

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В ЩЕЛЯХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.Г.Гаврилов, И.В.Кукушкин

Из анализа термоактивационной магнитопроводимости газа двумерных электронов в Si-МДП-структурах и структурах $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ определена плотность состояний в щелях энергетического спектра между уровнями Ландау (D_x). Показано, что величина D_x определяется произведением $\mu H \equiv \omega_c \tau : D_x = (2m / \pi \hbar^2)(1 + \sqrt{\mu H})^{-1}$.

1. Согласно существующим теоретическим представлениям¹, энергетический спектр двумерных ($2D$ -) электронов в сильном поперечном магнитном поле (H) представляет собой набор уровней Ландау ширины $\Gamma = \hbar \omega_c / \sqrt{(\pi/2)\mu H}$ ($\hbar \omega_c$ – циклотронная энергия, μ – подвижность), а плотность состояний в щели между уровнями чрезвычайно мала и определяется хвостами экспонент $D \sim \exp(-2E^2/\Gamma^2)$. Вместе с тем, в недавних экспериментах, выполненных на структурах $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$ из анализа теплоемкости^{2, 3} намагниченности⁴ и термоактивационной магнитопроводимости^{5, 6} следовало одно и то же заключение – в щелях энергетического спектра плотность состояний близка к постоянной ($D = D_x$) и составляет довольно значительную часть от плотности состояний $2D$ -электронов при $H = 0$, $D_0 = g_v(m/\pi\hbar^2)$ (здесь m – масса плотности состояний, g_v – кратность вырождения по долинам).

Целью настоящей работы является определение величины плотности состояний в щелях энергетического спектра D_x и ее изменение от μ и H для системы $2D$ -электронов в кремниевых структурах металлы – диэлектрик – полупроводник (МДП), в которых возможность изменять концентрацию $2D$ -электронов (n) позволяет наиболее прямым способом определить плотность состояний $D = dn/dE$.

2. Идея метода определения плотности состояний из анализа термоактивационной магнитопроводимости содержится в работах^{5, 6}, однако, как будет показано ниже, для получения правильной величины D_x в середине щели, при обработке данных необходимо учитывать одновременно электронный и дырочный вклады в проводимость. Поскольку в области щелей энергетического спектра электронные состояния локализованы⁷, магнитопроводимость σ_{xx} (и магнитосопротивление ρ_{xx}) в этом случае отличается от нуля (при не очень низких температурах, $T > 1,5$ К) за счет термоактивации электронов и дырок с уровня Ферми в зоны подвижных состояний (см. вставку на рис. 1). При полном заполнении очередного подуровня Ландау (т. е. при $n = n_0 = \nu(eH/2\pi\hbar)$, где e – заряд электрона, а ν – фактор заполнения, целое число) магнитопроводимость достигает минимума и описывается выражением

$$\sigma_{xx}^{min} \sim \rho_{xx}^{min} \sim \exp(-W/kT), \quad (1)$$

где W – энергия активации, равная половине величины энергетической щели. При изменении концентрации на Δn от n_0 , уровень Ферми перемещается от середины щели к одному из уровней Ландау на величину ΔE_F (см. вставку на рис. 1). В этом случае, когда энергия Ферми сдвинута на ΔE_F от середины щели, необходимо учитывать электронный ($\sigma_{xx}^e \sim \sim \exp[-(W - \Delta E_F)/kT]$) и дырочный ($\sigma_{xx}^h \sim \exp[-(W + \Delta E_F)/kT]$) вклады в магнитопроводимость (особенно при $\Delta E_F \lesssim kT$). Поэтому, например, для основного уровня Ландау получим:

$$\sigma_{xx}(\Delta n) \sim \exp(-W/kT) \operatorname{ch}(\Delta E_F/kT), \quad (2)$$

и из (1) и (2):

$$\Delta E_F / kT = \text{Arch}(\rho_{xx}(\Delta n) / \rho_{xx}^{\min}) \sim \text{Arch}(\rho_{xx}(\Delta n) / \rho_{xx}^{\min}). \quad (3)$$

Таким образом, исследование температурной магнитопроводимости в соответствии с (3) позволяет определить зависимость ΔE_F от Δn и путем дифференцирования найти плотность состояний в щели энергетического спектра 2D-электронов.

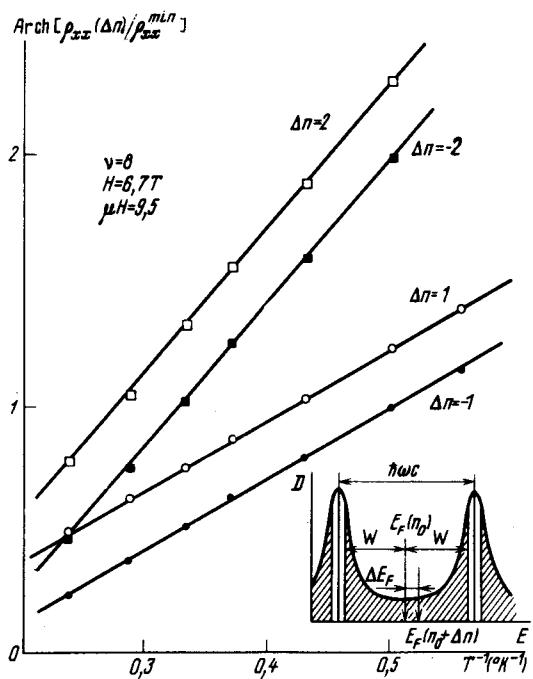


Рис. 1

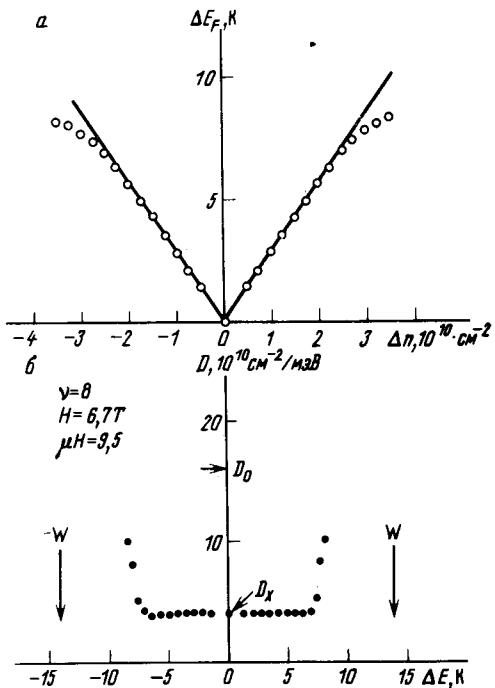


Рис. 2

Рис. 1. Характерные зависимости $\text{Arch}(\rho_{xx}(\Delta n) / \rho_{xx}^{\min})$ от обратной температуры: $v = 8$, $H = 6,7 \text{ Т}$, $\mu/n_0 = 1,4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Величины Δn , показанные на рисунке, представлены в единицах 10^{10} см^{-2} . На вставке — качественная картина плотности состояний 2D-электронов в сильном поперечном магнитном поле. Показано изменение положения энергии Ферми E_F и энергий активации при изменении концентрации Δn , $\hbar\omega_c$ — циклотронная энергия. Заштрихована область локализованных состояний

Рис. 2. а — Зависимость ΔE_F от изменения концентрации 2D-электронов Δn . б — Зависимость плотности состояний D от энергии электронов для $v = 8$, $H = 6,7 \text{ Т}$, $\mu = 1,4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Стрелками показаны значения: D_0 — плотность состояний 2D-электронов при $H = 0$, D_x — остаточная плотность состояний 2D-электронов в магнитном поле

3. В работе исследовались шесть Si-(100) МДП-структур, в которых пиковая подвижность 2D-электронов менялась от $3,6$ до $1,3 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а также структуры GaAs — $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ с $n = (3 \div 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 5 \div 8 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Основные параметры структур опубликованы в работах ^{8, 9}. Измерения производились в режиме переменного тока на частоте 20 Гц и магнитном поле $H \leqslant 20 \text{ Т}$.

На рис. 1 показаны характерные зависимости $\text{Arch}(\rho_{xx}(\Delta n) / \rho_{xx}^{\min})$ от обратной температуры для различных положительных и отрицательных значений Δn при $v = 8$, $H = 6,7 \text{ Т}$, $\mu = 1,4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Видно, что в указанных координатах экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые линии, наклон которых определяет для данного Δn изменение энергии Ферми ΔE_F . Полученная таким образом зависимость ΔE_F от Δn представлена на

рис. 2, а для положительных и отрицательных Δn . Видно, что при малых Δn экспериментальные точки лежат на двух симметричных лучах, выходящих из начала координат. Это отвечает постоянной плотности состояний $D = dn/dE_F$ вблизи середины щели энергетического спектра 2D-электронов (в отличие от работы ⁵, где в середине энергетической щели наблюдается дополнительный максимум плотности состояний, связанный с пренебрежением в (2) одной из экспонент). При увеличении Δn экспериментальные кривые $\Delta E_F(\Delta n)$ загибаются вниз, что говорит об увеличении плотности состояний при приближении энергии Ферми к середине уровня Ландау.

На рис. 2, б представлен график плотности состояний от энергии в щели энергетического спектра между уровнями Ландау, полученный путем дифференцирования зависимостей $\Delta E_F(\Delta n)$ для $\nu = 8, H = 6,7 \text{ Т}$. Видно, что имеется довольно широкий интервал энергий, в котором $D = D_x = \text{const}$, причем D_x составляет значительную часть от величины D_0 . Аналогичные зависимости $D(E)$ были получены на всех шести МДП-структурках в различных H (при $\mu H > 4$) для $\nu = 4$ и 8.

4. Наиболее принципиальным был вопрос о зависимости D_x от магнитного поля и псевдожесткости 2D-электронов. В работах ^{5, 6} был сделан вывод, что величина D_x зависит от μ , но не зависит от H . Согласно же нашим данным, при $H = \text{const}$, $D_x \sim \mu^{-1/2}$, а при $\mu = \text{const}$, $D_x \sim H^{-1/2}$, так что D_x зависит лишь от произведения μH . Эта зависимость представлена в обезразмеренных координатах на рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе. Кроме данных для МДП-структур на этом же рисунке поставлены точки, полученные нами для 2D-электронов в структурах $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Эти точки хорошо согласуются с данными МДП-структур, в связи с чем на рис. 3 мы также поставили все экспериментальные точки из работ ^{5, 6}. Видно, что результаты, полученные как на Si-МДП-структурках, так и на структурах $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$, неплохо согласуются между собой, а характерный наклон зависимости D_0/D_x от μH в логарифмических координатах близок к $1/2$, т. е. $D_x/D_0 \sim (\mu H)^{-1/2}$. Обработка наших результатов для МДП-структур в координатах D_0/D_x от $(\mu H)^{1/2}$ показала, что $D_x \approx D_0 (1 + \sqrt{\mu H})^{-1}$.

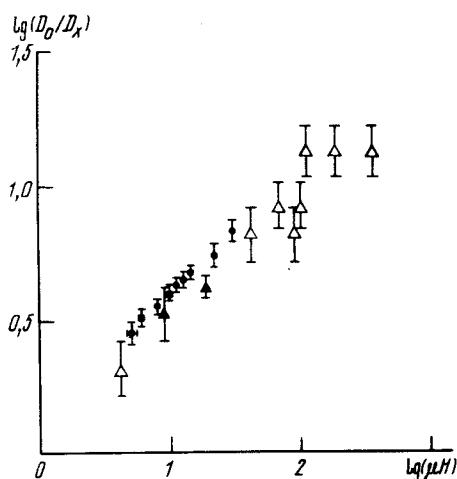


Рис. 3. Зависимость отношения D_0 к D_x от произведения μH в двойном логарифмическом масштабе. Кружками и квадратами обозначены данные для МДП-структур ($\nu = 4$ и 8, соответственно), треугольниками — данные для структур $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, светлые значки — экспериментальные точки из работ ^{5, 6}

5. Таким образом, в настоящей работе, на основе анализа термоактивационной магнитопроводимости 2D-электронов, показано, что: а) плотность состояний в щелях энергетического спектра 2D-электронов постоянна ($D = D_x = \text{const}$ при $\mu H > 4$), б) величина D_x зависит как от μ , так и от H , в) зависимость D_x от μ и H хорошо аппроксимируется выражением $D_x = D_0 (1 + \sqrt{\mu H})^{-1}$ и является универсальной, описывая результаты, полученные как на кремниевых МДП-структурках, так и на структурах $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$.

Следует подчеркнуть, что обнаруженная остаточная плотность состояний 2D-электронов в поперечном магнитном поле (D_x) зависит лишь от параметра $\mu H \equiv \omega t$. Это согласуется с результатами работы ⁹, согласно которым параметр μH определяет также долю локализованных состояний на уровне Ландау. Значительное расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями D_x , на наш взгляд, связано с тем, что теоретически эта величина определяется строго лишь для слабого короткодействующего рассеивающего потенциала, в то время как реальный потенциал таковым не является.

В заключение авторы выражают благодарность С.В.Иорданскому, В.Б.Тимофееву и Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 437.
2. *Gornik E., Lassing R., Strasser G., Störmer H.L., Gossard A.C. Wiegmann W.* Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1820.
3. *Gornik E., Lassing R., Strasser G., Störmer H.L., Gossard A.C.* Proc. of EP2DS VI, Japan, 1985, p. 299.
4. *Eisenstein J.P., Störmer H.L., Narayanamurti V. Cho A.Y., Gossard A.C.* Proc. of EP2DS VI, Japan, 1985, p. 292.
5. *Weiss D., Stahl E., Weimann G., Poog K., Klitzing K.V.* Proc. of EP2DS VI, Japan, 1985, p. 307.
6. *Stahl E., Weiss D., Weimann G., Klitzing K.V., Ploog K.* J. Phys., 1985, **C18**, L783.
7. *Aoki H., Ando T.* Solid State Comm., 1981, **38**, 1079.
8. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Черемных П.А. ЖЭТФ, 1984, **87**, 2223.
9. Гаврилов М.Г., Кукушкин И.В. ЖЭТФ, 1986, **90**, вып. 4.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 ноября 1985 г.