

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПОЛНЕНИЯ ВТОРОЙ ПОДЗОНЫ  
РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ  
ДВУМЕРНОГО ДЫРОЧНОГО ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ Si(110)**

С.И.Дорожкин, Е.Б.Ольшанецкий<sup>1)</sup>

Методом емкостной спектроскопии осуществлено прямое наблюдение изменения плотности состояний газа двумерных носителей при заполнении очередной подзоны размерного квантования. На основании осцилляций Шубникова–де Гааза сделана оценка  $g$ -фактора носителей и обнаружен эффект "пиннинга" дна подзоны около уровня Ферми.

Энергетический спектр системы носителей заряда около поверхности полупроводников в МДП-структуратах (металл–диэлектрик–полупроводник) и в гетеропереходах состоит из набора подзон, соответствующих размерному квантованию в направлении, перпендикулярном поверхности полупроводника, и свободному движению вдоль поверхности<sup>1</sup>. В зависимости от типа структур и концентрации носителей возможно заполнение различного числа подзон. Фактически единственным методом определения начала заполнения очередной подзоны до сих пор оставался метод, основанный на измерении осцилляций Шубникова–де Гааза.

Нами продемонстрирована возможность использования для указанной цели метода емкостной спектроскопии<sup>2</sup>, применимого и в случае, когда носители обладают малой подвижностью и осцилляции не наблюдаются. Методами емкостной спектроскопии и квантовых осцилляций исследовано заполнение второй подзоны размерного квантования в двумерном дырочном газе около поверхности Si(110)<sup>2</sup>). Проведена классификация осцилляций, измерено отношение термодинамических плотностей состояний в первой и второй подзонах, и обнаружен эффект "пиннинга" дна второй подзоны около уровня Ферми.

Метод емкостной спектроскопии состоит в прецизионном измерении емкости системы: двумерный газ–диэлектрик–металлический затвор. В этом случае измеряемая величина емкости  $C$  зависит от распределения носителей заряда в полупроводнике в направлении, перпендикулярном его поверхности, а также через контактную разность потенциалов от термодинамической плотности состояний  $D = dn_S/d\mu^2$ :

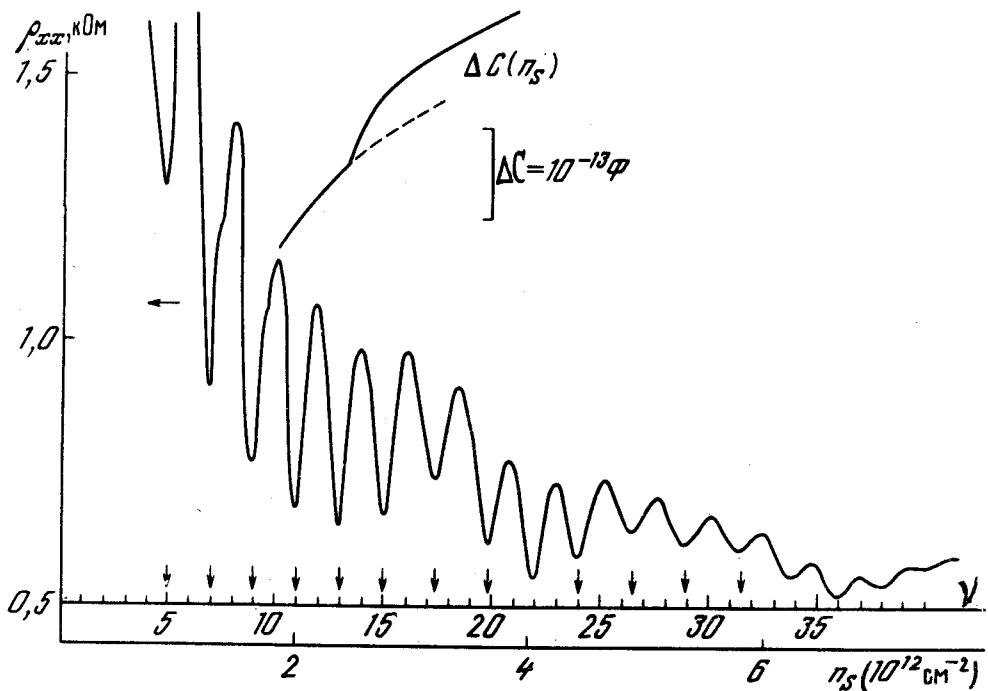
$$SC^{-1} = 4\pi d/\epsilon_d + 4\pi\gamma z_0/\epsilon_S + 1/e^2 D$$

Здесь  $d$  – толщина слоя диэлектрика,  $\epsilon_d$ ,  $\epsilon_S$  – диэлектрические проницаемости диэлектрика и полупроводника, соответственно,  $z_0$  – положение максимума волновой функции носителей, отсчитанное от поверхности полупроводника,  $\gamma = 0,5 – 0,7$  – численный фактор,  $n_S$  – поверхностная плотность и  $\mu$  – химический потенциал двумерных носителей,  $S$  – площадь МДП-структуры. Обычно второй и третий члены в правой части равенства являются малыми поправками к первому. При начале заполнения очередной подзоны резко (в идеальном случае скачком) увеличивается одночастичная плотность состояний в двумерной системе, при этом можно ожидать резкого изменения и термодинамической плотности состояний и, следовательно, емкости  $C$ .

<sup>1)</sup> Институт физики полупроводников СО АН СССР

<sup>2)</sup> Факт заполнения второй подзоны в этой системе был зафиксирован в работе<sup>3</sup> при исследовании квантовых осцилляций. Там же были выполнены измерения циклотронной массы двумерных дырок.

Измерения, выполненные на двух полевых транзисторах с дырочным газом около поверхности Si(110), дали одинаковые результаты. Размеры канала транзистора  $400 \times 1200 \text{ мкм}^2$ , расстояние между потенциальными контактами —  $400 \text{ мкм}$ , толщина слоя диэлектрика  $\text{SiO}_2$  —  $1070 \text{ \AA}$ . При измерениях емкости и сопротивления использовались мостовые схемы, работавшие на переменном токе частоты  $21 \text{ Гц}$  и обеспечивающие чувствительность и стабильность примерно  $2 \cdot 10^{-5}$  от измеряемых величин. Концентрация носителей заряда  $n_S$  определялась при заполнении нижней подзоны по периоду осцилляций Шубникова — де Гааза в обратном магнитном поле  $H = 1 \text{ Тл}$ . Полученная линейная зависимость  $n_S$  от напряжения  $V_g$  на затворе транзистора экстраполировалась на область концентраций, соответствующих заполнению двух подзон.



Зависимость сопротивления  $\rho_{xx}$  дырочного канала полевого транзистора в магнитном поле  $H = 7,7 \text{ Тл}$  от концентрации носителей  $n_S$  и соответствующих факторов заполнения  $\nu$ . Кривая  $\Delta C(n_S)$  — зависимость изменения емкости транзистора от  $n_S$  при  $H = 0$ .  $T = 1,4 \text{ К}$ . Образец №1. Где необходимо, для наглядности положения минимумов высокочастотных осцилляций отмечены на горизонтальной оси стрелками

Зависимость изменения  $\Delta C$  емкости затвор-канал полевого транзистора от концентрации дырок  $n_S$  показана на рисунке вместе с записями осцилляций Шубникова — де Гааза. Скомпенсированная емкость  $C = 160 \text{ пФ}$ . Плавная зависимость  $\Delta C(n_S)$  обусловлена, по-видимому, изменением величины  $z_0$ . Действительно, если воспользоваться формулами для  $z_0$ , приведенными в<sup>1</sup> для случая заполнения одной подзоны и эффективной массой дырок  $m_1^* = 0,36 m_e$  (см. далее), то ожидаемое изменение емкости при изменении концентрации носителей  $n_S$  от  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  до  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  составляет около  $1 \cdot 10^{-13} \text{ Ф}$ , т. е. очень близко к наблюдаемому. Более резкое возрастание емкости в интервале концентраций  $2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \leq n_S \leq 2,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  мы связываем с началом заполнения второй подзоны размерного квантования. Заполнение второй подзоны наглядно демонстрируется картиной осцилляций Шубникова — де Гааза, минимумы которых в нашем случае соответствуют заполнению целого числа уровней магнитного квантования в одной из подзон. Действительно, если при  $n_S < 2,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ( $\nu < \nu_0 = 13$ ) минимум

мы были эквидистантны по  $n_S$  и соответствовали целым нечетным числам  $\nu = n_S/n_0$  ( $n_0 = eH/hc$  – вырожденность уровня Ландау), то при  $\nu > \nu_0$  минимумы перестают быть эквидистантными, а огибающая минимумов осциллирует. Естественно связать эти длиннопериодные осцилляции с заполнением уровней магнитного квантования во второй подзоне. Первый минимум огибающей наблюдается при  $\nu \approx \nu_1 = 22$ , а второй – при  $\nu \approx \nu_2 = 36$ . В интервале  $\nu_0 < \nu \leq \nu_1$ , наблюдаются четыре минимума короткопериодных осцилляций, т. е. в нижней подзоне заполняются восемь уровней. Так как изменение концентрации в этом интервале соответствует заполнению  $\nu_1 - \nu_0 = 9$  уровням, то, следовательно, во второй подзоне заполняются только один уровень. Аналогично получаем, что в интервале  $\nu_1 < \nu \leq \nu_2$  заполняются, соответственно, 12 и 2 уровнями. Так как вырожденность уровня  $n_0$  не зависит от вида энергетического спектра, то отношение чисел заполняющихся уровнями в разных подзонах дает отношение термодинамических плотностей состояний в них. Усредняя по интервалу  $\nu_0 \leq \nu \leq \nu_2$ , получаем  $D_1/D_2 \approx 6,7$ . Выполненные нами на основании температурной зависимости амплитуды осцилляций измерения циклотронных масс носителей в первой и второй подзонах дали значения, соответственно,  $m_1^* = 0,36 m_e$  и  $m_2^* = 0,33 m_e$  (в работе <sup>3</sup> были приведены значения  $m_1^* = 0,35 m_e$  и  $m_2^* = 0,32 m_e$ ). Это означает, что энергетические расщепления между уровнями магнитного квантования в первой и второй подзонах сильно не отличаются. Большое значение  $D_1/D_2 \gg 1$  в этом случае может быть объяснено только "пинкингом" дна второй подзоны около уровня Ферми, эффектом, ранее предсказанным теоретически (см. <sup>1</sup>).

Определение величин  $D_1$  и  $D_2$  из одних емкостных измерений невозможно. Использование в формуле вместо  $D_1$  одночастичной плотности состояний  $N_1 = m_1^*/\pi\hbar^2$  и экспериментального изменения емкости при начале заполнения второй подзоны  $\Delta C \approx 5 \cdot 10^{-14} \Phi$  дает значение  $D_1/D_2 = N_1/D_2 \approx 4$ . Совпадение масштабов величин отношения  $D_1/D_2$ , определенных из измерений емкости и осцилляций, на наш взгляд, указывает на правильность качественной интерпретации наблюданной особенности в емкости. Различие же этих результатов, по-видимому, указывает на неправильность использования одночастичной плотности состояний  $N_1$ , вместо термодинамической  $D_1$ , т. е. на необходимость учитывать движение дна нижней размерной подзоны.

Минимумы осцилляций от носителей во второй подзоне наблюдаются при заполнении ими нечетного числа (1 и 3) уровнями магнитного квантования. Это указывает на то, что в этой системе спиновое расщепление превышает половину циклотронного, т. е.  $g$ -фактор  $g > 3(m_2^* = 0,33 m_e)$ . Ожидаемое же влияние на спектр спин-орбитального взаимодействия (см. <sup>4</sup>) при малых факторах заполнения несущественно.

Авторы благодарны В.Т.Долгополову за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 437.
2. Smith T.P., Goldberg B.B., Stiles P.J., Heiblum M. Phys. Rev. B, 1985, **32**, 2696.
3. Von Klitzing K., Landwehr G., Dorda G. Sol. St. Comm., 1974, **14**, 387.
4. Дорожкин С.И., Ольшанецкий Е.Б. Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 399.