

# Влияние магнитного поля на неомическую проводимость по примесям некомпенсированного кристаллического кремния

А. П. Мельников<sup>1)</sup>, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков\*, Е. М. Гершензон

Московский педагогический государственный университет  
119891 Москва, Россия

\* Поморский государственный университет  
163006 Архангельск, Россия

Поступила в редакцию 6 декабря 2000 г.

После переработки 18 декабря 2000 г.

Измерена зависимость проводимости по примесям серии образцов кристаллического кремния с концентрацией основной примеси  $N \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и различной, но очень малой компенсацией  $K$  от электрического поля  $E$  в разных магнитных полях  $H - \sigma(H, E)$ . Обнаружено, что при  $K < 10^{-3}$  в умеренных  $E$ , где у таких образцов наблюдается отрицательная неомичность ( $d\sigma(0, E)/dE < 0$ ), отношение  $\sigma(H, E)/\sigma(0, E) > 1$  (отрицательное магнетосопротивление). С ростом  $E$  эти неравенства одновременно меняются на противоположные (положительная неомичность + положительное магнетосопротивление). Предполагается, что как отрицательная, так и положительная неомичности обусловлены переходами электронов в электрических полях из основных состояний примеси в состояния в щели Мотта – Хаббарда.

PACS: 72.20.-i, 72.80.-r

1. Хорошо известно, что при низких температурах ( $T$ ) проводимость легированных полупроводников при малой компенсации ( $K$ ) обусловлена прыжковым движением носителей (вакансии в  $n$ -типе при  $K \ll 1$ ) по основным состояниям примесных атомов ( $\sigma_3$ -проводимость). Существует теория  $\sigma_3$ -проводимости, которая, в рамках принятых в этой теории предположений, дает количественное описание явления при  $K \rightarrow 0$  (см., например, [1]). На самом деле зависимости, предсказываемые этой теорией, наблюдаются только при  $K > 10^{-3}$ . При меньших  $K$  между теорией и опытом имеются существенные расхождения. Наши исследования таких материалов позволили обнаружить ряд новых эффектов. Так, например, в омической области с уменьшением  $K$  ( $K < 10^{-3}$ ) энергия активации прыжковой проводимости ( $\varepsilon_3$ ), вопреки предсказаниям теории [1], существенно возрастает с уменьшением  $K$ ; с ростом  $N$  при  $K = \text{const}$   $\varepsilon_3$  растет слабее [2], чем предсказывает теория.

Эти расхождения объясняются существованием примесных молекул ( $D_2^0$ ), энергия однократной ионизации которых меньше энергии ионизации изолированной примеси. Вследствие этого у нижней примесной зоны Хаббарда (НЗХ) образуется дополнитель-

ный пик плотности состояний с энергией  $\approx 3 \text{ мэВ}$  относительно основного состояния [2]. Другой причиной расхождений, существенной главным образом в неомической области, является, по нашему мнению, наличие состояний в щели Мотта – Хаббарда [4].

В настоящей статье описаны первые результаты изучения влияния магнитного поля на проводимость по примесям в неомической области ( $E > E_1$ ).

2. На рис.1 приведены зависимости  $\sigma(E)$  при  $T = 8 \text{ К}$  для образцов Si:B с  $N = \text{const} = 3.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и различной концентрацией компенсирующей примеси  $NK$ . Образцы 3–8 получены из одного среза слитка с  $NK = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; изменение  $NK$  осуществлено трансмутационным легированием. Видно, что вслед за омической областью ( $E < E_1$ ) с ростом  $E$  для образцов с малыми  $K$  следует участок падения  $\sigma$  (отрицательная неомичность), который сменяется при  $E > E_2$  ростом  $\sigma$ . Значение  $E_2$  увеличивается с возрастанием  $K$ . При еще больших  $E$  ( $E > E_3$ ) зависимость  $\sigma(E)$  усиливается.

На рис.2, в качестве примера, показаны различия в зависимостях  $\sigma(E)$  при  $H = 0$  (штрих-пунктирная линия) и  $H = 2 \text{ Тл}$  для образцов 4 и 6. Видно, что магнитное поле при  $E > E_1$  увеличивает проводимость и сдвигает точку  $E_1$  в большие  $E$ . При  $E > E_2$  проводимость уменьшается в  $H$  тем сильнее, чем больше  $\sigma$ .

<sup>1)</sup>e-mail: melnikov@rpl.mpgu.msk.su

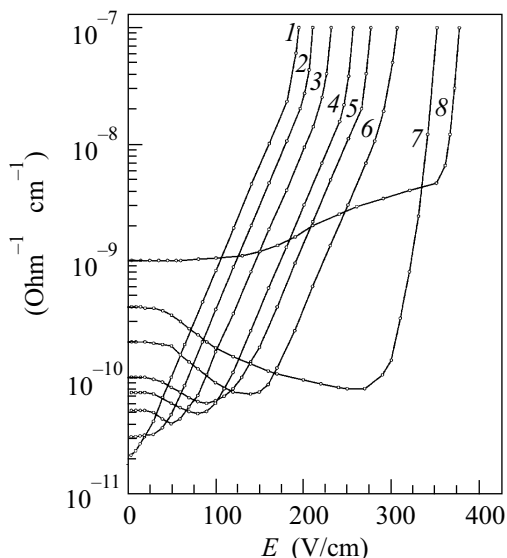


Рис.1. Зависимости  $\sigma(E)$  при  $T = 8\text{ K}$  для серии образцов с  $N = 3.6 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$  и различными  $NK$  ( $10^{12}\text{ см}^{-3}$ ): 1 - 3, 2 - 5, 3 - 8, 4 - 15, 5 - 20, 6 - 30, 7 - 60, 8 - 150

На рис.3 приведены зависимости отношений  $\sigma_H/\sigma_0$  от  $E$  при  $H = 2\text{ Тл}$ . В омической области  $\sigma_H/\sigma_0 = 1$ ; при  $E_2 < E < E_1$  наблюдается увеличение проводимости в 2–2.5 раза – отрицательное магнетосопротивление (ОМС). При  $E > E_2$  имеет место положительное магнетосопротивление (ПМС), растущее с  $E$ . При  $E > E_3$  величина ПМС растет еще сильнее.

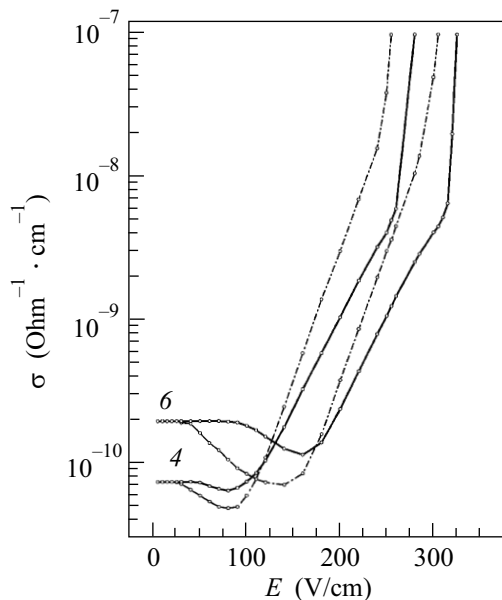


Рис.2. Зависимости  $\sigma(E)$  образцов 4 и 6 при  $H = 0$  (штриховая линия) и  $H = 2\text{ Тл}$

На рис.4 приведены зависимости тока от  $E$  для образца 6 при  $T = 8\text{ K}$  и различных  $H$  (Тл): 1 - 0, 2 - 1, 3 - 1.5, 4 - 2. Видно, что магнитное поле сдвигает точку  $E_1$  в большие  $E$ : для данной серии образцов  $E_1 = E_1^0(1 + \beta H^2)$ , где  $\beta \approx 0.34\text{ Тл}^{-2}$  и слабо меняется с  $T$ . При  $E_1 < E < E_2$  ток практически не растет с ростом  $E$ . В области насыщения  $j(E)$  наблюдаются осцилляции  $\sigma_3$ -проводимости во времени [3]. Эта область на рис.4 показана пунктиром. Влияние магнитного поля на амплитуду и период осцилляций будет рассмотрено отдельно.

3. Обсудим полученные результаты. В области  $E_1 < E < E_2$  наблюдается большое ОМС. А при  $E > E_2$  – ПМС. Обнаружение ОМС в области отрицательной неомичности и изменение знака магнетосопротивления вместе с изменением знака неомичности – главный результат настоящей работы. Подчеркнем, что магнитные поля, в которых наблюдаются эти эффекты, являются слабыми в том смысле, что они еще не влияют на радиус изолированного примесного центра.

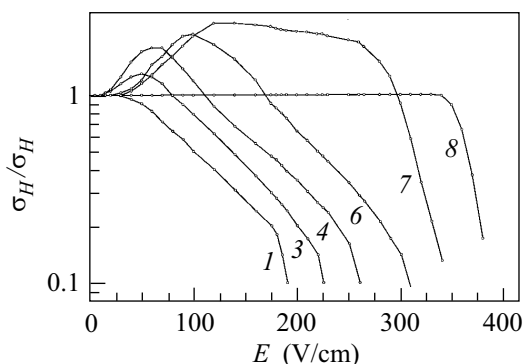


Рис.3. Зависимости  $\sigma_H/\sigma_0(E)$  при  $T = 8\text{ K}$  и  $H = 2\text{ Тл}$  для образцов 1, 3, 4, 6, 7, 8

Рассмотрим сначала область  $E > E_2$ . Ранее нами было показано, что проводимость при  $E > E_2$  обусловлена движением электронов по состояниям на 10–15 мэВ ниже дна свободной зоны [4] (на 30–35 мэВ выше основного состояния примеси, рассуждение ведется для материала  $n$ -типа). Этот участок полей мы назвали областью высокотемпературной проводимости с переменной долиной прыжка ( $\sigma_M$ ) [5]. Подобно обычной моттовской проводимости [1], для  $\sigma_M$  характерны зависимости:  $\sigma_M \sim \exp(-(T/T_0)^{0.25})$  и возрастание  $\sigma$  с  $E$ :  $\sigma_M \sim \exp(\alpha E)$ .

Для объяснения результатов нами была предложена модель длинного хвоста состояний верхней примесной зоны Хаббарда, простирающегося вниз по энергии вплоть до уровня Ферми [6]. По этим состояниям в электрическом поле электроны прыгают

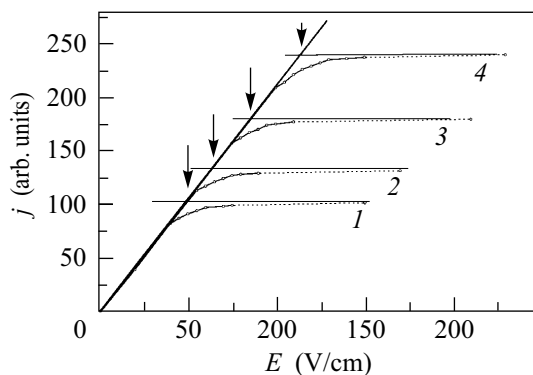


Рис.4. Зависимости тока от  $E$  для образца 6 при  $T = 8\text{ K}$  и  $H(\text{Tл})$ : 1 – 0; 2 – 1; 3 – 1.5; 4 – 2. Стрелками отмечено изменение  $E_1$  с  $H$

(как безактивационно, так и с поглощением фононов), перемещаясь вверх по энергии. Длина прыжка является переменной. Она уменьшается с  $E$  и с ростом энергии электрона  $\varepsilon$  (предполагается, что плотность состояний в хвосте растет с  $\varepsilon$ ). В конце концов электроны достигают некоторого “транспортного” уровня  $\varepsilon = \varepsilon_{tr}$ , положение которого определяется равными вероятностями прыжков вверх и вниз по энергии. Прыжки по уровню  $\varepsilon_{tr}$  определяют проводимость в этой области полей. Энергия  $\varepsilon_{tr}$  растет с ростом  $E$  [7]. Одновременно возрастает число электронов вблизи уровня  $\varepsilon_{tr}$ .

Концепция уровня  $\varepsilon_{tr}$  легко объясняет эволюцию проводимости с ростом концентрации компенсирующей примеси  $NK$  при  $H = 0$  (рис.1) в области положительной неомичности. Рост концентрации электронов вблизи уровня  $\varepsilon_{tr}$  ограничивается процессом рекомбинации. Соответствующее время жизни  $\tau \sim (NK)^{-1}$ . С ростом  $NK$  концентрация падает:  $n(\varepsilon_{tr}) \sim (NK)^{-1}$ . Уровень  $\varepsilon_{tr}$  при заданном  $E$  расположен, вообще говоря, тем ниже, чем больше  $NK$ . Это приводит к дополнительной зависимости  $\sigma(NK)$ . Если провести мысленно вертикальное сечение кривых рис.1 в области положительной неомичности, то можно убедиться, что  $\sigma(E = \text{const}) \sim (NK)^{-\alpha}$ , где  $\alpha > 1$ . В то же время, с ростом  $(NK)$  поле, в котором достигается заданное значение  $\sigma$ , должно возрастать. Это непосредственно видно из рис.1.

С увеличением  $NK$  рекомбинация усиливается, электроны не успевают достигать состояний с большой подвижностью, и  $\sigma_M$  вообще не наблюдается (рис.1, кривая 7). Проводимость по полосе состояний с  $E > 35\text{ мВ}$  появляется при  $E > E_3$ , когда под дном свободной зоны образуется полоса делокализованных состояний [4, 8, 9].

При еще больших  $NK$ , когда вероятность рекомбинации становится больше вероятности перехода электрона из состояний вблизи уровня Ферми в состояния в щели Мотта – Хаббарда, исчезает не только  $\sigma_M$ , но и отрицательная неомичность:  $\sigma_3$  растет с  $E$ , как это и предсказывает теория (рис.1, кривая 8), а  $\sigma_H/\sigma_0 = 1$  (см. рис.3, кривая 8).

Из рис.2 и 3 видно, с ростом  $\sigma_M$  величина ПМС возрастает. Отметим, что с ростом  $E$  повышается  $\varepsilon_{tr}$  и, следовательно, радиус локализации электрона  $a(\varepsilon)$ . Влияние  $H$  на перекрытие состояний (при прочих равных условиях) тем сильнее, чем больше величина  $a(\varepsilon)$ . Кроме того, мы не можем исключить уменьшение плотности состояний вблизи  $\varepsilon_{tr}$  с ростом  $H$  [10].

Рассмотрим область  $E < E_2$ . При  $E < E_2$  проводимость осуществляется по состояниям основной примесной зоны. Как и должно быть в этом случае в омической области при высоких температурах  $\sigma_3 \sim N \cdot K$ . С ростом  $E$   $\sigma_3$  падает. Для объяснения падения  $\sigma_3$ -проводимости с  $E$  в [3] была предложена модель “мертвых концов”: двигаясь в основном в направлении поля вакансии заходят в концы цепочек примесных центров, вокруг которых существует разрежение примесей. Вакансии локализуются, и число движущихся вакансий сокращается. По мнению авторов, эффект должен быть существенен при малых  $N$  и  $K$  ( $KN < \text{числа “мертвых концов”}$ ) при температурах, близких к истощению  $\sigma_3$ -проводимости. При низких  $T$  в области экспоненциального роста проводимости уменьшение энергии активации с  $E$  (эффект Френкеля – Пула) оказывает на  $\sigma_3$  более сильное влияние, и  $\sigma_3$  растет с  $E$ .

Отметим два обстоятельства. В наших экспериментах (малые  $N$  и очень малые  $K$ ) падение  $\sigma_3$  с  $E$  наблюдается и в области экспоненциального роста  $\sigma_3$  вплоть до самых низких  $T$ . Малые магнитные поля не влияют на проводимость в омической области. Однако малые  $H$  существенно (до 2–2.5 раз) смещают  $E_1$  в большие  $E$ .

В рамках модели “мертвых концов” нам не удалось объяснить наличие ОМС в области отрицательной неомичности. ОМС возможно при проводимости с переменной длиной прыжка за счет влияния  $H$  на интерференционные процессы. Этот эффект существенен в двумерных структурах. ОМС может возникнуть также за счет уменьшения плотности состояний в  $H$  в том случае когда уровень Ферми лежит в области резкого спада плотности состояний с энергией (см. [10] и ссылки там). Оба эти механизма не имеют отношения к нашей ситуации: трехмерная структура, прыжок на ближайшего соседа ( $\sigma_3$  – проводимость),

уровень Ферми лежит в области плавно спадающего хвоста НЗХ.

Большое ОМС наблюдалась нами ранее в более легированных и более компенсированных образцах [11]. Там мы объясняли ОМС наличием молекул  $D_2^0$  (см. начало статьи), которые являются ловушками для вакансий. С ростом  $H$  эти ловушки разрушаются, концентрация вакансий в основном пике НЗХ возрастает, и проводимость увеличивается. Этот эффект должен наблюдаться и в омической области. Эксперимент этого не подтверждает. По-видимому, распад молекул происходит в больших  $H$ , а наши результаты связаны с другим процессом.

На наш взгляд, для объяснения падения  $\sigma_3$  с  $E$  нельзя ограничиваться рассмотрением только основных состояний примеси. Сильное влияние  $H$  на  $\sigma_3$  и  $\sigma_M$  дает основание предположить, что падение  $\sigma_3$  с  $E$  также связано с переходом электронов из состояний вблизи уровня Ферми в состояния в щели Мотта – Хаббарда. При  $E < E_2$  электроны еще не достигли состояний с большой подвижностью, и их вклад в проводимость незаметен:  $\sigma_M < \sigma_3$ . Движущиеся вакансии притягиваются малоподвижными неравновесными электронами и рекомбинируют на них. Число свободных вакансий сокращается. Для их появления требуется активация электронов в состоянии вблизи уровня Ферми. Магнитное поле уменьшает радиус локализации электронов и, соответственно, вероятность перехода электронов на вакансии. С этим мы связываем сдвиг  $E_1$  в большие  $E$  и увеличение  $\sigma_3$  с  $H$ .

Авторы выражают признательность Я.Е. Покровскому за предоставленную возможность проведения экспериментов на образцах с трансмутационным легированием.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 98-02-16903) и грантом Ведущих научных школ # 00-15-96616.

1. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
2. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **71**, 28 (2000).
3. Д. И. Алашвили, З. А. Адамия, К. Г. Лавдовский, Б. И. Шкловский, Письма в ЖЭТФ **47**, 390 (1988).
4. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **66**, 240 (1997).
5. Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, А. П. Мельников, Л. Н. Шестаков, Письма в ЖЭТФ **51**, 204 (1990).
6. Ю. А. Гурвич, А. П. Мельников, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **60**, 845 (1994).
7. B. I. Shklovskii, E. I. Levin, H. Fritzsche, and S. D. Baranovskii, *Transport correlation and structural defects*, Ed. H. Fritzsche, World Scientific, Singapore, 1990, p.161.
8. Ю. А. Гурвич, А. П. Мельников, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **61**, 717 (1995).
9. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **63**, 89 (1996).
10. M. E. Raikh, Y. Cringon, Qiu-qi. Ye et al., *Phys. Rev.* **B45**, 6015 (1992).
11. Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, А. П. Мельников, Л. Н. Шестаков, Письма в ЖЭТФ **54**, 639 (1991).