

ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В Si (100) МДП-СТРУКТУРАХ ПРИ ПониЖЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

С.И.Дорожкин, В.Т.Долгополов

В области гелиевых температур ($1,3\text{К} < T < 4,2\text{К}$) обнаружена линейная температурная зависимость проводимости σ двумерного электронного газа на поверхности (100) Si: $\sigma(N_S, T) = \sigma_0(N_S) - \alpha T$; причем в условиях эксперимента коэффициент α слабо зависит от концентрации электронов в инверсионном слое N_S . При $N_S \approx 2 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ проводимость возрастает в несколько раз при понижении температуры от 4,2 до 1,3К.

Температурная зависимость проводимости двумерного электронного газа в структурах металл – полупроводник (МДП), при низких температурах может определяться следующими факторами¹: 1) эффекты локализации; 2) рассеяние электронов на фононах; 3) зависимость от температуры экранирования заряженных статических дефектов^{2, 3}. Эффекты сильной локализации приводят к экспоненциальному уменьшению проводимости при понижении температуры и проявляются при $\sigma \lesssim 10^{-5} \text{Ом}^{-1}$. В данной работе эта область проводимостей не рассматривается. При более высоких проводимостях в результате слабой локализации электронов возникают логарифмические поправки к проводимости: $\Delta\sigma(T) \sim (e^2/2\pi^2\hbar) \ln T/T_0$ с характерным масштабом $e^2/2\pi^2\hbar \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \text{Ом}^{-1}$. Два других механизма приводят к увеличению проводимости при понижении температуры. Надо сказать, что влияние температурной зависимости экранирования на проводимость двумерного электронного газа практически не исследовано. Этому вопросу посвящена только одна теоретическая работа², основанная на численном расчете.

Многочисленные измерения (см. ¹), выполненные на образцах со сравнительно небольшой подвижностью носителей $\mu < 10^4$ см²/В·с показали, что у таких образцов в гелиевой области температур проводимость уменьшается с понижением температуры, что обусловлено эффектами локализации электронов. Недавно, однако, появились работы ^{3, 4}, в которых на образцах с большей подвижностью наблюдали уменьшение сопротивления при понижении температуры.

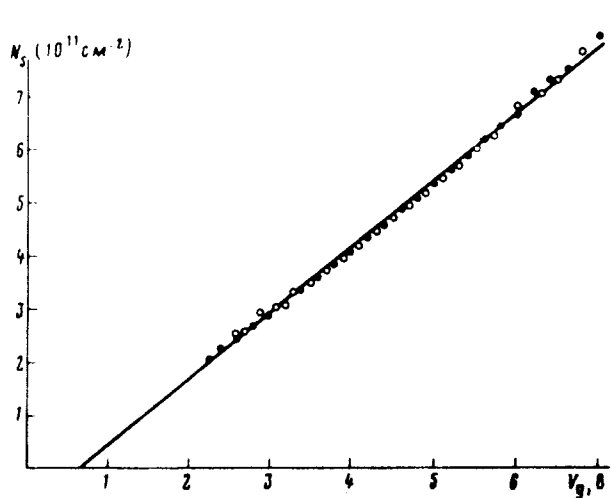


Рис. 1

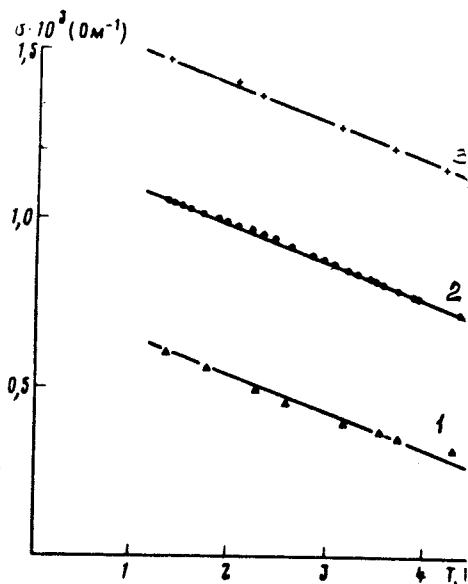


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости для образца №3: 1 - $N_S = 2,7 \cdot 10^{11}$ см⁻²; 2 - $N_S = 3,9 \cdot 10^{11}$ см⁻²; 3 - $N_S = 5,1 \cdot 10^{11}$ см⁻². Сплошные прямые 1 и 3 получены параллельным переносом прямой 2

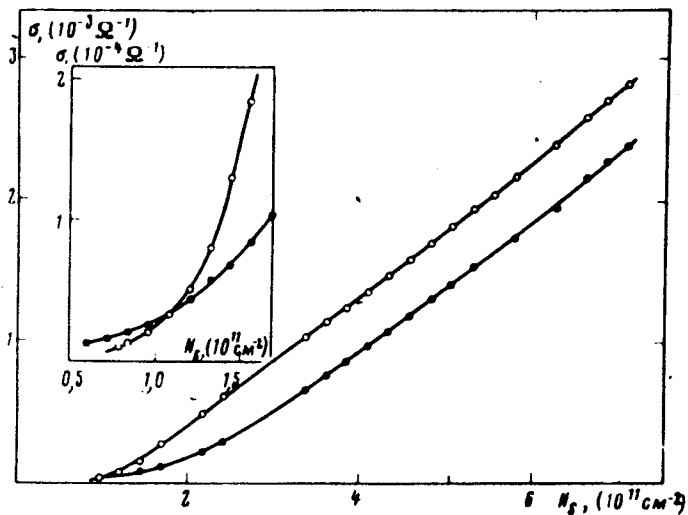


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость концентрации электронов в инверсионном слое, N_S , вычисленной из измерений постоянной Холла: $N_S = (ecR_H)^{-1}$ от напряжения на затворе V_g . Светлые точки - $T = 1,3$ К, темные точки - $T = 4,2$ К

Рис. 2. Зависимость проводимости σ от концентрации электронов в инверсионном слое N_S для образца №4. Светлые точки - $T = 1,3$ К; темные точки - $T = 4,2$ К

Мы измерили температурную зависимость проводимости электронных инверсионных каналов на четырех кремниевых полевых транзисторах. Два образца имели геометрию Эрбино (т. е. полевой электрод имел вид кольца), максимальная подвижность носителей в этих образцах $\mu_{max} \approx 12000$ см²/В·с при $T = 4,2$ К. Образцы №3 и №4 имели узкий ($W = 0,28$ мм) и длинный ($L = 2,5$ мм) полевой электрод и были снабжены потенциальными

контактами, которые позволяли проводить измерения постоянной Холла. Подвижность носителей при $N_S = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T = 4,2 \text{ К}$ на образце №3 составляла $21000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, на образце №4 — $25000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На всех исследованных образцах наблюдалось увеличение проводимости при изменении температуры от 4,2 до 1,3К. Количественные результаты были получены на образцах №3 и №4 по четырехточечной схеме измерений. Измерения температурной зависимости проводились на переменном токе частотой 21 Гц при напряженности электрического поля в образце $E < 10^{-2} \text{ В/см}$. Для определения концентрации носителей заряда в слое были проведены измерения постоянной Холла R_H в магнитном поле $H = 160 \text{ Э}$ при температурах 4,2 и 1,3К, которые показали (см. рис. 1), что концентрация электронов $N_S = (e c R_H)^{-1}$ с нашей степенью точности от температуры не зависит.

Из экспериментальных результатов, приведенных на рис. 2 и рис. 3, нетрудно видеть, что в значительном интервале концентраций носителей ($2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \leq N_S \leq 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на рис. 2) проводимость меняется по закону $\sigma(N_S, T) = \sigma_0(N_S) - \alpha T$. На образце №3 $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, на образце №4 $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$. В специальном эксперименте на образце №4 мы проверили, что установленная температурная зависимость проводимости сохраняется вплоть до температуры 0,4К. Коэффициент α вообще говоря несколько возрастает с ростом N_S , что на рис. 2 проявляется в небольшой непараллельности сплошных кривых, однако зависимость $\alpha(N_S)$ слабая. При $N_S < 2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на образце №4 температурозависящая часть проводимости $\Delta\sigma(T)$ быстро уменьшается; при $N_S \lesssim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ основными становятся эффекты сильной локализации (см. вставку на рис. 2). Уменьшение $\Delta\sigma(T)$ в области $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} < N_S < 2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ может быть связано как с проявлением эффектов локализации, так и с возможной зависимостью $\Delta\sigma(T)$ от подвижности μ и резким уменьшением подвижности в этой области.

Для оценки влияния рассеяния электронов на фонах на температурную зависимость проводимости мы провели измерения нелинейностей вольт-амперных характеристик инверсионного канала. Заметные отклонения от линейности возникают в электрических полях $E \gtrsim 10^{-1} \text{ В/см}$. Используя измеренную в линейном режиме зависимость $\sigma(T)$ в качестве градуировочной, мы определили температуру электронной системы T_e как функцию мощности $P = \sigma E^2$, выделяемой в образце. При использованных мощностях происходит нагрев электронной системы⁵, температура решетки T_0 практически не изменяется. Из условия равенства вводимой в электронную систему мощности скорости отвода энергии: $P = C_e(T_e - T_0) / \tau_e$ (C_e — электронная теплоемкость единицы площади образца) легко определить время энергетической релаксации τ_e . Для образца №3 при $N_S = 3,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T = 1,3 \text{ К}$ $\tau_e = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. В нашем случае импульс теплового фона порядка фермиевского импульса электронов, поэтому время релаксации электронной системы по импульсу порядка энергетического времени релаксации. Наблюдаемая температурная зависимость проводимости не может быть объяснена рассеянием электронов на фонах, так как для объяснения требуется время релаксации по импульсу на 3 — 4 порядка короче измеренного времени τ_e . Логарифмические квантовые поправки к проводимости также не играют в нашем случае никакой роли. Это ясно из того, что наблюдается линейная температурная зависимость проводимости, а величина изменения проводимости примерно в 30 раз больше характерной величины квантовых поправок.

В работе² учтена температурная зависимость эффектов экранирования и на основании численного расчета предсказано линейное возрастание с температурой сопротивления двумерного электронного газа, R . При учете только рассеяния на кулоновских центрах коэффициент при линейном по температуре членом оказался пропорциональным $N_S^{-2,9}$. Так как упомянутые расчеты были сделаны для конкретных значений экспериментальных параметров, сильно отличающихся от использованных в этой работе, провести количественное сравнение с нашими результатами невозможно. Можно сравнить лишь функциональный вид зависимостей сопротивления от температуры и концентрации электронов N_S . В наших экспериментах температурная зависимость сопротивления нелинейна, линейно изменяется прово-

димось¹⁾). Закон $N_S^{-2,9}$ удовлетворительно описывает экспериментально измеренную зависимость величины $R(4,2\text{K}) - R(1,3\text{K})$ от N_S в довольно широкой области концентраций электронов ($2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \leq N_S \leq 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца №4).

По-видимому, наблюдаемая температурная зависимость проводимости действительно связана с изменением экранирования, так как этот эффект качественно правильно описывает все наши результаты. Величина эффекта может объясняться отсутствием сильного вырождения электронного газа. Действительно, фермиевская температура для электронов на поверхности (100) кремния равна: $T_F = \pi \hbar^2 N_S / 2m^* k = 7,3 [N_S (\text{см}^{-2}) / 10^{11}]$ (К). Здесь $m^* = 0,19 m_e$ — эффективная масса электрона, k — постоянная Больцмана. Поэтому появление линейных по T/T_F поправок к подвижности могло бы объяснить наблюдаемый эффект как по функциональным зависимостям, так и по порядку величины: $\sigma = N_S e \mu \left(1 - \frac{T}{T_F}\right) = N_S e \mu - \left(\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar}\right) \frac{4\pi k T \tau}{\hbar}$, где τ — время релаксации по импульсу при $T=0$; $\mu = e\tau/m^*$.

В условиях эксперимента $4\pi k T \tau / \hbar \approx 18$, для $T=4\text{K}$. Однако вопрос о том, является ли температурозависящая часть проводимости пропорциональной величине подвижности, остается открытым и должен быть решен последующими экспериментами.

Авторы благодарны Э.И.Рашба и Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения.

Литература

1. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. of Mod. Phys., 1982, 54, 437.
2. Stern F. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1469.
3. Cham K.M., Wheeler R.G. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1472.
4. Kawaguchi Y., Suzuki T., Kawaji S. Sol. St. Commun., 1980, 36, 257.
5. Neugebauer T., Landwehr G. Phys. Rev., 1980, B21, 702.