вдоль оси контакта. На рис. 2 представлены типичные зависимости сопротивления микроконтактов R_k от напряженности магнитного поля H . В слабых полях ($H \leq 10$ кЭ) наблюдается квадратичный рост R_k , а затем, после участка с некоторыми особенностями при $H > 20 \div 40$ кЭ, R_k линейно зависит от магнитного поля. Ниже будет показано, что такая зависимость $R_k(H)$ обусловлена, по-видимому, эффектом анизотропного распределения плотности тока в области МК в сильных магнитных полях [3, 4].

Как уже отмечалось, в узкощелевых полупроводниках и полуметаллах в магнитных полях $H > 1 \div 20$ кЭ циклотронный радиус меньше диаметра МК (обычно реализуемое с использованием данной методики диаметры МК на других материалах [5] составляют 0.1—2 мкм). Теория магнетосопротивления МК с $r_L < d$ была развита для полуметаллов при ориентации магнитного поля вдоль оси контакта [3, 4]. Показано, что при $r_L \ll d$ на расстояниях порядка $L = (dl_v)/r_L$ (l_v — длина свободного пробега в области МК) от границы раздела ток течет преимущественно вдоль магнитного поля. При этом сопротивление МК должно возрастать линейно с увеличением H ($R_k \sim (dL)/r_L$). Именно такая зависимость и наблюдается экспериментально в полях $H \geq 30$ кЭ (рис. 2). Для произвольной величины магнитного поля [4]

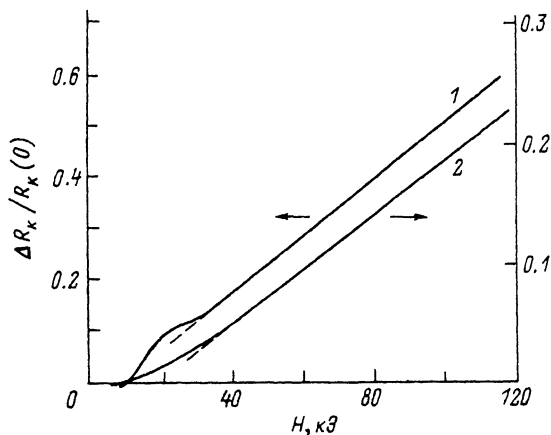


Рис. 2. Зависимость сопротивления $\Delta R_k/R_k(0) = (R_k(H) - R_k(0))/R_k(0)$ микроконтактов от магнитного поля.

1 — микроконтакт между $\text{Pb}_{0.94}\text{Sn}_{0.06}\text{Se}$ и прижатой золотой проволокой при $T = 4.2$ К, магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости контакта; 2 — микроконтакт между $\text{Pb}_{0.94}\text{Sn}_{0.06}\text{Se}$ и $\text{Pb}_{0.77}\text{Sn}_{0.23}\text{Se}$, прижатыми ребрами при $T = 4.2$ К.

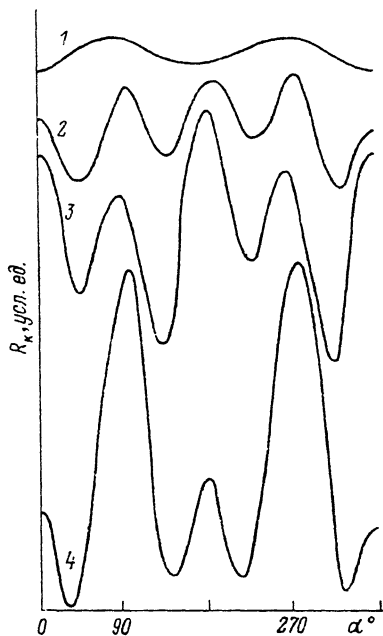


Рис. 3. Зависимость магнетосопротивления микроконтакта ($d = 1$ мкм) между $\text{Pb}_{0.94}\text{Sn}_{0.06}\text{Se}$ и прижатой золотой проволокой от угла α между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости контакта.

H , кЭ: 1 — 7, 2 — 60, 3 — 80, 4 — 110.

$$R_k(H) = (\rho/2d) (1 + (l_i/r_L)^2)^{1/2} + R_t, \quad (1)$$

где ρ — удельное сопротивление полупроводника; R_t — туннельная составляющая сопротивления МК, которая предполагалась не зависящей от H .

Обработка экспериментальных данных с использованием (1) позволяет оценить значения d и R_t , а для МК $\text{Au}-\text{A}^4\text{B}^6$ — также и l_i в полупроводнике. Определенные таким образом диаметры МК совпадают с диаметрами МК, получаемых тем же способом на металлах, и находятся в диапазоне 0.2—2 мкм. Значения l_i с точностью 30% совпадают с объемной длиной свободного пробега l_v (см. таблицу).

Отношение «объемной» к туннельной составляющей сопротивления МК $\gamma = (\rho/2d)/R_t = 0.01 \div 0.05$. Таким образом, туннельная составляющая вносит существенно больший вклад в сопротивление изучаемых МК по сравнению с микроконтактами $\text{Cu}-\text{Bi}$, где $\gamma \sim 0.5$ [2]. В ряде случаев под воздействием внешних вибраций наблюдалось скачкообразное изменение R_t и γ (до одного порядка) при слабом (~20%) изменении d . Поэтому величина туннельной составляющей сопротивления МК, по-видимому, определяется не барьером Шоттки, а наличием вблизи поверхности полупроводника нарушенного слоя с повышенной концентрацией дефектов, обеспечивающей [6] возникновение сильных флуктуаций дна зоны проводимости в этом слое.

Наблюдаемые на некоторых МК немонотонности в поведении $R_k(H)$ в полях ~20 кЭ подробно не исследовались и связаны, вероятно, с неоднородным распределением дефектов вблизи поверхности A^4B^6 .

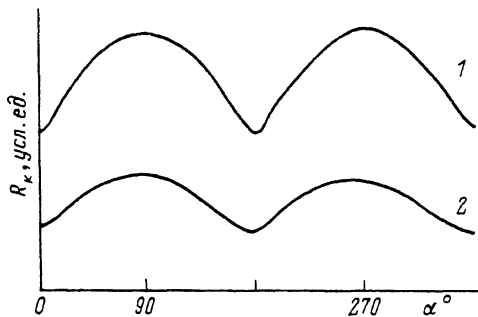


Рис. 4. Зависимость магнетосопротивления микроконтакта ($d \approx 30$ мкм) между $\text{Pb}_{0.94}\text{Sn}_{0.06}\text{Se}$ и приваренной золотой проволокой от угла α между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости контакта.

H , кЭ: 1 — 110, 2 — 60.

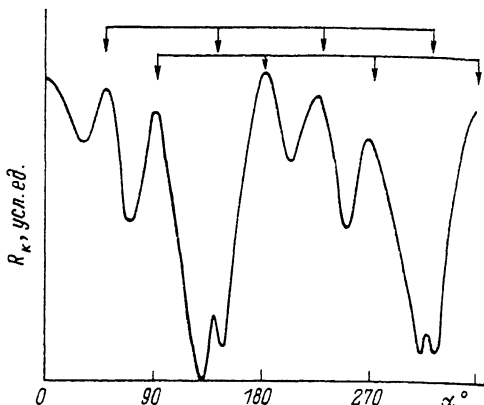


Рис. 5. Угловая зависимость магнетосопротивления микроконтакта между $\text{Pb}_{0.94}\text{Sn}_{0.06}\text{Se}$ и $\text{Pb}_{0.77}\text{Sn}_{0.23}\text{Se}$, прижатými ребрами.

$H = 110$ кЭ, $T = 4.2$ К.

б) Угловые зависимости магнетосопротивления микроконтактов. Количественная теория магнетосопротивления МК для произвольной ориентации H относительно оси МК и кристаллографических осей полупроводника отсутствует. Однако следует ожидать, что в этом случае в сильных магнитных полях ток в области МК будет по-прежнему распространяться вдоль H . Это должно проявиться прежде всего на угловых зависимостях магнетосопротивления МК.

На рис. 3 представлена зависимость магнетосопротивления МК $\text{Au}-\text{A}^4\text{B}^6$ с диаметром $d \sim 1$ мкм от угла α между направлением магнитного поля и осью контакта. В слабом магнитном поле ($H \leq 10$ кЭ, $r_L \geq d$) эта зависимость имеет период 180° и легко объяснима. Действительно, если в области МК ток I распространяется преимущественно вдоль его оси, то увеличение магнетосопротивления МК при изменении угла α между I и H от 0 до 90° фактически соответствует переходу от продольного магнетосопротивления к поперечному.

При увеличении магнитного поля характер угловых зависимостей магнетосопротивления в МК малого диаметра существенно изменяется (рис. 3): частота следования экстремумов на зависимостях $R_k(\alpha)$ удваивается.

Обнаруженное явление может быть объяснено на основании предположения о том, что в сильном магнитном поле ($r_L \ll d$) в окрестности МК ток течет преимущественно вдоль H не только при $\alpha = 0$ [3], но и при произвольном направлении магнитного поля относительно оси МК. В этом случае зависимость $R_k(\alpha)$ определяется изменением продольного магнетосопротивления при варьировании направления преимущественного распространения тока в области МК относительно кристаллографических осей полупроводника (рис. 4). Поскольку направления магнитного поля, соответствующие $\alpha = 0$ и $\alpha = 90^\circ$, с кристаллографической точки зрения эквивалентны, то период следования максимумов на зависимостях $R_k(\alpha)$ должен составлять 90° . При вращении тока в плоскости $\{100\}$ продольное магнетосопротивление в A^4B^6 [7] имеет максимум при $\text{II} \parallel [100]$ и минимум при $\text{III} \parallel [100]$, что и наблюдалось экспериментально (рис. 3). Используя результаты работы [7], можно получить оценку амплитуды изменения R_k при изменении α

$$R_k(0) - R_k(90^\circ) = (l_i \rho) / (2dr_L) ((k-1)/(k+2))^2, \quad (2)$$

где k — коэффициент анизотропии эффективных масс, который для $Pb_{0.94}Se_{0.06}$ равен ≈ 1.6 [8]. Полученная таким образом амплитуда изменения $R_k(\alpha)$ примерно в два раза меньше наблюдавшейся экспериментально, что является удовлетворительным согласием для столь грубой оценки.

Изложенная интерпретация подкрепляется также следующим.

1) Вывод о том, что сопротивление МК определяется областью полупроводника, в которой ток течет преимущественно вдоль направления магнитного поля [3], правомерен лишь в том случае, когда характерная длина этой области $L = (dl_i)/r_L$ много меньше размера монокристалла A^4B^6 (~ 1 мм). Поскольку $l_i/r_L = 40 \div 50$ при $H = 100$ кЭ, то обусловленные анизотропией продольного магнетосопротивления максимумы на зависимостях $R_k(\alpha)$ должны быть расположены через 90° лишь для МК с $d \ll 20$ мкм (рис. 3). Для МК с диаметром $d \approx 30$ мкм на зависимостях $R_k(\alpha)$ наблюдается 180° -периодичность (рис. 1).

2) С увеличением магнитного поля для $\alpha = 90^\circ$ и 270° увеличивается плотность тока, текущего вдоль поверхности полупроводника, что благодаря усилению рассеяния электронов на поверхности и приповерхностных дефектах приводит к наблюдаемому росту соответствующих максимумов на $R_k(\alpha)$ (рис. 3).

3) Продольные и поперечные осцилляции Шубникова—де Гааза на объемных монокристаллах, из которых изготавливались МК (см. таблицу), надежно регистрировались. Однако осцилляции Шубникова—де Гааза на исследуемых МК обнаружены не были (их амплитуда в поле 100 кЭ менее 0.5% от величины R_k). В рамках данной интерпретации это представляется вполне естественным, поскольку более 90% сопротивления МК определяется его туннельной составляющей и вне зависимости от ориентации магнитного поля относительно оси МК на $R_k(H)$ могут проявляться лишь продольные осцилляции магнетосопротивления, амплитуда которых на два порядка меньше амплитуды поперечных.

4) На рис. 5 представлена зависимость $R_k(\alpha)$ при $H = 110$ кЭ в МК типа «полупроводник—полупроводник», а на рис. 1 — расположение кристаллографических осей в монокристаллах, образующих МК. Наблюдаются две сдвинутые относительно друг друга серии максимумов на $R_k(\alpha)$ с периодом 90° , соответствующие, вероятно, двум монокристаллам, образующим МК. Если для левого образца (рис. 1) ситуация аналогична рассматриваемой выше (так как $\rho(\parallel[111]) < \rho(\parallel[110]) < \rho(\parallel[100])$), то для правого образца имеется диапазон изменения углов α , когда ток течет преимущественно вдоль поверхности этого образца (рис. 1). Однако максимумы на зависимости $R_k(\alpha)$ наблюдаются при H , строго параллельном граням образца, поскольку при его отклонении должно резко возрастать число незеркальных отражений электронов от поверхности образца, выводящих их из области концентрации тока вдоль поверхности.

Таким образом, изучение угловых зависимостей магнетосопротивления МК на основе полупроводников типа A^4B^6 позволяет исследовать продольное магнетосопротивление приповерхностной области полупроводника с характерным размером ≤ 10 мкм. Кроме того, это дает возможность исследовать анизотропию продольного магнетосопротивления на одном образце в отличие от обычной методики, требующей вырезания ряда образцов, вытянутых вдоль различных кристаллографических направлений.

Список литературы

- [1] Бобров Н. Л., Рыбальченко Л. Ф., Фисун В. В., Янсон И. К., Миронов О. А., Чистяков С. В., Зорченко В. В., Сипатов Ф. Ю., Федоренко А. И. // ФИГ. 1990. Т. 16. № 3. С. 1531—1558.
- [2] Асс Е. И., Грибов Н. Н., Кошкин И. В., Москалец М. В. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 2. С. 1044—1050.
- [3] Богачек Э. Н., Кулик И. О., Шехтер Р. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 930—984.
- [4] Шаврин Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. № 1. С. 287—293.
- [5] Москалец М. В., Шехтер Р. И. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 1. С. 195—211.

[6] Каширская Л. М., Кучеренко И. В., Свистов А. Е. // 1989. Т. 23. С. 742—744.

[7] Чуенков В. А. // ФТП. 1974. Т. 8. № 7. С. 861—868.

[8] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. // Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbTe. М.: Наука, 1968.

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
Москва

Поступило в Редакцию
9 апреля 1992 г.
