

ПРЯМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев

По спектрам излучательной рекомбинации двумерных $2D$ -электронов с инжектированными дырками в $\text{Si}(100)$ МДП-структурах определено энергетическое распределение плотности состояний двумерных электронов в поперечном квантующем магнитном поле. Обнаружены осцилляции ширины уровней Ландау от фактора заполнения.

В центре обсуждения энергетического спектра двумерных $2D$ -систем в магнитном поле находится вопрос о плотности электронных состояний при наличии случайного потенциала дефектов. Известные экспериментальные методы как правило определяют плотность электронных состояний на уровне Ферми и основываются на измерениях: намагнитченности ¹, электронной теплоемкости ², магнитоемкости ³, термоактивационной проводимости ⁴, контактной разности потенциалов ⁵. Во всех перечисленных методах плотность состояний определяется не непосредственно, а из анализа измеряемых зависимостей с использованием подгоночных параметров, а также предположений, нуждающихся в специальных обоснованиях. Вместе с тем хорошо известно, что спектроскопические методы позволяют наиболее прямым способом определять энергетическое распределение плотности одночастичных состояний.

Ранее сообщалось о наблюдении излучательной рекомбинации $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками в $\text{Si}(100)$ МДП-структурах ⁶ и продемонстрированы возможности этого метода. В рассматриваемом случае рекомбинация является непрямой и ее вероятность не зависит от энергии рекомбинирующих частиц, а ширина распределения дырок относительно невелика $\leq 0,5$ мэВ. Результирующий спектр излучения представлял собой ступенчатую функцию, ширина которой линейно возрастала с концентрацией (n_s) электронов, что однозначно отражает постоянство плотности состояний $2D$ -электронов в нулевом магнитном поле. Целью настоящей работы является определение плотности состояний $2D$ -электронов по спектрам излучательной рекомбинации в поперечном магнитном поле.

В работе исследовались обычные МДП-транзисторы, изготовленные на поверхности (100) кремния p -типа с концентрацией бора $8,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Структуры имели кольцевую (диски Корбино) геометрию, толщину диэлектрика 1300 Å и максимальную подвижность $2D$ -электронов $\mu = 3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $n_s = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T = 1,6 \text{ К}$. Для исследований использовался оптический криостат с соленоидом (H до 8 Тл). Спектральным прибором служил двойной монохроматор с дисперсией в рабочей области 10 Å/мм. Излучение наблюдалось в геометрии Фойгта и регистрировалось в режиме счета фотонов с последующим накоплением сигнала. Важно подчеркнуть, что все спектроскопические и магнитотранспортные измерения проводились одновременно (рис. 1 и 2).

На вставке к рис. 1 показана схема рекомбинации $2D$ -электронов с инжектированными дырками, связанными на атомах бора. Подчеркнем, что в условиях неравновесного возбуждения слой обеднения практически отсутствует и из магнитотранспортных измерений следует, что концентрация зарядов в нем $\leq 10^9 \text{ см}^{-2}$.

На рис. 2, а представлены зависимости проводимости $2D$ -электронов от напряжения на затворе V_g (пороговое напряжение $V_T = -0,24 \text{ В}$) без магнитного поля и в строго поперечном магнитном поле $H = 7 \text{ Тл}$, из которых легко определяются величины μ , n_s . Видно, что при $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $H = 7 \text{ Тл}$ имеется четыре полностью заполненных уровня Ландау (каждый 4-хкратно вырожден по спину и долинам, фактор заполнения $\nu = 16$). Спектры рекомбинационного излучения (TO -фононная компонента), полученные одновременно с транспортными измерениями при $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в отсутствие магнитного поля (кривая 2) и в магнитном поле $H = 7 \text{ Тл}$ (кривая 3) представлены на рис. 1, а. При $H = 0$ спектры излучения от-

ражают постоянство плотности состояний и имеют ширину, равную энергии Ферми $2D$ -электронов при $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В поперечном магнитном поле $H = 7 \text{ Тл}$ и $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($\nu = 16$) в спектре отчетливо наблюдаются четыре эквидистантные линии, отвечающие четырем уровням Ландау, расщепленным на величину циклотронной энергии $\hbar\omega_c = 4 \text{ мэВ}$, которой соответствует циклотронная масса $m_c = 0,20 m_0$. Как видно, спиновые и долинные расщепления уровней в этих условиях не разрешаются. Для демонстрации двумерности исследуемой электронной системы мы использовали метод поворота магнитного поля. Угол отклонения φ магнитного поля от нормали к $2D$ -слою устанавливался и определялся по изменению картины шубниковских осцилляций. Так при $\varphi = 60^\circ$ и $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $H = 7 \text{ Тл}$ фактор заполнения увеличивался ровно вдвое и под поверхностью Ферми оказывалось восемь уровней Ландау. Спектр рекомбинационного излучения, полученный в этих условиях, представлен на рис. 1, б. В спектре отчетливо наблюдается восемь уровней Ландау, расщепление между которыми уменьшилось вдвое по сравнению с рис. 1, а. Это однозначно доказывает, что в спектрах рекомбинации проявляется плотность состояний $2D$ -электронов.

Одним из важных экспериментальных фактов является независимость спектральной позиции фиолетовой границы спектра, соответствующей уровню Ферми, от концентрации $2D$ -электронов ($h\nu_\phi = (1,0865 \pm 0,0005 \text{ эВ})$). Не останавливаясь подробно на причинах указанного явления, отметим, что мы воспользовались этим обстоятельством для записи осцилляций интенсивности излучения на указанной спектральной позиции, отражающих осцилляции плотности состояний на уровне Ферми. Результаты, полученные для $H = 7 \text{ Тл}$, $T = 1,6 \text{ К}$ и величины спектральной щели $\Delta E = 0,8 \text{ мэВ}$, представлены на рис. 2, б, откуда видно, что:

1) осцилляции интенсивности излучения на уровне Ферми периодичны по V_g или n_s , что свидетельствует о двумерности электронов;

2) излучение $2D$ -электронов в сильном поперечном магнитном поле наблюдается лишь для электронов со спином $S_z = +1/2 (2 + 4m < \nu < 4(m + 1))$, где $m = 0, 1, \dots$). Учитывая, что излучение в TO -фононной компоненте спектра почти полностью поляризовано в направлении H , необходимо заключить, что рекомбинация $2D$ -электронов происходит с неравновесными дырками, имеющими $J_z = -3/2$. В этом случае оптические переходы для электронов с $S_z = -1/2$ запрещены;

3) осцилляции интенсивности излучения и проводимости от V_g строго скоррелированы между собой;

4) для уровней Ландау с номером $N \neq 0$ междолинная щель в энергетическом спектре при $\nu = 2m + 1$ не проявляется в магнитотранспорте, но проявляется в зависимости $I(n_s)$.

Для определения ширины уровней Ландау, величин спинового и долинного расщеплений, зависимости этих параметров от μ , H и ν удобно работать с одним нижайшим уровнем. Отметив, что спектроскопическая методика позволила ответить на указанные вопросы, остановимся в настоящей статье на одном из них: зависимости ширины уровня Ландау от фактора заполнения, представленной на рис. 3. Видно, что ширина Γ осциллирует от фактора заполнения, изменяясь более чем в три раза, и, достигая максимума при четных ν , когда уровень Ферми находится посередине щели (область локализованных состояний) и минимума при полуцелых ν , когда уровень Ферми лежит в центре уровня Ландау (область подвижных состояний). Качественно такая зависимость Γ от ν может быть объяснена в терминах самосогласованной экранировки флуктуаций потенциала⁷. Количественное описание зависимостей Γ и величин спинового и долинного расщеплений от параметров μ , H и ν будут опубликованы отдельно.

Таким образом методика рекомбинационного излучения $2D$ -электронов с инжектированными дырками позволяет прямым способом наблюдать энергетическое распределение плотности состояний $2D$ -электронов в поперечном квантующем магнитном поле и открывает новые возможности для исследований. Среди задач, экспериментально решаемых с помощью этой методики, следует выделить: исследование зависимостей Γ от μ , H , ν , изучение спиново-

го и долинного расщеплений, определение величины и масштаба флуктуаций потенциала на границе раздела Si – SiO₂.

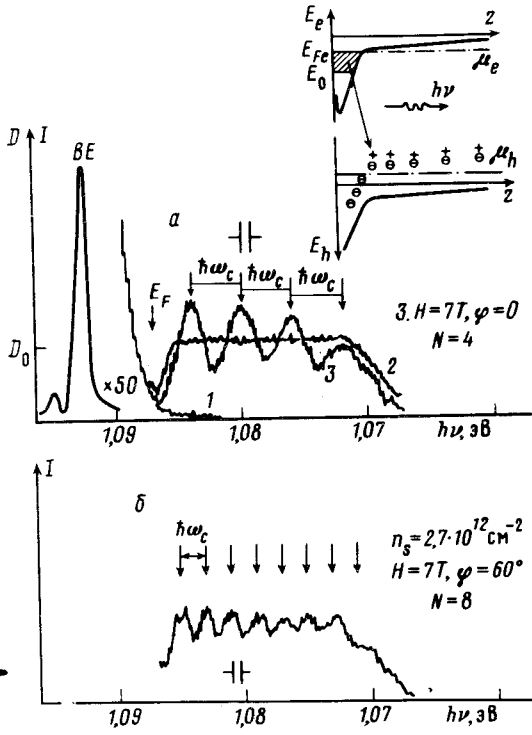


Рис. 1.

Рис. 3. Зависимость ширины нижайшего уровня Ландау ($N = 0$) от фактора заполнения, измеренная по спектрам рекомбинации при $H = 7$ Тл, $T = 1,6$ К

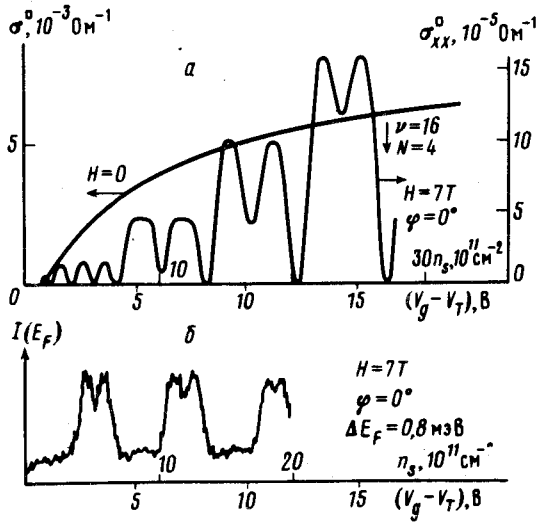


Рис. 2

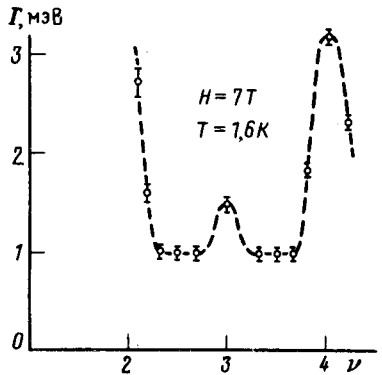


Рис. 1. *a* – На вставке показана схема рекомбинации 2D-электронов с инжектированными дырками. Интенсивная линия в спектре излучения (*BE*) с максимумом $h\nu = 1,0928$ эВ отвечает объемному излучению экситонов, связанных на атомах бора. Спектр 1 – длинноволновый хвост линии *BE*, усиленный в 50 раз при $V_g = V_T$, $n_s = 0$. Зависимости 2 и 3 – спектры излучения 2D-электронов, полученные для $T = 1,6$ К, $n_s = 2,7 \cdot 10^{12}$ см⁻² при $H = 0$ (спектр 2) и $H = 7$ Тл (спектр 3). Величина плотности состояний в нулевом магнитном поле $D_0 = 1,6 \cdot 10^{11}$ см⁻² · мэВ⁻¹ получена из условия равенства интегральной интенсивности излучения в спектрах 2 и 3. *б* – Спектр излучения, полученный при $T = 1,6$ К, $n_s = 2,7 \cdot 10^{12}$ см⁻² в наклонном магнитном поле $H = 7$ Тл. Угол отклонения магнитного поля от нормали к плоскости 2D-слоя $\varphi = 60^\circ$

Рис. 2. *a* – Зависимости проводимости (при $H = 0$) и магнитопроводимости в поперечном магнитном поле $H = 7$ Тл от концентрации 2D-электронов, пропорциональной напряжению на затворе V_g , отсчитанному от порогового напряжения V_T . $T = 1,6$ К. *б* – Зависимость интенсивности излучения, измеренная на фиолетовом краю линии при $h\nu_\Phi = 1,0865$ эВ, от концентрации 2D-электронов. Поперечное магнитное поле $H = 7$ Тл, $T = 1,6$ К, величина спектральной щели $\Delta E = 0,8$ мэВ

В заключение авторы выражают благодарность С.В.Иорданскому, Э.И.Рашба, Д.Е.Хмельницкому за ценные обсуждения.

Литература

1. Eisenstein J.P., Störmer H.L., Narayanamurti V., Cho A.Y., Gossard A.C. Proc. of EP2DSVI, Japan, 1985, p. 292.
2. Gornik E., Lassing R., Strasser G., Störmer H.L., Gossard A.C., Wiegmann W. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1820.
3. Smith T.P., Goldberg B.B., Stiles P.J., Heiblum M. Phys. Rev., 1985, B32, 2696.
4. Stahl E., Weiss D., Weimann G., Klitzing K.V., Ploog K. J.Phys., 1985, C18, L783.
5. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 265.
6. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 413.
7. Ando T., Murayama Y. Proc. of the 17th ICPS, USA, 1984, p. 317.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 марта 1986 г.