

## ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ У ПОВЕРХНОСТИ (100) КРЕМНИЯ

*В.Т.Долгополов, А.А.Шашкин, Н.Б.Житенев, С.И.Дорожкин*

Экспериментально изучена зависимость числа локализованных электронов  $N_l$  от полной концентрации  $N_s$  в МДП-структурах (100) кремния. Обнаружено уменьшение  $N_l$  по мере роста  $N_s$ , связанное с улучшением экранирования потенциального рельефа свободными электронами.

В идеальной двумерной электронной системе плотность состояний  $D(E)$  не зависит от энергии. Однако в реальных системах всегда существуют флуктуации потенциала, приводящие к локализации электронов с энергиями, меньшими некоторого значения  $E_c$ <sup>1</sup>. Плотность состояний в этом случае имеет экспоненциально спадающий в области малых ( $E < E_c$ ) энергий хвост (рис. 1). Экспериментально наличие хвоста в плотности состояний было подтверждено при измерениях энергии активации ( $E_c - E_F$ ) от концентрации двумерных электронов  $N_s$  при малых концентрациях ( $E_F < E_c$ )<sup>2,3</sup> и в оптических экспериментах<sup>4</sup>. Следует отметить, что в экспериментах при сравнительно больших концентрациях электронов ( $E_F > E_c$ ) до сих пор не было обнаружено никаких проявлений хвоста плотности состояний<sup>5</sup>.

В настоящей работе экспериментально изучена зависимость числа локализованных электронов  $N_l = \int_{-\infty}^{E_c} D(E) dE$  от концентрации  $N_s$  в двумерном электронном газе у поверхности (100) кремния при  $E_F > E_c$  и показано, что по мере роста концентрации двумерных электронов число локализованных электронов уменьшается, а форма кривой  $D(E)$  приближается к ожидаемой для идеальной системы.

С этой целью выполнены измерения магнитотранспортных характеристик образцов с высокой подвижностью  $\mu$  в области магнитных полей  $\mu H \lesssim 1$ . На образце в геометрии Корбино исследована зависимость  $\sigma_{xx}(H)$ . Используя формулу Друде:

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu H)^2}, \quad (1)$$

справедливость которой была проверена для нашего образца в широком диапазоне магнит-

ных полей и концентраций, находили величину  $\mu(N_s)$ . Затем, предполагая, что  $\sigma_0 = (N_s - N_l)/e\mu$ , определяли величину  $N_l(N_s)$ . Полную концентрацию электронов находили независимо, измеряя емкость структуры и пороговое напряжение  $V_T$  по положению минимумов осцилляций Шубникова — де Гааза в магнитных полях  $5 \div 10$  Т. Полученная таким образом зависимость  $N_l(N_s)$  приведена на рис. 2 для концентраций, при которых  $\sigma > 10\sigma_{min}$ .

Следует отметить, что измерения в геометрии Корбино проводятся двухконтактным способом, поэтому всегда имеется опасность получить эффект, аналогичный описанному выше, за счет сопротивления контактов. В нашем случае сопротивление контактов, по-видимому, было несущественно, так как экспериментальная зависимость  $\sigma_{xx}(H)$  хорошо следовала формуле (1). Кроме того, нами была сделана попытка провести аналогичные измерения на образце в геометрии Корбино, проводимость которого измерялась техникой емкостной связи <sup>6</sup>. На этом образце измерить кривую  $N_l(N_s)$  не удалось, так как точность метода измерения  $\sigma_{xx}$  падает по мере роста проводимости. Однако и на этом образце при  $\sigma \approx 10\sigma_{min}$  концентрация электронов, вычисленная из проводимости  $\sigma_0$ , оказалась меньше  $N_s$ , а различие концентраций заведомо превосходило экспериментальную ошибку.

Сопротивление контактов не играет роли при измерениях четырехконтактным методом. Нами выполнены измерения на холловских транзисторах с помощью четырехточечной мостовой схемы <sup>7</sup>. Полученная в этих измерениях зависимость  $N_s - N_l = H(e\mu\rho_{xy})^{-1}$  от напряжения на затворе транзистора показана на рис. 3, соответствующая кривая для  $N_l(N_s)$  приведена на рис. 2.

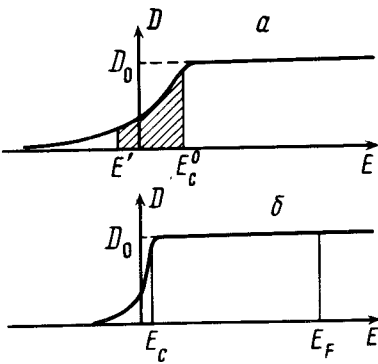


Рис. 1. Схематическое изображение зависимости плотности состояний от энергии: а — уровень Ферми лежит в области локализованных состояний; б — уровень Ферми в области делокализованных состояний. Заштрихованная область соответствует делокализуемым электронам

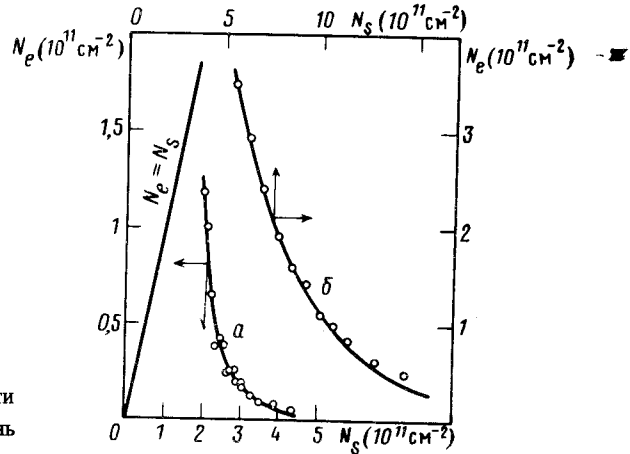


Рис. 2. Зависимость числа локализованных электронов  $N_l$  от полного числа электронов инверсионного слоя  $N_s$ : а — образец в геометрии Корбино, максимальное значение подвижности  $\mu_{max} = 20400$  см<sup>2</sup>/В · с достигается при  $N_s = 8,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $T = 1,46$  К,  $V_{SB} = 0$ ; б — холловский транзистор;  $\mu_{max} = 21000$  см<sup>2</sup>/В · с при  $N_s = 4,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $T = 1,42$  К,  $V_{SB} = 0$

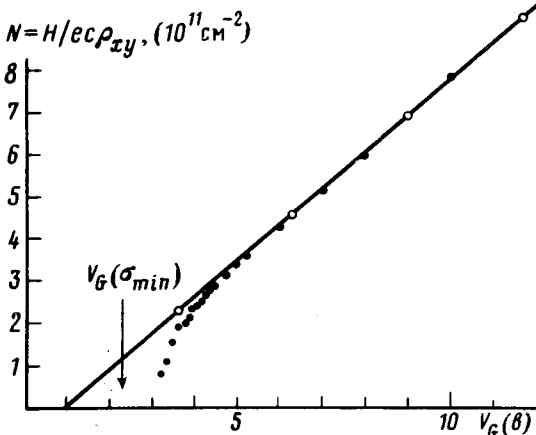


Рис. 3. Точки — результаты измерений зависимости  $N = H/e\mu\rho_{xy}$  от напряжения на затворе в магнитных полях  $\mu H \lesssim 1$ . Кружки — значения концентрации, определенные по положению минимумов квантовых осцилляций в магнитном поле  $H = 4,77$ ,  $T = 1,42$  К

На рис. 3 показаны также положения минимумов квантовых осцилляций  $\rho_{xx}$  в магнитном поле  $H = 4,77$  Т. Как видно из рисунка, положение минимумов осцилляций Шубникова – де Гааза определяется полной концентрацией электронов  $N_s$ . Аналогичный результат получен нами на образце в геометрии Корбино.

Уменьшение числа локализованных электронов при увеличении  $N_s$  связано с улучшением экранирования. Действительно, эффективный параметр экранирования  $q_s(q)$  при низких температурах остается постоянным при  $q \leq 2k_F$  и резко падает при  $q > 2k_F$ <sup>8</sup>, поэтому при различных концентрациях свободных электронов оказываются заэкранированными ямы с разными характерными размерами  $a$ . Будем считать, что распределение ям по ширине определяется соотношением<sup>5</sup>:

$$a = a_0 \left( \frac{E_c^0}{E_c^0 - E} \right)^s, \quad (1)$$

(нулевая точка на оси энергий выбрана так, чтобы  $N_l = \int_{-\infty}^{E_c} D(E) dE = D_0 E_c$ ,  $D_0 = g_v m / \pi \hbar^2$ ), а плотность состояний  $D = D_0 \exp\left(\frac{E - E_c}{E_c}\right)$ , если  $E < E_c$ . При появлении свободных электронов с волновым вектором  $k_F$  все ямы с размерами  $a > k_F^{-1}$  оказываются заэкранированными. Электроны, обладавшие энергией  $E' < E < E_c(k_F = 0) = E_c^0$  становятся делокализованными, а величина  $E_c$  – зависящей от концентрации электронов (см. рис. 1). Тогда

$$E_F - E_c(N_s) = \frac{\hbar^2}{2ma_0^2} \left( \frac{E_c^0 - E'}{E_c^0} \right)^{2s}, \quad (2)$$

$$D_0(E_c^0 - E_c) = D_0 \int_{E'}^{E_c^0} dE \exp\left(\frac{E - E_c^0}{E_c^0}\right). \quad (3)$$

Первое из написанных соотношений определяет энергию Ферми  $E_F$ , второе – соответствует равенству числа делокализованных электронов изменению числа свободных электронов. Исключив из (2), (3)  $E'$ , получим:

$$N_l(N_s) = D_0 E_c(N_s) = D_0 E_c^0 \exp[-\{\pi a_0^2 (N_s - N_l)\}^{1/2s}]. \quad (4)$$

Наилучшее согласование с экспериментальными данными для наших образцов получается при  $s = 0,35 \pm 0,05$ ;  $a_0 = 66$  Å для образца в геометрии Корбино и  $a_0 = 130$  Å для холловского транзистора (см. сплошные кривые на рис. 2). Величины  $s$ , полученные Поллитом<sup>3</sup>, составляли от 1 до 0,75 в зависимости от разности  $E - E_c$ . Таким образом, улучшение экранирования свободными электронами позволяет объяснить наблюдаемую зависимость  $N_l(N_s)$  при вполне разумных значениях параметров  $s$  и  $a_0$ .

Отметим, что разница в подвижностях  $\mu$  и  $\mu_H$ , показанная на рис. 1. работы<sup>9</sup>, исчезающая по мере роста  $N_s$ , по-видимому, также объясняется наличием локализованных электронов. Вероятно, и температурная зависимость  $\rho_{xy}$ , обнаруженная в двумерном электронном газе Si(111)<sup>10</sup>, связана с аналогичным эффектом, поскольку поправки к  $\rho_{xy}$  из-за электрон-электронного взаимодействия в грязном пределе<sup>11</sup> обращаются в нуль при  $k_F q_s(0) \rightarrow 0$ . (В<sup>10</sup> параметр  $k_F q_s(0)$  составлял  $\sim 0,1$ , в нашем случае он был еще меньше).

#### Литература

1. Mott N.F. Phil. Mag., 1961, 6, 287.
2. Adkins C.J., Pollitt S., Pepper M. J. Phys. (Paris), 1976, 37, Colloques C4-343.
3. Pollitt S. Comm. Phys., 1976, 1, 207.
4. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 413.
5. Ando T., Fowler A.B. Rev. of Modern Phys., 1982, 54, 438.
6. Dolgoplov V., Mazure C., Zrenner A., Koch F. J. Appl. Phys., 1984, 55, 4280.
7. Ekin J.W., Wagner D.K. Rev. Sci. Instr., 1970, 41, 1109.

8. *Stern F.* Phys. Rev. Lett., 1967, 18, 546.
9. *Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б.* ЖЭТФ, 1985, 89, 1692.
10. *Bishop D.J., Tsui D.C., Dynes R.C.* Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 360.
11. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

---

Поступила в редакцию  
21 февраля 1986 г.