

ДОЛИННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ В СПЕКТРЕ ЭЛЕКТРОНОВ Si-ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ

В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский, В.С.Эдельман

Обнаружены осцилляции потенциала затвора МОП-структуры на поверхности (001) кремния p -типа при изменении магнитного поля, связанные с квантовыми осцилляциями химического потенциала инверсионного слоя. Исследование осцилляций, расположенных в полях, отвечающих условию $H = n_s ch / \nu e$ ($\nu = 3, 5 \dots$) позволило измерить долинное расщепление уровней $\Delta_\nu = 2, 4 + 0,06H$ (где H – в кЭ, Δ_ν – в К) при $20 \text{ кЭ} \leq H \leq 80 \text{ кЭ}$ и при $n_s \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-2}$

Как известно ¹, энергетический спектр инверсионного двумерного слоя на поверхности (001) монокристалла Si в квантующем магнитном поле H , нормальном к поверхности, является полностью дискретным. При относительно малой поверхностной плотности электронов $n_s \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, когда заселена лишь нижняя подзона электрического квантования, уровни энергии, отсчитываемые от дна этой подзоны, задаются выражением

$$E_i = \hbar \omega_c (N + 1/2) \pm g \mu_B H / 2 \pm \Delta_\nu / 2, \quad (1)$$

где $\omega_c = eH/m^*c$ – циклотронная частота, соответствующая массе m^* , второй член справа описывает спиновое расщепление, определяемое g -фактором, Δ_ν – энергетическое расщепление двух долин, эквивалентных в массивном кристалле, N – целое число. Значение циклотронной массы $m^* = (0,21 \pm 0,01)m_0$ можно считать надежно установленным ^{1,2}. g -фактор, который, согласно современным воззрениям, зависит от концентрации n_s и магнитного поля ¹, известен менее точно. Его значения лежат в пределах от 2,5 до 4,5 ¹ и спиновое расщепление составляет $0,25 \div 0,45$ от циклотронного.

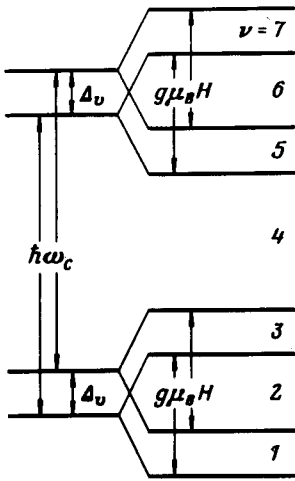


Рис. 1

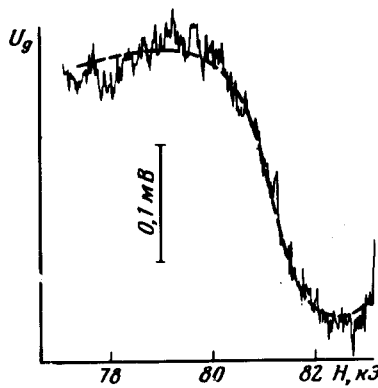


Рис. 2

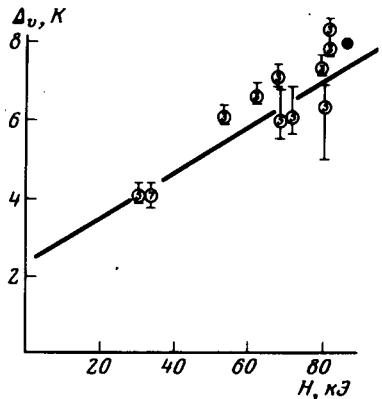


Рис. 3

Рис. 1. Схема уровней электронов инверсионного слоя (001) Si – МОП-структуры в магнитном поле

Рис. 2. Зависимость от магнитного поля H разности потенциалов между затвором и инверсионным слоем. $n_s = 5,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\nu = 3$, $T = 0,8 \text{ К}$. Пунктирная линия – расчет с параметрами $\Gamma = 0$, $\Delta_\nu = 8,0 \text{ К}$

Рис. 3. Зависимость энергии долинного расщепления Δ_ν от магнитного поля H . Цифры в кружках указывают значение ν , при котором получены соответствующие величины. Точка – значение Δ_ν из ⁴

Существование долинного расщепления установлено в ³; был предпринят ряд попыток оценить Δ_ν , анализируя эффект Шубникова – де Гааза (см. в обзоре ¹, а также ⁴). При этом, однако, вводится столько предположений, что надежность результатов невысока ⁵.

В сильных полях выполняется неравенство $\hbar \omega_c > g \mu_B H > \Delta_V$, и порядок следования уровней энергии таков, как показано на рис. 1. Уровень Ферми, определяемый плотностью электронов, при фиксированном n_s перескакивает при изменении поля с одного энергетического уровня на другой при значениях поля H , отвечающих условию $n_s ch/eH = \nu$, где ν — целые числа. Соответственно скачком изменяется потенциал изолированного затвора МОП-структуры, отсчитанный от потенциала контакта к двумерному слою.^{6,7}

Как видно из рис. 1, для переходов с нечетными значениями ν наблюдаемое изменение потенциала ΔU_g определяется величиной Δ_V . В этой работе нам удалось впервые наблюдать вариации потенциала затвора, связанные с этими переходами, что позволило установить значение долинного расщепления.

Измерения были проведены в магнитных полях $30 \div 80$ кЭ при температуре $0,4 \div 0,8$ К. Эксперименты проводились на двух образцах размерами $0,8 \cdot 5$ мм² с емкостью ~ 700 пФ. Подвижность электронов в максимуме достигала при низких температурах значения $\sim 4 \cdot 10^4$ см² · В/с. Концентрация носителей в слое $n_s = (3,5 \div 10) \cdot 10^{11}$ см⁻² задавалась подачей на затвор напряжения относительно одного из контактов к $2d$ -слою, после чего затвор отсоединялся от источника напряжения и подсоединялся к электрометру для измерения зависимости $U_g(H)$. Пример экспериментальной записи при изменении магнитного поля приведен на рис. 2 для случая $\nu=3$.

Для определения Δ_V экспериментальные кривые (с поправкой масштаба $\sim 10\%$, учитывающей паразитную емкость электрометра и линии связи) сопоставлялись с зависимостью уровня Ферми от магнитного поля, полученной численным решением уравнения

$$\sum_i \frac{eH}{ch} \int_0^\infty D(\epsilon - E_i, \Gamma) f(\epsilon; E_F, T) d\epsilon = n_s, \quad (2)$$

где $D = \frac{\Gamma}{\sqrt{\pi}} \exp((\epsilon - E_i)^2 / \Gamma^2)$ учитывает уширение уровней в реальном образце; параметр Γ считался при заданном поле одинаковым для всех уровней. $f(\epsilon, E_F, T)$ — фермиевская функция распределения. Как видно из рис. 2, при разумных значениях параметров, используя формулу (2) можно достичь хорошего согласия с экспериментом.

Возможные значения Γ , не противоречащие эксперименту, лежат в диапазоне $0 < \Gamma \lesssim 1$ К при $n_s \lesssim 5 \cdot 10^{11}$ см⁻² и $0 < \Gamma \lesssim 2$ К при $5 \cdot 10^{11} \div 10^{12}$ см⁻², причем наилучшее согласие наблюдается при $\Gamma \approx 0$ в первом случае и $1 \text{ К} \lesssim \Gamma \lesssim 2$ К во втором. На рис. 3 приведены полученные значения Δ_V . Указанная погрешность соответствует неопределенности расчетных параметров, в первую очередь, неопределенности Γ .

Подчеркнем следующие обстоятельства: 1) значение Δ_V хорошо согласуется с результатом⁴ и с оценками, сделанными в⁵. Как показывает расчет, из-за мало Δ_V особенностей U_g , связанные с переходами $\nu=3, 5, \dots$, можно наблюдать лишь при $T \lesssim 1$ К. 2) Сопоставление наших результатов при одинаковых полях и разных значениях ν , т.е., при разных n_s , показывает, что Δ_V , если и зависит от n_s , то весьма слабо. Значение Δ_V , полученное в⁴ при $n_s = 2,8 \cdot 10^{12}$ см⁻², т.е. при плотности в $\sim 4,8$ раза большей, чем в нашем случае, позволяет более определенно говорить о независимости Δ_V от n_s . 3) Δ_V зависит от H . Линейная экстраполяция к $H=0$ показывает, что и в нулевом поле сохраняется долинное расщепление $\Delta_V = 2,4$ К. Данные, полученные Каваджи с сотрудниками (цитируется в¹) в полях, больших ~ 100 кЭ, также согласуются с линейной экстраполяцией наших результатов, если считать, что и в этой области полей Δ_V зависит не от n_s , а от H .

Согласно существующим теоретическим воззрениям¹, Δ_V должно быть пропорционально n_s , что не согласуется с опытом, хотя численная теоретическая оценка этой величины имеет правильный порядок. Зависимость Δ_V от поля H и одновременно ослабление зависимости от n_s появляются в теории при учете междуэлектронного взаимодействия, но при этом сами величины Δ_V оказываются на порядок больше измеренных. Таким образом, наши результаты свидетельствуют о необходимости дальнейшего развития теории.

Авторы благодарны А.С.Боровику-Романову за предоставленную возможность выполнить работу в ИФП АН СССР, М.С.Хайкину и Ч.В.Копецкому за интерес к работе.

Литература

1. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
2. *Kunze U., Lautz G.* Surface Scie., 1984, 142, 314.
3. *Fowler A.B., Fang F.F., Howard W.E., Stiles P.J.* Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 901.
4. *Köhler H.* Surface Scie., 1980, 98, 378.
5. *Von Klitzing K.* Surface Scie., 1980, 98, 98.
6. *Pudalov V.M., Semenchinsky S.G., Edel' man V.S.* Sol. State Comm., 1984, 51, 713.
7. *Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 474.

ВНИИМС Госстандарта

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особо чистых веществ Академии наук СССР

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 февраля 1985 г
