

**В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, В. С. Эдельман.** Заряд и потенциал инверсионного слоя МДП-структуры в квантующем магнитном поле. При подаче напряжения  $U_g$  на затвор Si — МДП-структуры вблизи поверхности полупроводника возникает двумерный проводящий слой носителей заряда. Концентрацией  $n_s$  носителей, а тем самым, и их уровнем Ферми можно управлять, изменения  $U_g$ . Если такая структура помещена в магнитное поле, то можно наблюдать обратный эффект: изменение  $U_g$  при квантовых осцилляциях уровня Ферми при фиксированном заряде слоя. Исследование таких осцилляций, обнаруженных в<sup>1,2</sup>, позволяет получить информацию об энергетическом спектре электронов в магнитном поле.

Нами проведены эксперименты с (001) Si — МДП-структурой с инверсионным электронным каналом. Структуры имели размеры  $5 \times 0,8$  мм<sup>2</sup>, электрическую емкость  $\sim 700$  пФ и подвижность носителей  $\sim 3,5 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с при  $T \sim 1$  К. Измерения велись электрометром с входным током менее  $10^{-14}$  А при отключенном от затвора источнике напряжения. Пример экспериментальных записей осцилляций напряжения затвор — контакт к каналу приведен на рис. 1.

Как известно, в магнитном поле в инверсионном электронном слое (001) Si — МДП-структуры каждый из уровней Ландау расщепляется на четыре подуровня из-за снятия долинного и спинового вырождения<sup>3</sup>. До последнего времени не было надежных экспериментальных данных о значении долинного энергетического расщепления  $\Delta_v$ , а данные об эффективном  $g$ -факторе получались из косвенных соображений<sup>4</sup>. Наблюдение осцилляций уровня Ферми дало возможность прямо определить эти величины.

Для определения параметров спектра экспериментальные кривые сравнивались с зависимостью уровня Ферми от магнитного поля, полученной численным решением уравнения

$$\frac{eH}{ch} \sum_0^{\infty} D(\varepsilon - E_1, \Gamma) f(\varepsilon, E_F, T) d\varepsilon = n_s,$$

где  $D = (\Gamma/\sqrt{\pi})^{-1} \exp[-(\varepsilon - E_1)^2/\Gamma^2]$  учитывает уширение уровней Ландау в реальном образце,  $f(\varepsilon, E_F, T)$  — фермиевская функция распределения,

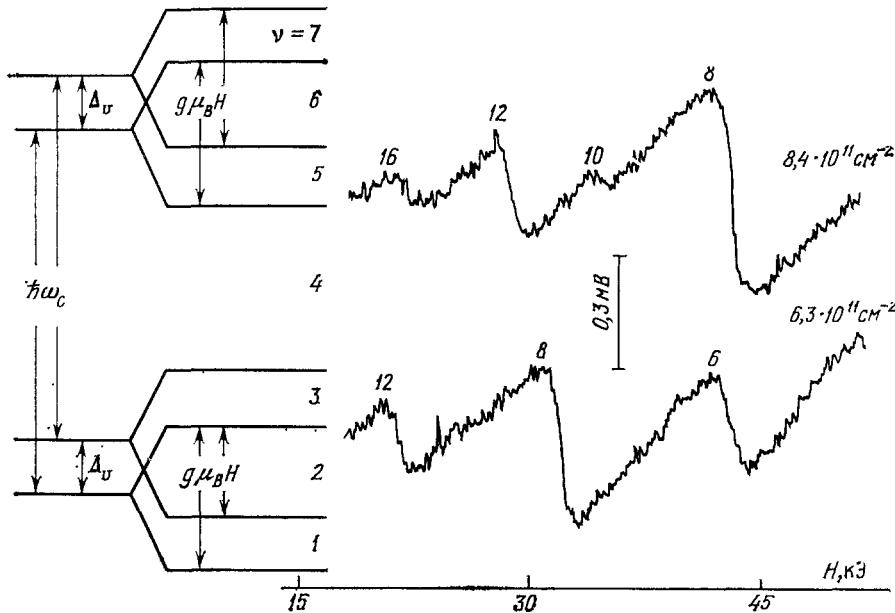


Рис. 1. Зависимость от магнитного поля  $H$  разности потенциалов между затвором и инверсионным слоем, при разной плотности электронов, указанной возле кривых.  $T = 1$  К. Цифры над кривыми указывают число полностью заполненных уровней Ландау. Слева показана схема уровней в магнитном поле

а  $E_1 = \hbar\omega_c (N + 1/2) \pm (g\mu_B H/2) \pm (\Delta_v/2)$ ,  $\Delta_v$  — долинное расщепление,  $g$  —  $g$ -фактор,  $\omega_c$  — циклотронная частота. Параметр  $\Gamma$  подбирался при расчете, исходя из наилучшего приближения расчетной зависимости к измеренной.

На рис. 2, а приведена зависимость  $\Delta_v(H)$  (определенная по переходам  $v = 3, 5, 7, \dots$ , видимым при температуре более низкой, чем при записи кривых рис. 1). Видно, что  $\Delta_v$ , если и зависит от  $n_s$ , то весьма слабо (что не согласуется с теорией; см. в 4), но зависит от  $H$ . Значения, полученные ранее в работе 5 и Kawaji и др. (цитируется в 4), хорошо согласуются с нашими данными, если их отложить в функции от  $H$ .

На рис. 2, б приведена зависимость от  $n_s$  максимального значения  $g$ -фактора, полученная из изменения уровня Ферми при переходах  $v = 2, 6$  (предполагалось, что  $\Delta_v$  не зависит от  $n_s$ ). На том же рис. 2, б приведены значения  $g_{\min}$ , полученные исходя из переходов  $v = 4, 8$  и считая  $m^* = (0,21 \pm \pm 0,01) m_e$  4. Пунктирные линии соответствуют границам возможных значений  $g_{\max}$  по 6. Таким образом, получено доказательство осцилляций спинового расщепления, предсказанных теоретически (см. 4). Отметим, однако, что эта теория предсказывает сильную зависимость амплитуды осцилляций  $g$ -фактора от подвижности электронов. Но образцы, использовавшиеся в 6, имели

подвижность в 3 раза меньшую, чем в нашем случае, так что близость результатов заставляет критически отнестись к предсказаниям<sup>4</sup>.

Отметим, что экстраполяция к  $H = 0$  значения  $\Delta_v$  и спинового расщепления показывает, что и в нулевом поле сохраняется как долинное (с  $\Delta_v \sim$

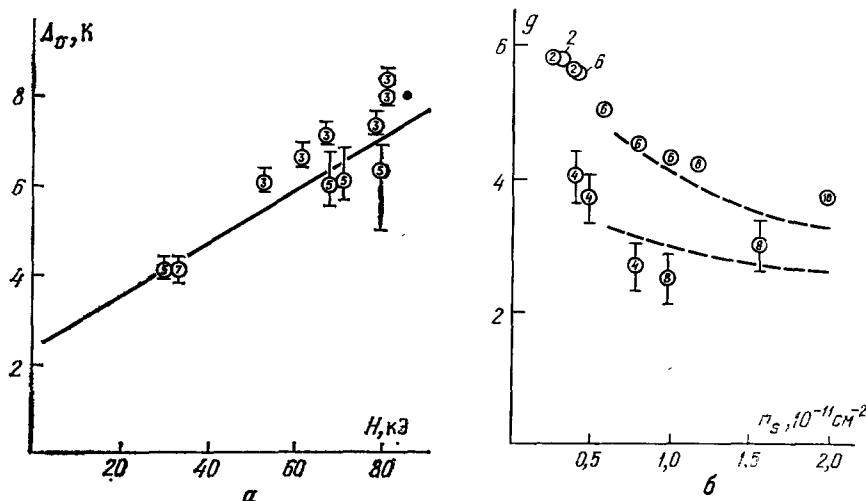


Рис. 2. а — Зависимость  $\Delta_v$  от магнитного поля при разных числах заполненных уровней Ландау (●—данные<sup>5</sup>); б — зависимость от концентрации  $n_s$  максимального (при  $\nu = 2,6$ ) и минимального (при  $\nu = 4,8$ ) эффективного  $g$ -фактора (штриховые кривые взяты из<sup>6</sup>)

$\sim 2$  K), так и спиновое ( $\Delta_s \sim 4$  K) расщепление, обусловленное, по-видимому, нарушением инверсионной симметрии кристалла из-за наличия поверхности.

Таким образом, исследование вариаций химического потенциала в магнитном поле позволило получить реалистические значения энергетических расщеплений в спектре электронов в магнитном поле без привлечения теоретических моделей и поставило новые вопросы перед теорией.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Пудалов В. М., Семенчинский С. Г., Эдельман В. С.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 474.
- Pudalov V. M., Semenchinsky S. G., Edel'man V. S.— Sol. State Comm., 1984, v. 51, p. 713.
- Пудалов В. М., Семенчинский С. Г.— Поверхность, 1984, т. 4, с. 5.
- Ando T., Fowler A. B., Stern F.— Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, p. 437.
- Köller H.— Surf. Sci., 1980, v. 98, p. 378.
- Kobayashi M., Komatsubara K. F.— Japan J. Appl. Phys., 1974, Suppl. 2, pt. 2, p. 343.