

РОЛЬ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МОТТОВСКОЙ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО Si (P)

А.Н.Ионов, М.Н.Матвеев, Р.Ренч¹⁾, И.С.Шлимак

Приводятся доказательства влияния дальнедействующего кулоновского взаимодействия на прыжковую проводимость кристаллического Si (P).

В настоящее время является открытым вопрос о влиянии электрон-электронного взаимодействия на электропроводность кремния на диэлектрической стороне перехода металл – диэлектрик (ПМД) при низких температурах.

Как показали Эфрос и Шкловский¹⁾, учет дальнедействующего кулоновского взаимодействия приводит к параболической щели в плотности состояний $g(\epsilon)$, причем $g(\epsilon_F) = 0$, где

¹⁾ Центральный институт электронной физики АН ГДР, Берлин.

ϵ_F – энергия на уровне Ферми. В этом случае закон для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПДП) должен иметь следующий вид:

$$\sigma(T) = \sigma(0) \exp [-(T_1/T)^x], \quad (1)$$

где $T_1 = \beta e^2 / \kappa a$, $\beta = 2,7^{-2}$, $x = 1/2$. Здесь κ – диэлектрическая проницаемость, a – радиус локализации электрона.

Такой закон проводимости наблюдался в кристаллическом германии $^{3-5}$, в аморфном Si, имплантированном P, вблизи ПМД 6 , а также в аморфных пленках $\text{Ge}_x\text{Cr}_{1-x}$, полученных электронным распылением 7 .

Однако, имеющиеся в литературе сведения о низкотемпературной проводимости кристаллического Si (P) 8 интерпретируются в рамках модели Мотта, которая не учитывает дальнее кулоновское взаимодействие, вследствие чего плотность состояний $g(\epsilon)$ в окрестности уровня Ферми постоянна. В этом случае зависимость $\sigma(T)$ должна подчиняться (1), но с $x = 1/4$ и $T_1 = 16 / g(\epsilon_F) a^3$ 9 . В то же время исследование поведения величины κ вблизи ПМД 10 свидетельствует о необходимости учета дальнего кулоновского взаимодействия.

Целью настоящей работы являлось определение закона проводимости кристаллического кремния на диэлектрической стороне перехода. Исследованные образцы были легированы фосфором без специальной компенсации. Концентрация носителей заряда n определялась из постоянной Холла R_H как $n = 1/R_H e$ и варьировалась около значения $2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\rho(4,2\text{K}) / \rho(293\text{K}) = 1,5 \cdot 10^6$). Для примеси P в Si критическая концентрация, соответствующая ПМД $n_c = 3,74 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ 10 , следовательно из соотношения $n_c^{1/3} a = 0,25$ получается значение $a = 17 \text{ \AA}$. Контакты к образцам изготавливались из Au (Sb) сплавной технологией. Для исключения поверхностной проводимости образцы травились в CP-4 не менее 4 мин. Дальнейшее увеличение времени травления (так же как и в 11) не приводило к изменению вида температурной зависимости проводимости образцов. Измерение зависимости $\sigma(T)$ проводилось на постоянном токе в области омичности с использованием цифрового электрометра В7-30. Кроме того, исследовалась температурная зависимость магнитосопротивления.

На рис. 1 приведены типичные зависимости $\rho(T)$ исследованных образцов в масштабах $T^{1/2}$ и $T^{1/4}$. Видно, что на протяжении шести порядков изменения ρ проводимость подчиняется закону (1) с $x = 1/2$, а не $x = 1/4$. Из обработки зависимости $\lg \rho = f(1/T)$ по методике 12 также следует, что $x = 0,55 \pm 0,10$. Оценим теперь характерную температуру T_1 по (1) и сравним ее с экспериментально наблюдаемой. Если значения для a и κ принять как для изолированной примеси P, т. е. равными 17 и 12 \AA соответственно, то значение для T_1 получается равным 1500 К. Обработка экспериментальных данных дает значение для $T_1 = 1000$ К. Несоответствие (в 1,5 раза) полученных значений разумно связать с возрастанием a и κ , так как исследованные образцы по концентрации находятся в области ПМД.

Дополнительное доказательство необходимости учета электрон-электронного взаимодействия на диэлектрической стороне в области прыжковой ПДП проводимости следует из поведения температурной зависимости магнитосопротивления образцов. Действительно, в 13 была получена теоретическая зависимость $\rho(T, H)$ в области ПДП-проводимости при наличии кулоновского взаимодействия

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} = t \frac{e^2 H^2 a^4}{c^2 \hbar^2} \left(\frac{T_1}{T} \right)^y \quad (2)$$

здесь $t = \text{const}$, $y = 3/2$. Отметим, что в отсутствии кулоновского взаимодействия показатель степени $y = 3/4$ 1 . Отсюда следует, что экспериментально определяя значение y в (2), можно провести сравнение с предсказаниями этих моделей.

На рис. 2 приведена зависимость $\ln \rho(H) / \rho(0)$ от H^2 при различных температурах. Как видно из рисунка, экспериментальные точки удовлетворительно лежат на прямой, выходящей из начала координат. На рис. 3 приведена зависимость $\lg [\ln \rho(H) / \rho(0)]$ от $\lg T$ при

фиксированном значении H^2 . Значение y , определенное из наклона прямой, оказалось равным 1,3. Подобное значение также наблюдалось в германии⁴. Полученное значение ближе к 1,5 чем к 0,75, что, по нашему мнению, подтверждает справедливость закона Шкловского — Эфроса (1).

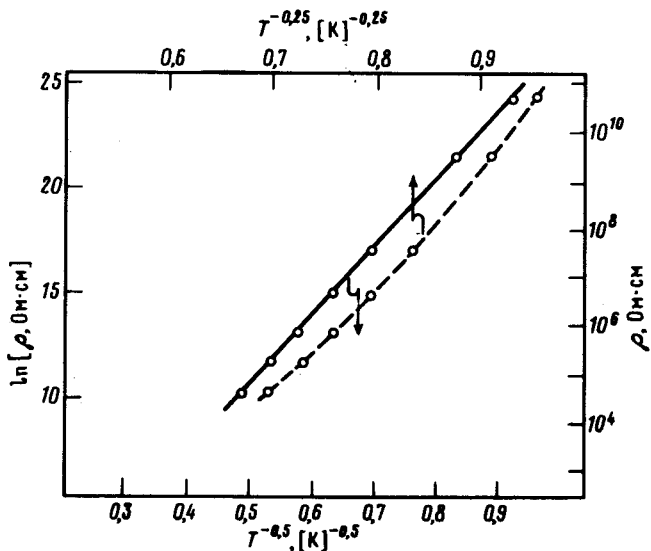


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления одного из исследованных образцов

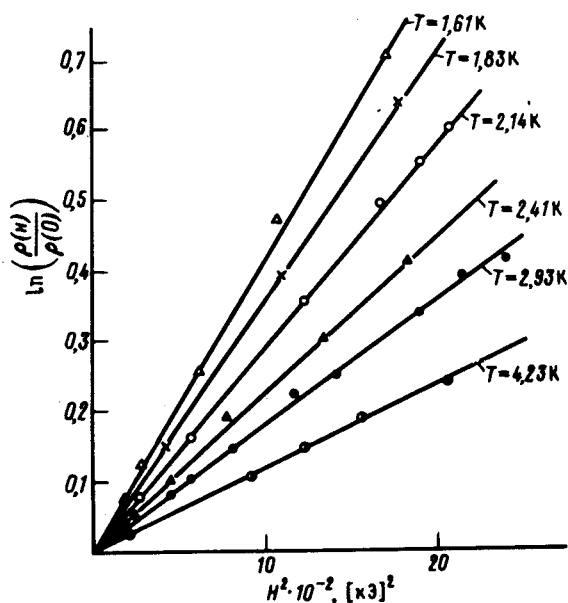


Рис. 2. Магнитосопротивление при различных температурах того же образца

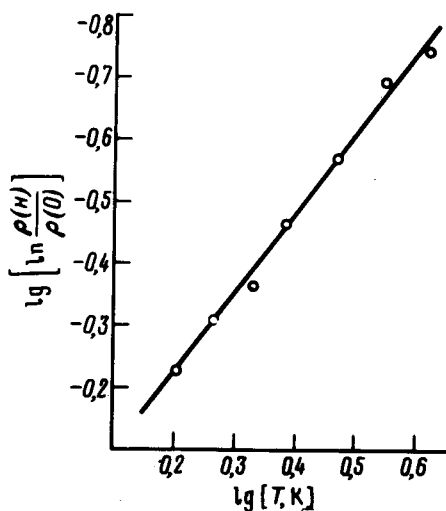


Рис. 3. Зависимость величины $\lg[\ln \rho(H)/\rho(0)]$ от $\lg T$ при фиксированном магнитном поле $H^2 = 1500 \text{ кЗ}^2$ для того же образца

Таким образом, результаты наших исследований, показывают, что низкотемпературная прыжковая ПДП-проводимость кристаллического кремния подчиняется закону (1) с $x = 0,5$. Анализ поведения магнитосопротивления также указывает на необходимость учета дальнего кулоновского взаимодействия.

В заключение авторы выражают благодарность Б.И.Шкловскому за обсуждение затронутых в статье вопросов.

Литература

1. Шкловский Б.И., Эфрос П.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
2. Efros A.L., Nguyen Van Lien, Shklovskii B.I. Solid State Comm., 1979, 32, 851.
3. Забродский А.Г., Ионов А.Н., Корчажкина Р.Л., Шлимак И.С. ФТП, 1973, 7, 1914.
4. Ionov A.N., Shlimak I.S., Matveev M.N. Solid State Comm., 1983, 47, 763.
5. Забродский А.Г., Зиновьева К.Н. ЖЭТФ, 1984, 86, 727.
6. Алешин А.Н., Дзуреченский А.В., Ионов А.Н., Рязанцев И.А., Шлимак И.С. ФТП, 1985, 7, 1240.
7. Möbius A., Elefant D., Heinrich A., Müller R., Schumann J., Vinzelberg H., Zies G. Proc. 13-th Ann. Int. Symp. Electron. Struct. Met. and Alloys, Johnsbad, May 2 – 6, 1983, Dresden.
8. Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A. Solid State Comm., 1980, 35, 663.
9. Mott N.F., Davis E.A. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials (Oxford: Oxford University Press, 1979).
10. Thomas G.A. Phil. Mag., 1984, B50, 169.
11. Ootuka Y., Komori F., Monden Y., Kobayashi S., Sasaki W. Solid State Comm., 1980, 36, 827.
12. Забродский А.Г., Шлимак И.С. ФТП, 1975, 9, 587.
13. Шлимак И.С., Ионов А.Н., Шкловский Б.И. ФТП, 1983, 17, 503.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 сентября 1985г.