

О ДОЛИННОМ ВЫРОЖДЕНИИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ У ПОВЕРХНОСТИ (111) КРЕМНИЯ

Г.М.Гусев, Н.В.Заварицкий, З.Д.Квон,
А.А.Юргенс

Впервые проведено прямое измерение кратности долинного вырождения двумерных электронов у поверхности (111) кремния в отсутствие магнитного поля. Обнаружено, что величина долинного вырождения равна шести в отличие от значения, равного двум, полученного из измерений осцилляций Шубникова – де Гааза.

В физике двумерных электронных систем проблема долинного вырождения двумерных электронов на поверхности (111) кремния относится к числу наиболее давних и до настоящего времени нерешенных. Эта проблема возникла почти десять лет назад после первых же измерений шубниковских осцилляций в двумерном электронном газе на поверхности (111) кремния^{1, 2}. Величина долинного вырождения, найденная в этих экспериментах из периода осцилляций оказалась равной двум, а не шести как следовало бы ожидать из теоретических предсказаний, основанных на приближении эффективной массы³. Обнаруженный парадокс породил целый ряд моделей⁴, ни одна из которых не давала убедительного решения его. Спустя несколько лет было обнаружено, что после ряда специальных обработок поверхности кремния перед его окислением можно получить образцы с $g_y = 6$ ⁵. Этот факт внес еще большую неопределенность в описываемую проблему, которая остается и по сей день^{6, 7}.

Трудность в решении этой проблемы заключалась не только в сугубо теоретических вопросах, но и в том, что измерения осцилляций Шубникова — де Гааза являлись единственным методом, на основе которого определялась кратность долинного вырождения. В связи с этим особый интерес представляет определение g_v другим методом, не связанным с магнитными измерениями.

Такая возможность была обнаружена в ходе исследования фононного увлечения двумерных электронов в инверсионных слоях на поверхности (001) кремния⁸. Суть метода состоит в том, что в двумерной системе фонон-электронное взаимодействие имеет резкую особенность, когда волновой вектор фонона q_{ph} сравнивается с удвоенным ферми-вектором k_F , т. е. когда

$$q_{ph} = 2k_F \quad (1)$$

(см.⁸ и там же соотношение²). Если в исследуемом образце МДП структуры фиксировать поверхностную плотность зарядов N , установив напряжение на затворе V_g , то особенность при $q_{ph} = 2k_F$ проявится как максимум на кривой зависимости $(\alpha_{ph} k^{-1})$ от температуры, когда q_{ph} , соответствующий максимуму теплового распределения фононов, сравняется с величиной $2k_F$ (α_{ph} — термоэдс, связанная с фононным увлечением зарядов, k — теплопроводность образца). Так как величина k_F связана с поверхностной плотностью зарядов соотношением

$$N = 2g_v \pi k_F^2 (2\pi)^{-2} \quad (2)$$

(для сферической поверхности Ферми), а величина q_{ph} с температурой образца

$$q_{ph} = 4,96 \frac{k}{\hbar} \frac{T}{u} \simeq 1,2 \cdot 10^6 \text{ Т} \cdot \text{см}^{-1}, \quad (3)$$

где \bar{u} — средняя скорость фононов, 4,96 — коэффициент в законе смещения Вина, то, используя соотношения (1), (2), (3), можно определить g_v .

Для эксперимента использовались МДП структуры, изготовленные по стандартной технологии на поверхностях близких к (111) ($8^\circ 30'$ к (111)). Максимальная подвижность носителей при 4,2К была равна $3000 \text{ см}^2 (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$. Измерения термоэдс проводились описанной ранее⁹ методикой в интервале $0,4 \div 9\text{К}$.

Известно, что термоэдс зарядов обусловлена диффузией электронов α_e и их увлечением фононами α_{ph} . Диффузная часть пропорциональна температуре и может быть выделена экстраполируя зависимость α/T от T^2 к нулю температуры. Таким путем определялось значение α_e для каждой исследуемой концентрации N с точностью $\sim 10\%$. В интервале концентраций от $1,5$ до $5,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ $\alpha_e T^{-1}$ изменяется от 10^{-5} до $2,6 \cdot 10^{-6} \text{ В} \cdot \text{К}^{-2}$. Полученные значения использовались для уточнения величины α_{ph} . Поправка на вклад от α_e вблизи максимумов $\alpha_{ph} k^{-1}$ не превосходила 10% от α_{ph} .

Зависимость $\alpha_{ph} k^{-1}$ от температуры представлена на рис. 1. На этом же рисунке представлена зависимость T^* — температуры при которой расположен максимум $\alpha_{ph} k^{-1}$ от $N^{1/2}$. Видно, что T^* изменяется прямо пропорционально $N^{1/2}$, как это можно было ожидать из приведенных выше соотношений. Однако, наклон прямой $T^*(N^{1/2})$ существенно (в 2,4 раза) отличается от полученного ранее⁸ для структур на (100) поверхностях, где $g_v = 2$. Изменение наклона прямой $T^*(N^{1/2})$ свидетельствует, что величина g_v для исследованных образцов (111) существенно превосходит 2.

Расчет кратности долинного вырождения по фононному увлечению на поверхности (111) кремния осложнен тем, что поверхность Ферми в этом случае, в приближении эффективной массы³ состоит из шести эллипсов с осями отличающимися в 1,9 раз. Соотношение (2) при этом приобретает вид

$$N = 2g_v \pi k_1 k_2 (2\pi)^{-2},$$

где k_1 и k_2 — полуоси ферми-эллипса. При несферической поверхности неочевидно, какому значению k_F соответствует условие (1). Поток тепла в опытах был направлен параллельно минимальному размеру двух долин, и, видимо, именно этот размер надо подставлять в соотношение (1). В этом случае получаем, что $g_v = 6$. Если предположить, что максимум ($\alpha_{ph} \text{ К}^{-1}$) соответствует большему значению k_F , то это приведет лишь к увеличению расчетного значения g_v .

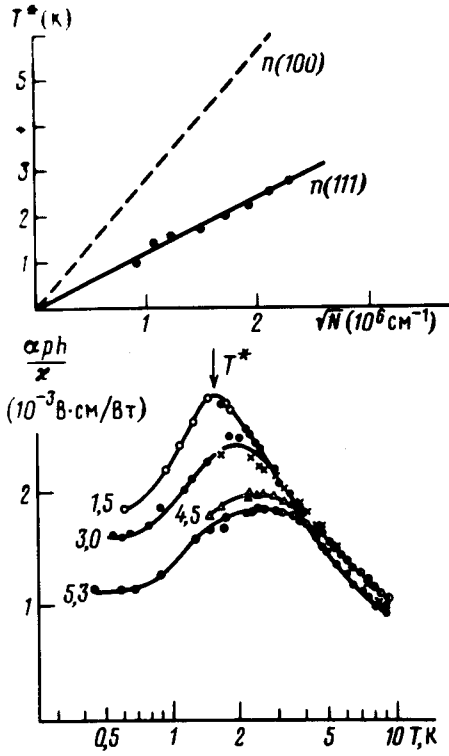


Рис. 1. Зависимость $\alpha_{ph} \text{ К}^{-1}$ от $T(\text{К})$. Параметром кривых является плотность электронов N (в единицах 10^{12} см^{-2}): \circ, \otimes, \odot — относятся к измерениям в кристате с низкотемпературной ванной He^3 ($T = 0,3\text{К}$); $\bullet, \ominus, \times, \blacktriangle$ — относятся к измерениям в обычном кристате He^4 . Стрелкой указана температура T^* . На верхнем графике показана зависимость T^* от $N^{1/2}$. Пунктиром показана та же зависимость для структур $n(100)$, для которых $g_v = 2$.

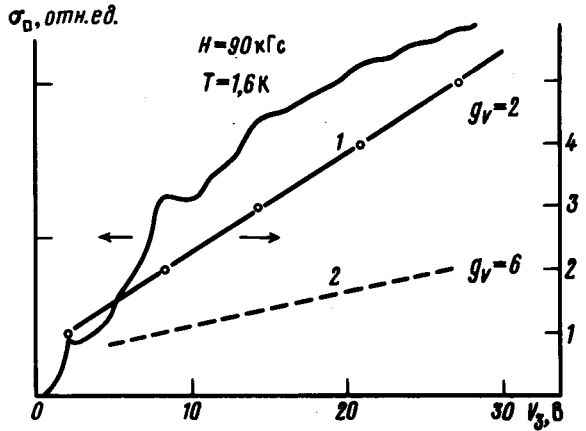


Рис. 2. Зависимость проводимости σ_0 от напряжения V_g на затворе. Справа на оси ординат отложен номер шубниковских осцилляций. Пунктирная прямая соответствует $g_v = 6$

У тех же образцов была измерена зависимость проводимости σ_0 от напряжения на затворе в магнитном поле 90 кГс (рис. 2). Наклон прямой 1, пропорциональный периоду наблюдаемых осцилляций соответствует $g_v = 2 \pm 0,1$. Для сравнения показана прямая 2, соответствующая $g_v = 6$.

Приведенные результаты показывают, что в отсутствие магнитного поля значение долиного вырождения электронов на поверхности (111) кремния равно шести в соответствии с предсказаниями, основанными на приближении эффективной массы, а не двум, как следует из измерений шубниковских осцилляций.

Для решения этого противоречия следует провести дополнительное рассмотрение особенностей поведения двумерных электронов в квантующих магнитных полях.

Авторы признательны Н.А.Никитину за техническую помощь.

Литература

1. Neugebauer T., von Klitzig, Landwehr G., Dorda G. Solid State Comm., 1975, 17, 295.
2. Lakhani A.A., Stiles P.J. Phys. Lett., 1975, A 51, 117.
3. Stern F., Howard W.E. Phys. Rev., 1967, 163, 816.

4. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev. of Modern Phys., 1982, 54, 437.
5. *Tsui D.C., Kaminsky G.* Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 595.
6. *T. Cole* p. 41; *K.S. Yiand, J.J. Quinn* p. 50, *A. Kastalsky* p. 153, *K.C. Woo* p. 278. "Electronic properties of two-dimensional systems". Proceedings of the fourth international conference on electronic properties of two-dimensional systems. Ed. Frank Stern, North - Holland, Amsterdam.
7. *Cole T., McCombe B.D.* Phys. Rev., 1984, 29, 3180.
8. *Заварицкий Н.В., Квон З.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 85.
9. *Заварицкий Н.В., Заварицкий В.Н.* ЖЭТФ , 1982, 83, 1182,

Институт физических проблем

Академии наук СССР

Институт физики полупроводников

Академии наук

Сибирское отделение

Поступила в редакцию

6 июля 1984 г.