

СИЛЬНОЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ
ЭЛЕКТРОННОГО ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ
В ОБЛАСТИ АКТИВАЦИОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ

С.Г.Семенчинский

Обнаружено экспоненциальное положительное магнитосопротивление инверсионного электронного слоя на поверхности кремния в области активационной проводимости. В поле 70 кЭ сопротивление возрастает на порядок (при температурах 1,2 \div 4,2 К).

Известно, что при поверхностной плотности носителей n_S ниже некоторого порогового значения $n_{\text{пор}}$, называемого порогом подвижности, и не слишком низких температурах удельное сопротивление ρ инверсионного электронного слоя на поверхности кремния экспоненциально возрастает с понижением температуры. Проводимость в этом случае связана с термической активацией электронов на более высокие энергетические уровни. По этой причине область концентрации $n_S < n_{\text{пор}}$ принято называть областью активационной проводимости. Зависимость ρ при $n_S \lesssim n_{\text{пор}}$ от магнитного поля H , перпендикулярного плоскости слоя, исследовалась во многих работах. Изменение ρ под действием магнитных полей до $H \sim 100$ кЭ было невелико – до 10 % и, в зависимости от различных условий, оказывалось положитель-

ным¹ или отрицательным². В этих экспериментах изучались электронные слои в МОП-структурах с максимальной подвижностью носителей $\mu_{max} \lesssim 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Технологический прогресс в области изготовления МОП-структур сделал сейчас доступным для физических исследований образцы с подвижностями в 2÷3 раза большими³. Описанные ниже эксперименты показали, что в таких образцах зависимость $\rho(H)$ при $n_S \lesssim n_{\text{пор}}$ значительно сильнее.

Эксперименты проводились с МОП-структурами на поверхности (001) кремния *p*-типа с удельным сопротивлением 20 Ом·см при комнатной температуре. Размеры канала $5 \times 0,8 \text{ мм}^2$, $\mu_{max} = 3,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T = 1,2 \text{ К}$, емкость $C = 700 \text{ пФ}$. Удельное сопротивление определялось по падению напряжения между потенциальными контактами, расположенными по одну сторону канала и из измерений постоянной времени τ заряда МОП-структуры. Величина тока I между истоком и стоком в первом случае выбиралась из условия

$$RI \ll V_g , \quad (1)$$

где R – сопротивление между истоком и стоком, а V_g – затворное напряжение. Это соотношение обеспечивает однородную концентрацию электронов в канале и позволяет не учитывать зависимость n_S/I . Для наших образцов $R = 6,25\rho$. Чтобы удовлетворить условию (1) вплоть до $\rho \approx 10^6 \text{ Ом}/\square$, было выбрано значение $I = 10 \text{ нА}$. Для улучшения отношения сигнала к шуму при столь малых токах измерения проводились на переменном токе частотой в 63 Гц. Из измерений ρ без магнитного поля было установлено, что $n_{\text{пор}} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При этой концентрации $\rho = 3 \cdot 10^4 \text{ Ом}/\square$.

Значение ρ экспоненциально возрастает при уменьшении n_S , увеличиваясь (при $T = 4,2 \text{ К}$) в 30 раз при уменьшении n_S на 10^{10} см^{-2} . При понижении температуры эта зависимость становится еще круче. Столь быстрый рост сопротивления ограничивает область концентраций, где ρ поддается измерению описанным способом, значениями $n_S \gtrsim 1,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Влияние H на ρ при меньших концентрациях $n_S = 1,2 \div 1,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ можно определить по изменению постоянной времени $\tau \propto C\rho$ заряда емкости C канал-затвор под влиянием магнитного поля при $I = 0$. Постоянная времени τ может быть определена по отставанию изменения заряда $Q = en_S S$ МОП-структуры от равновесного значения $Q = CV_g$ при изменении V_g (S – площадь канала). Для этого необходимо измерять Q независимо от V_g . В данной работе изменение Q при изменении V_g определялось, как интеграл по времени от тока заряда затвора МОП-структуры, аналогично тому, как это делалось в⁴. При этом V_g изменялось со скоростью $0,1 \text{ В} \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне $0 \div 3 \text{ В}$. Зависимости $n_S(V_g) = Q(V_g)/(Se)$, определенные таким образом, приведены на рис. 1. Установить абсолютное значение n_S в исследуемой области позволяет то, что n_S при $V_g > 2 \text{ В}$ известно из эффекта Шубникова – де Гааза. Гистерезис в области малых V_g обусловлен постоянной времени τ , и позволяет оценить ρ , по крайней мере, в области, где n_S не слишком сильно отличается от равновесного значения для данного V_g и изменение распределения заряда в канале можно считать малым. Это соответствует значениям $\rho \sim 10^8 \text{ Ом}/\square$.

На рис. 2 представлена зависимость отношения $\rho(70 \text{ кЭ})/\rho(0)$ от n_S . В диапазоне $1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} < n_S \lesssim 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ это отношение остается примерно постоянным и не зависит от температуры. Зависимость $\rho(H)$ имеет экспоненциальный характер (рис. 3). Следует отметить также то, что при $V_g = 0$ в канале остается некоторая остаточная плотность заряда n_0 (см. рис. 1). Эта концентрация не уменьшается сколь-нибудь существенно за время, измеряемые десятками минут, откуда следует, что в этой области $\rho \gtrsim 10^{12} \text{ Ом}/\square$. Так как n_0 зависит от H , то можно сделать вывод о том, что обнаруженный эффект имеет место и при столь больших значениях ρ .

Наиболее вероятной причиной экспоненциальной зависимости ρ от H , по мнению автора, является механизм, аналогичный механизму гигантского положительного магнитосопротивления в легированных полупроводниках^{5, 6}. Это означает, что при концентрациях носителей $n_S \lesssim 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ проводимость имеет прыжковый характер, а магнитное поле изменяет

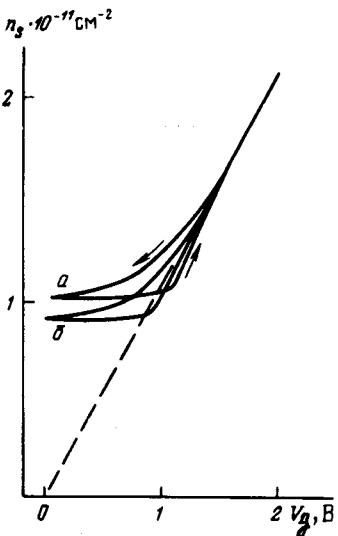


Рис. 1

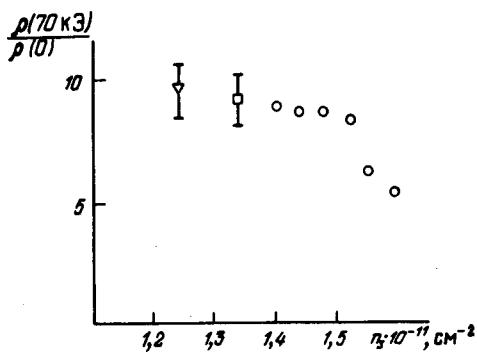


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости концентрации носителей n_s в канале от напряжения затвора V_g при $H = 70$ кЭ (а) и $H = 0$ (б)

Рис. 2. Зависимость относительного магнитосопротивления от n_s . Обозначения: \circ — по измерениям падения напряжения при токе 10 нА на частоте 63 Гц, при $T = 4,2$ К, ∇ — по измерениям τ , при $T = 4,2$ К, \square — то же при $T = 1,2$ К

Рис. 3. Зависимость относительного магнитосопротивления от магнитного поля H . Обозначения как на рис. 2

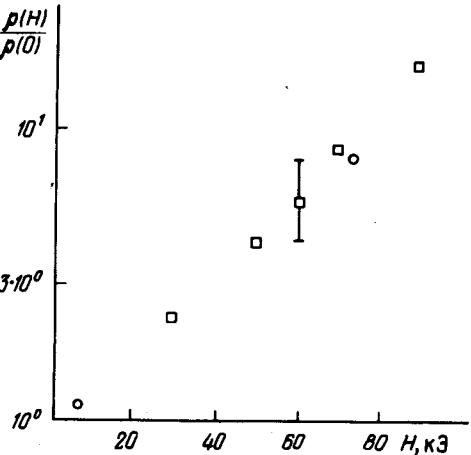


Рис. 3

вероятность прыжка, уменьшая перекрытие волновых функций электронов. В этом случае дальнейшее изучение описанного эффекта может дать сведения о характере локализующего потенциала, расстоянии между центрами локализации и т. д. Однако не следует исключать и такую причину увеличения числа локализованных носителей, как вигнеровская кристаллизация в магнитном поле. Как известно, магнитное поле может увеличивать область существования кристалла, отодвигая границу холодного плавления в сторону больших n_s , что могло бы в конечном итоге привести к эффектам, подобным описанным выше.

Автор благодарен И.Я.Краснополину, В.М.Пудалову, В.С.Эдельману за полезные обсуждения.

Литература

1. Pollit S., Pepper M., Adkins C.J. Surf. Science, 1976, **58**, 79.
2. Kawai S. In: "Recent Topics in the Semiconductor Physics", World Scientific Publication Co., Singapore, 1983.
3. Верников М.А., Пазинич Л.М., Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Электронная техника, сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1985, № 6, 27.
4. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 474.
5. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. "Электронные свойства легированных полупроводников", М.: Наука, 1979.
6. Pepper M. Phil. Mag. B, 1978, **37**, 187.
7. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Reviews of Modern Physics, 1982, **54**, 437.

ВНИИ метрологической
службы Госстандарта

Институт физических проблем
Академии наук СССР

470

Поступила в редакцию
14 марта 1986г.