

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ И ЭНЕРГИИ ФЕРМИ ЭЛЕКТРОНОВ ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский

Предложен и апробирован метод восстановления энергетического спектра электронов инверсионного слоя по измерению квантовых осцилляций заряда в кремниевой МОП-структуре в квантующем магнитном поле. При восстановлении спектра единственным параметром, заимствуемым из других экспериментов, является эффективная масса электронов m^* .

Инверсионные электронные слои на поверхности (001) кремния в квантующем магнитном поле изучаются уже более двадцати лет, однако до сих пор энергетический спектр электронов в них окончательно не определен. Достаточно надежно можно считать установленной лишь величину эффективной массы (см., например, ¹) и величины энергетических расщеплений между подуровнями Ландау в тех случаях, когда уровень Ферми ϵ_F лежит в середине соответствующей энергетической щели ². Во всех остальных случаях значения спинового Δ_s и долиного Δ_v расщеплений, распределение энергетической плотности состояний D по энергии на уровне Ландау и их зависимость от ϵ_F остаются не определенными до сих пор, несмотря на большое число исследований в этой области (см. в обзорах ³⁻⁵). Результаты большинства экспериментов нельзя считать надежными из-за использования многих модельных предположений.

В работе ² величины энергетических расщеплений в спектре были определены без каких-либо модельных предположений из анализа формы осцилляций энергии Ферми ¹) электронов двумерного (2D) слоя ϵ_F при изменении H . Однако, и в этом случае не удавалось прямо определить, например, зависимости энергий подуровней Ландау ϵ_i (i – целое число) от их заполнения, так как не представлялось возможным разделить зависимости ϵ_F от заполнения уровней $\nu = n_s/n_H$ ($n_H = eH/2\pi\hbar c$ – кратность вырождения уровня, n_s – концентрация электронов в инверсионном слое) при изменении H и от ϵ_i , также зависящих от H .

Ясно, что в дополнение к осцилляциям $\epsilon_F(H)n_s = \text{const}$, исследованным в ², должны проявляться аналогичные осцилляции и на зависимости $\epsilon_F(n_s)H = \text{const}$. Эти осцилляции оказались возможным изучать измеряя зависимость $n_s(V_g)H$. Отметим, что осцилляции заряда $Q_s = eSn_s$ инверсионного слоя (S – площадь МОП-структуры, e – элементарный заряд) впервые были обнаружены в ⁶. Повышение чувствительности измерительной установки в 10^3 раз позволило изучать их в широком диапазоне полей и для различных номеров энергетических подуровней. Первые результаты такого эксперимента, изложенные в данной работе, демонстрируют возможность восстановления спектра и его зависимости от концентрации электронов.

Методика измерений. В эксперименте, схема которого изображена на вставке (рис. 1), измерялся ток заряда МОП-структуры J_g при линейном по времени изменении напряжения на затворе V_g . Трудность измерения осцилляций $\delta J_g(V_g)$ обусловлена их малостью на фоне большого постоянного тока заряда $\langle J_g \rangle = C_0(\partial V_g/\partial t) \sim 10^{-9}$ А, где $C_0 = 700$ пФ – электрическая емкость МОП-структуры. Так, в наших экспериментах $\delta J_g/J_g$ составляло $\leq 1\%$. Более того, осцилляции δJ_g удавалось изучать лишь при $T \geq 1$ К, так как при понижении T появляются и резко возрастают нестационарные всплески тока перезаряда инверсионного слоя, имеющие значительно большую величину. Измерения проводились на образцах, изученных ранее в ⁷.

Обоснование метода. Напряжение V_g задает разность электрохимических потенциалов инверсионного слоя и затвора: $V_g = (\mu_{0g} - \mu_0 + e\Delta\varphi)/e$, где $\mu_0 = \epsilon_F + E_0$ – химпотенциал.

¹) Энергию Ферми ϵ_F мы отсчитываем от дна зоны электрического квантования E_0 ⁴.

2D-слоя, μ_{0g} — химпотенциал затвора, $\Delta\varphi$ — разность электрических потенциалов между затвором и слоем. Заряд МОП-структуры равен $Q_s = C_0\Delta\varphi$, где C_0 — емкость конденсатора "затвор-2D-слой". Измеряемый ток заряда

$$J_g = dQ_s/dt = (dQ_s/dV_g)(dV_g/dt),$$

а

$$(dQ_s/dV_g) = (dC_0/dV_g)\{V_g + (\mu_0 - \mu_{0g})/e\} + C_0 \left[1 - \frac{d(\mu_0 - \mu_{0g})}{edV_g} \right].$$

Видно, что в этом выражении существенную роль играет $(\mu_0 - \mu_{0g})/e$ — контактная разность потенциалов между затвором и слоем, изучавшаяся нами в ².

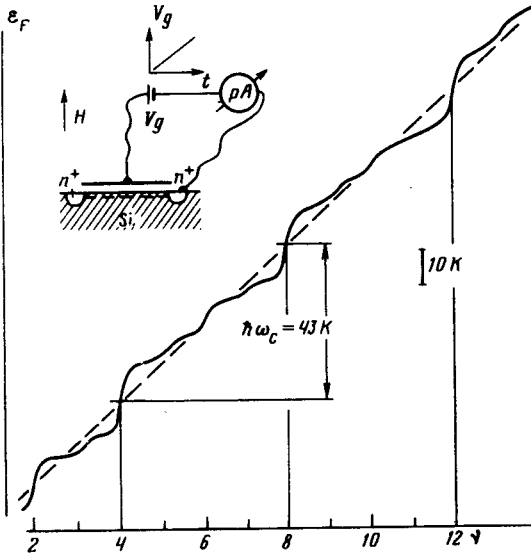


Рис. 1. Зависимость энергии Ферми от концентрации электронов (в единицах $n_H = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) при $H = 70 \text{ кЭ}$, $T = 1,3 \text{ К}$. На врезке — схема измерений

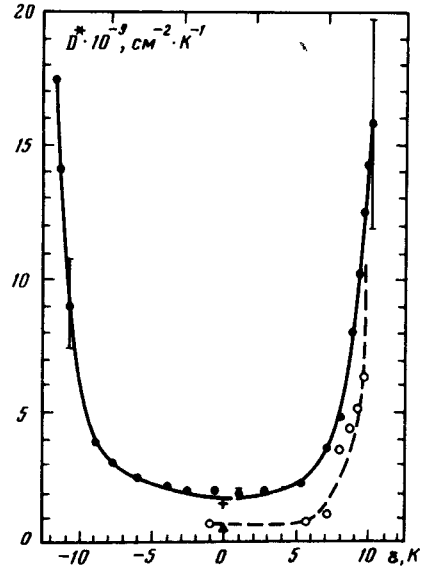


Рис. 3. "Плотность состояний" D^* в окрестности $\nu = 4$ при $H = 70 \text{ кЭ}$: ● — $T = 1,9 \text{ К}$, ○ — $T = 1,3 \text{ К}$; ▲ — расчет по данным ² для $T = 1,3 \text{ К}$, $H = 80 \text{ кЭ}$, $\nu = 8$, + — расчет по данным ^{7,9} для $T = 2 \text{ К}$, $H = 70 \text{ кЭ}$, $\nu = 4$

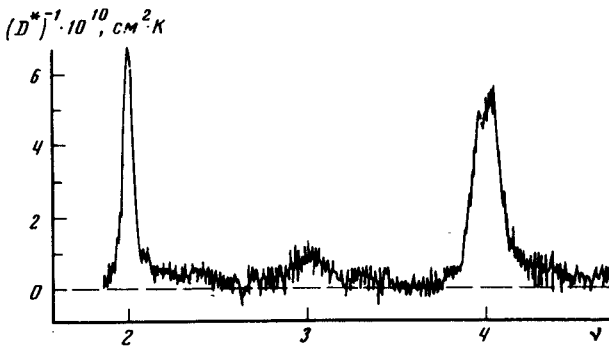


Рис. 2. Обратная "плотность состояний" $(D^*)^{-1}$ в зависимости от концентрации электронов. $H = 70 \text{ кЭ}$, $T = 1,9 \text{ К}$

Второй член в квадратных скобках, содержащий информацию о спектре, много меньше единицы, поэтому для выделения $d\epsilon_F/dV_g$ измерения проводились последовательно при $H \neq 0$ и $H = 0$, и второй результат вычитался из первого. Поскольку ни энергия E_0 дна зоны электрического квантования ³, ни среднее расстояние электронов от поверхности ³ (а также C_0) не должны зависеть от H , то получаемая разность равна

$$\Delta(dQ_s/dV_g) \equiv (dQ_s/dV_g)_{H \neq 0} - (dQ_s/dV_g)_{H=0} =$$

$$= \frac{1}{e} \{ (dC_0/dV_g)(\epsilon_F|_{H \neq 0} - \epsilon_F|_{H=0}) \} + \frac{C_0}{e} [(d\epsilon_F/dV_g)_{H \neq 0} - (d\epsilon_F/dV_g)_{H=0}].$$

Из-за малости dC_0/dV_g ($\sim 10^{-13}$ Ф/В) первый член этой суммы (с фигурными скобками) меньше второго на $3 \div 4$ порядка, и им можно пренебречь. Кроме того, так как $(d\mu_0/dV_g)/e \ll 1$, то V_g можно заменить на $Sn_s e/C_0$. Таким образом, экспериментально определяется зависимость

$$\Delta(dQ_s/dV_g) = \frac{C_0^2}{e^2 S} (\partial\epsilon_F/\partial n_s|_{H \neq 0} - \partial\epsilon_F/\partial n_s|_{H=0}) \text{ от } n_s.$$

интегрируя которую, получаем зависимость $\epsilon_F(n_s)|_{H=\text{const}}$. Единственный параметр — значение $\partial\epsilon_F/\partial n_s|_{H=0}$ — легко определить по известному значению эффективной массы электрона. Для $m^* = 0,21 m_e$ имеем $\partial\epsilon_F/\partial n_s = 6,6 \cdot 10^{-11}$ К·см².

Результаты измерений. На рис. 1 приведена измеренная зависимость $\epsilon_F(\nu)$. На ней хорошо различимы крутые участки, где уровень Ферми скачком переходит с одного подуровня Ландау на другой (вблизи целых ν). Отметим, что видны переходы даже при нечетных ν , соответствующих долинным расщеплениям Δ_ν , имеющим наименьшую величину. Расстояния между подуровнями вблизи целых ν , определенные из этой записи аналогично тому, как это делалось в ², совпадают с результатами работы ².

Плотность состояний. Наклон кривой рис. 1, т. е. $\partial\epsilon_F/\partial n_s$ вблизи целых ν увеличивается на порядок, что говорит о заметном уменьшении плотности состояний $D(\epsilon)$ в этой области, т. е. о слабом перекрытии уровней: $D_{\min} \sim 0,1 D_{\max}$. На рис. 2 приведена производная $(\partial\epsilon_F/\partial n_s)_{H=\text{const}} \equiv (D^*)^{-1}$ от зависимости рис. 1, пропорциональная разности токов заряда затвора J_g , измеренных в присутствии и отсутствии поля — см. формулу (2). Эта величина есть косвенная мера плотности состояний, так как $D^* \rightarrow D(\epsilon)$ в одноэлектронном приближении при $T \rightarrow 0$. Вблизи целых значений $\nu \approx i$ ($\partial\epsilon_F/\partial n_s$) зависит, во-первых, от температуры, во-вторых, от соответствующего энергетического расщепления Δ (в частности, от H), и, в-третьих, от номера энергетического промежутка i . Все три зависимости монотонны, причем $\partial\epsilon_F/\partial n_s$ уменьшается при увеличении T , i и при уменьшении Δ . Зная по рис. 1 связь ϵ_F с ν нетрудно восстановить зависимость $(\partial n_s/\partial \epsilon_F)$ от ϵ_F (рис. 3).

Следует отметить, что определенные из этих экспериментов значения $(\partial n_s/\partial \epsilon_F)$ при $\nu \approx i$ хорошо согласуются с измеренными в ², а также с вычисленными из результатов измерения распределения тока ⁷ (согласно ⁹ распределение тока также связано с величиной $\partial\epsilon_F/\partial n_s$) — см. рис. 3.

Расщепления в энергетическом спектре. Из рис. 1 можно определить расщепления не только при целых ν , но и при других, например, полуцелых значениях. В частности, оказалось, что для такого половинного заполнения уровней долинные расщепления во-первых, не зависят от n_s (также как и при целых ν , см. ⁸), а, во-вторых, несколько меньше расщеплений при целом ν . Действительно, полученные здесь значения $\Delta_{3 \pm 1/2} = 6$; $\Delta_{5 \pm 1/2} = 7,5$; $\Delta_{7 \pm 1/2} = 5,9$; $\Delta_{9 \pm 1/2} = 7,2$ К меньше, чем $\Delta_3 = 8$ К. Этот результат прямо указывает на зависимость энергий подуровней от их заселенности и подтверждает предсказанную теоретически (см. разделы VI, VII в ³) зависимость Δ_ν от заселенности долин.

Мы надеемся, что дальнейшие подобные эксперименты позволят полностью определить энергетический спектр электронов инверсионного слоя в квантующем магнитном поле.

Авторы благодарны Н.С. Иванову, А.К. Янышу за техническую помощь.

Литература

1. Kunze U., Lautz G. Sur. Sci., 1984, 142, 314.
2. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. ЖЭТФ, 1985, 89, 1870.
3. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. of Mod. Phys., 1982, 54, 437.
4. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Поверхность, 1984, 4, 5.

5. Рашба Э.И., Тимофеев В.Б. Физика и техника полупроводников, 1986.
6. Pudalov V.M., Semenchinsky S.G., Edelman V.S. Solid State Comm., 1984, 51, 713.
7. Семенчинский С.Г. ЖЭТФ, 1986, 91, 1804.
8. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 265.
9. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 188.

Поступила в редакцию

23 октября 1986 г.

ВНИИ метрологической службы