

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ $\delta$ -ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЕВ GaAs

М. В. Буданцев, З. Д. Квон, А. Г. Погосов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия  
(Получена 26.02.1992. Принята к печати 4.03.1992)

Экспериментально исследовано продольное отрицательное магнитосопротивление (ПОМС) в  $\delta$ -легированных GaAs. Сравнение экспериментальных результатов с имеющимися теориями показало, что ПОМС в этих структурах объясняется теорией слабой локализации, учитывающей межподзонные переходы в продольном магнитном поле.

*Введение.* Открытие в 1979 г. поправок к проводимости, связанных с квантовыми интерференционными эффектами, вызвало дополнительный интерес к исследованию двумерных и квазидвумерных систем, в которых эти эффекты проявляются наиболее ярко. Одним из интереснейших проявлений квантовых интерференционных эффектов является отрицательное магнитосопротивление (ОМС), количественная теория которого построена в [1]. В рамках этой теории ОМС объясняется тем, что поток магнитного поля, пронизывая самопересекающиеся траектории носителя, разрушает интерференцию на этих траекториях, что приводит к подавлению квантовых поправок к проводимости, имеющих отрицательный знак. Следует отметить, что квантовые поправки к проводимости имеют фундаментальный характер, и связанное с ними ОМС наблюдалось в различных проводниках, причем как двумерных, так и трехмерных [2-4]. Однако между этими двумя случаями имеется существенное различие. В трехмерном проводнике ОМС не зависит от направления магнитного поля, так как самопересекающиеся траектории ориентированы хаотически и всегда находятся такие, которые пронизаны ненулевым магнитным потоком. В двумерном же проводнике все траектории лежат в одной плоскости, поэтому ненулевой поток через самопересекающуюся траекторию может создать лишь нормальная к плоскости компонента магнитного поля. Из этого следует, что в случае, когда магнитное поле лежит в плоскости двумерной системы, ОМС должно отсутствовать. Однако ОМС в магнитном поле, параллельном двумерной пленке, — так называемое продольное отрицательное магнитосопротивление (ПОМС) — экспериментально наблюдалось и в гетеропереходах [4], и в кремниевых МОП транзисторах [5]. Ранее мы сообщали об экспериментальном исследовании ПОМС и в  $\delta$ -легированных слоях GaAs [6]. Однако в [6] не было проведено детального сравнения поведения ПОМС с имеющимися теориями.

В литературе описано два механизма, приводящих к появлению ПОМС. Первый из них, предложенный В. Фалько [7], связан с межподзонными переходами в магнитном поле, второй описан в работе [8] и основан на предположении о неровностях плоскости двумерного газа.

В задачу настоящей работы входили экспериментальное изучение ПОМС в  $\delta$ -слоях GaAs и сопоставление его результатов с двумя этими теориями.

Остановимся подробнее на двух теоретических моделях ПОМС. Отметим, что речь идет о тонких пленках, где движение носителей в одном из направлений (вдоль оси  $z$ ) квантовано, так что потенциал носителя представляет собой квантовую яму, заполненную подзонами размерного квантования. В нашем случае уровень Ферми лежит выше второй подзоны. Носители могут свободно двигаться вдоль плоскости  $xy$ , при этом их подвижность определяется рассеянием на хаотически расположенных атомах примеси. Магнитное поле приложено вдоль пленки, т. е. лежит в плоскости  $xy$ .

1. В работе В. Фалько показывается, что в такой системе должно существовать ПОМС. Оно связано с тем, что магнитное поле смешивает движение носителей вдоль и поперек пленки, в то время как при нулевом или поперечном поле эти движения независимы и носители можно считать двумерными. Кроме того, атомы примеси расположены хаотически, а следовательно, несимметрично относительно плоскости пленки. Эти два обстоятельства приводят к тому, что в борновской амплитуде рассеяния появляется дополнительное слагаемое, пропорциональное магнитному полю  $H$ . Феноменологически оно связано с одновременным нарушением двух симметрий в системе: симметрии по отношению к обращению времени из-за магнитного поля и инверсионной симметрии из-за асимметричного расположения примеси. Качественно можно говорить о межподзонном рассеянии, которое в магнитном поле происходит со смещением электронной плотности вдоль оси  $z$ . Поскольку фаза, приобретаемая волновой функцией носителя, тоже пропорциональна  $H$ , время релаксации фазы волновой функции в продольном магнитном поле  $\tau_H \propto H^{-2}$ :

$$\tau_H^{-1} \approx \left( \frac{p_f d}{h} \right) (H d^2 / \Phi_0)^2 \tau^{-1}, \quad (1)$$

где  $d$  — средняя ширина электронного слоя,  $p_f$  — фермиевский импульс,  $\tau$  — время релаксации импульса,  $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$  — квант магнитного потока. Это означает, что в квантовой поправке к проводимости  $\delta\sigma(0)$ , соответствующей нулевому магнитному полю,  $\tau_\varphi$  нужно заменить на  $\tau_H$ . Тогда для ПОМС получим

$$\Delta\sigma_z = \delta\sigma(H) - \delta\sigma(0) = (e^2/h) \ln(1 + \tau_\varphi/\tau_H), \quad (2)$$

или в случае слабых магнитных полей ( $\tau_H \gg \tau_\varphi$ )

$$\Delta\sigma_z = (e^2/h) \tau_\varphi / \tau_H = K_\Phi(d) \tau_\varphi H^2, \quad (3)$$

где  $K_\Phi(d)$  — константа, зависящая от средней ширины электронного слоя.

2. Модель, предложенная Уилером в работе [8], объясняет ПОМС в предположении, что плоскость двумерного газа имеет крупномасштабные неровности (рис. 1). Таким образом, носитель, следуя этим неровностям, на отдельных участках двигается так, что имеется ненулевая компонента магнитного поля, перпендикулярная его движению. Если эти участки достаточно велики, т. е. характерный масштаб неровностей  $L > l_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$  ( $D$  — коэффициент диффузии), то влияние магнитного поля на отдельных участках не усредняется, что приводит к появлению ПОМС:

$$\Delta\sigma_z = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln(1 + \tau_\varphi/\tau_H),$$

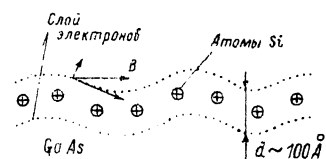
где

$$\tau_H^{-1} = 4D \frac{e^2}{c^2 \hbar^2} \langle \delta z_{\text{нр}}^2 \rangle H^2,$$

т. е.

$$\Delta\sigma_z = K_y \langle \delta z_{\text{нр}}^2 \rangle \tau_\varphi H^2, \quad (4)$$

Рис. 1. Схематическое изображение неровностей плоскости двумерного электронного газа в  $\delta$ -легированном слое GaAs.



где  $K_y$  — коэффициент, пропорциональный параметру  $\langle \delta z^2_{\text{нер}} \rangle$ .

Следует отметить, что, несмотря на схожесть формул (3) и (4), между ними имеется существенное отличие. Согласно формуле (3),  $\Delta\sigma_z$  зависит от формы потенциальной ямы, в которой движутся носители (параметр  $d$ ), в то время как, согласно модели Уилера, изменение потенциала  $V(z)$  никак не сказывается на величине  $\Delta\sigma_z$  при условии, что  $\langle \delta z^2_{\text{нер}} \rangle$  остается неизменным.

## Эксперимент

В работе были исследованы  $\delta$ -легированные слои GaAs с концентрацией  $N_s = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $3000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Экспериментально измерялась диагональная компонента сопротивления в магнитном поле, направленном как перпендикулярно, так и параллельно двумерному газу. Измерения проводились при температуре 4.2 К в диапазоне магнитных полей до 0.25 Т. С целью изменения формы  $V$ -образного потенциала  $\delta$ -слоя в экспериментах осуществлялась подсветка образца арсенид-галлиевым светодиодом. Форма потенциала до и после подсветки, а также положения квантовых подзон и распределение плотности электронного заряда  $\rho_z$  показаны на рис. 2. Данные на рис. 2 получены с помощью численного самосогласованного расчета. В расчете предполагалось, что в образце имеется поверхностное электрическое поле  $\mathcal{E} = 10^4 \text{ В/см}$ , связанное с закреплением уровня Ферми на границе GaAs. В результате подсветки это поле уменьшается до нуля вследствие экранировки неравновесными носителями заряда. Это и является причиной изменения формы  $V$ -образного потенциала на рис. 2. Из рисунка видно, что после подсветки начинается заполнение третьей квантовой подзоны, кроме того, после подсветки увеличивается средняя ширина электронного слоя.

Результаты измерений магнитосопротивления до и после подсветки представлены на рис. 3, а, б. Поведение ОМС (рис. 3, а) не отличалось от предшествующих измерений и хорошо описывается теорией слабой локализации. Это позволило нам экспериментально определить время релаксации фазы волновой функции электрона в наших структурах:  $\tau_\phi = 1.2 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ . Экспериментальная зависимость величины ПОМС от магнитного поля (рис. 3, б) отвечает формуле  $\Delta\sigma_z = K\tau_\phi B^2$ , т. е. в исследуемом диапазоне магнитных полей (до 0.25 Т) ПОМС квадратично

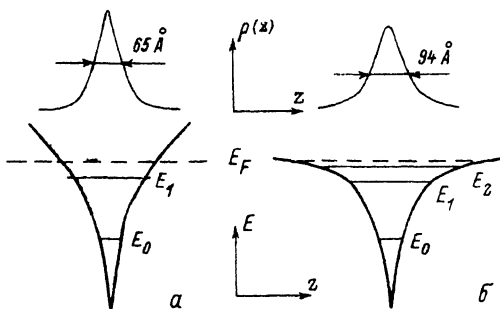


Рис. 2. Форма  $V$ -образного потенциала и распределение электронного заряда в  $\delta$ -легированной области, а также положения квантовых подзон, полученные с помощью численного самосогласованного расчета. а — для образца до подсветки, б — при подсветке.

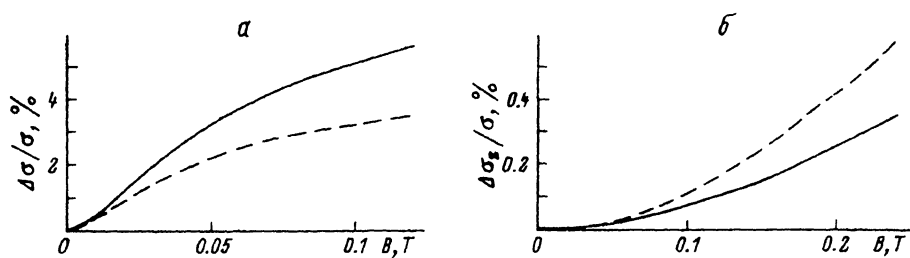


Рис. 3. Экспериментальные зависимости поперечного (а) и продольного (б) отрицательного магнетосопротивления от магнитного поля. Сплошные линии — образец до подсветки, штриховые — освещенный образец.

по магнитному полю. Коэффициент  $K$  принимал значения соответственно до и после подсветки  $2.0 \cdot 10^6$  и  $5.5 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{Т}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

### Обсуждение

Если предположить, что ПОМС в наших структурах связано с крупномасштабными неровностями плоскости двумерного электронного газа в  $\delta$ -слое (рис. 1), и воспользоваться соответственно для ПОМС соотношением (4), то можно оценить величину этих флуктуаций. Прделав такую оценку величины  $\langle \delta z^2_{\text{нер}} \rangle$ , используя экспериментально измеренные значения ПОМС до и после подсветки, мы получили различные значения  $\langle \delta z^2_{\text{нер}} \rangle^{1/2}$ : до подсветки — 18, а после — 28 Å. Однако очевидно, что величина  $\langle \delta z^2_{\text{нер}} \rangle$  не может быть изменена в процессе освещения образца. Следовательно, такие крупномасштабные неровности в  $\delta$ -легированных слоях GaAs не наблюдаются.

Если предположить, что ПОМС в наших образцах обусловлено межподзонами переходами в магнитном поле, т. е. объясняется моделью [7], то по соотношениям (1)–(3) можно оценить отношение средней ширины электронного слоя после подсветки  $d_{\text{осв}}$  к ее значению до подсветки  $d_0$ . Это отношение можно независимо определить с помощью численного самосогласованного расчета зонного спектра  $\delta$ -слоя, результаты которого представлены на рис. 2. Экспериментальные оценки по соотношениям (1)–(3) дают  $d_{\text{осв}}/d_0 = 1.3$ . Согласие этих данных с расчетным значением  $d_{\text{осв}}/d_0 = 1.4$  позволяет сделать вывод о том, что ПОМС в  $\delta$ -легированных слоях GaAs объясняется теорией слабой локализации, учитывающей межподзональные переходы в продольном магнитном поле. Некоторое расхождение полученных значений может быть связано с тем, что соотношения (1)–(3) дают лишь приближенную оценку величины ПОМС.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Л. Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, 81, 768 (1981).
- [2] Y. Kawagushi, S. Kawaji. Surf. Sci., 113, 505 (1980).
- [3] Ю. С. Зинчик, С. В. Козырев, Т. А. Полянская. Письма ЖЭТФ, 33, 278 (1981).
- [4] T. F. Rosenbaum, R. F. Milligan, J. A. Thomas et al. Phys. Rev. Lett., 47, 1758 (1981).
- [5] B. J. F. Lin, M. A. Paalanen, A. C. Gossard, D. C. Tsui. Phys. Rev. B, 29, 927 (1984).
- [6] Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Д. И. Лубышев, В. П. Мигаль, А. Г. Пороков. ФТП, 25, 601 (1991)
- [7] V. I. Fal'ko. J. Phys. Cond. Matter., 2, 37 (1990).
- [8] P. M. Mensz, R. G. Wheeler. Phys. Rev. B, 35, 2844 (1987).