Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 2, с. 141 – 145

Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с различным профилем краевого обеднения

Д. В. Сметнев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 1 июня 2011 г.

С помощью копланарной и полосковой методик проведены измерения резонансного микроволнового поглощения системой двумерных электронов. Исследовано влияние края электронной системы на дисперсию краевых магнитоплазмонов. Установлено, что ширину края двумерной системы можно варьировать в широких пределах (почти на два порядка), изменяя глубину, на которую осуществляется поверхностное травление кристалла. Показано, что при травлении через квантовую яму ширина края электронной системы оказывается около 0.2 мкм, в то время как в случае неглубокого травления (например, до слоя доноров) край становится плавным и его ширина может быть увеличена до 12 мкм. Исследовано влияние логарифмического множителя, зависящего от ширины края электронной системы, на дисперсию краевых магнитоплазменных возбуждений.

Структура физического края двумерной электронной системы (ДЭС) играет определяющую роль при исследовании транспортных свойств ДЭС в режиме целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла [1]. Краевой потенциал обедняет ДЭС вблизи границы системы, приводя в магнитных полях к формированию краевых каналов – областей, где протекает существенная часть бездиссипативных токов системы. В простейшей одноэлектронной модели краевые каналы представляют собой линии вдоль границы, где соответствующие уровни Ландау пересекают уровень Ферми [2]. В более реалистичной модели, учитывающей взаимодействие электронов, край системы разбивается на чередующиеся сжимаемые и несжимаемые полоски [3]. В свою очередь профиль границы ДЭС определяет электронную структуру края, в частности взаимное расположение и взаимодействие краевых каналов. В свете сказанного изучение краевых электронных состояний представляет значительный научный интерес.

Спектроскопия краевых магнитоплазменных возбуждений является одной из наиболее чувствительных методик изучения краевых электронных состояний ДЭС [4–7]. Краевые магнитоплазмоны (КМП) – это коллективные возбуждения электронной плотности, распространяющиеся вдоль края ДЭС в направлении, задаваемом внешним магнитным полем [8, 9]. Характерными их особенностями являются бесщелевой закон дисперсии и возможность их наблюдения при сравнительно низких частотах. В модели полубесконечной плоскости с резким краем дисперсия фундаментальной моды КМП задается следующим выражением [9]:

$$\omega = \frac{\sigma_{xy} q}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\ln\frac{2}{q\,l}+1\right) \quad \text{при} \quad \omega_c\tau > 1, \qquad (1)$$

где $\sigma_{xy} \propto n_s/B$ является холловской компонентой проводимости ДЭС, ε и ε_0 – эффективная диэлектрическая проницаемость среды и диэлектрическая постоянная, ω_c – циклотронная частота, τ – квантовое время релаксации электронов, а $l = i\sigma_{xx}/2\varepsilon\varepsilon_0\omega$ – характерный размер области флуктуаций заряда магнитоплазменной волны. В пределе больших магнитных полей, когда l становится меньше размера области обеднения w, в формулу (1) вместо l следует подставлять w.

Параметры края ДЭС учитываются в дисперсии КМП посредством слабо меняющегося логарифмического члена [10]. Это ведет к тому, что даже существенные изменения в структуре краевых электронных состояний приводят к малой поправке к дисперсии КМП [4–7]. К тому же до настоящего времени не предпринималось попыток использования методики КМП-спектроскопии для характеризации краевых профилей различной степени мягкости, полученных на одной и той же шайбе. В настоящей работе развита оригинальная копланарная методика изучения плазменных возбуждений в макро- и мезоскопических структурах. Проведено экспериментальное исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в мезоскопических дисках ДЭС различного диаметра. Показано, что в дисках с малым диаметром (менее 10 мкм) структура края ДЭС оказывает радикальное влияние на наблюдаемый спектр КМП. Разработанная методика применена для характеризации размера краевой области у серии структур ДЭС. Продемонстрировано, что для одной и той же структуры при удалении различного по толщине слоя с поверхности кристалла размер области обеднения вблизи края ДЭС может варьироваться в широких пределах. Для макроскопических полосок ДЭС с различным профилем краевого обеднения изучено влияние логарифмического множителя на дисперсию КМП.

Исследования проводились на GaAs/AlGaAs квантовых ямах шириной 30 нм, расположенных на глубине 400 нм от поверхности образца. При этом δ-слой доноров (Si) располагался на глубине 310 нм. Подвижность носителей заряда в структурах составляла $\mu = 10 \cdot 10^6$ см^2/В·с ($T = 1.5$ К) при концентрации двумерных электронов $n = 2.1 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Для создания ДЭС с различными профилями края была использована методика жидкостного травления на различную глубину. Было изготовлено два типа структур. Для одного из них при травлении слой доноров и сама квантовая яма за пределами мезы были удалены (глубина травления 450 нм), а во втором травление было лишь частичным и останавливалось на глубине 240 нм, то есть не доходя до слоя доноров. Для исследования КМП в двумерных электронных системах с различными профилями краевого обеднения применялись две методики: копланарная и полосковая. Оригинальная копланарная методика состояла в том, что измерялось микроволновое (5–40 ГГц) пропускание копланарного волновода, в щелях которого находился ряд равноудаленных двумерных дисков [11–13]. Копланарный волновод состоял из нанесенной на поверхность образца узкой центральной металлической (Cr/Au) полоски, находящейся между двумя широкими заземленными плоскими электродами. Волновод имел форму меандра длиной $L = 9.5$ мм. Ширина центральной полоски равнялась $a = 44$ мкм. Расстояние между боковыми электродами составляло $b = 104$ мкм. Параметры волновода были подобраны таким образом, чтобы его характеристический импеданс составлял $Z_0 = 50$ Ом. В щелях копланарного волновода был вытравлен ряд одинаковых дисков ДЭС с диаметром d, расположенных друг от друга на расстоянии $l = 4d$ (рис. 1). Измерения проводились для дисков с диаметрами $d = 20$, 10 и 5 мкм. При возбуждении плазменной волны в дисках возникает резонансное поглощение микроволнового излучения, распространяющегося вдоль копланарной линии. Резонансному поглощению соответствует минимум в сигнале пропускания копланарного волновода, измеряемого по синхронной методике туннельным диодом с предусилителем (Herotek DTA 184080). Полосковая методика была основана на измерении микроволнового пропускания (0.1–10 ГГц)

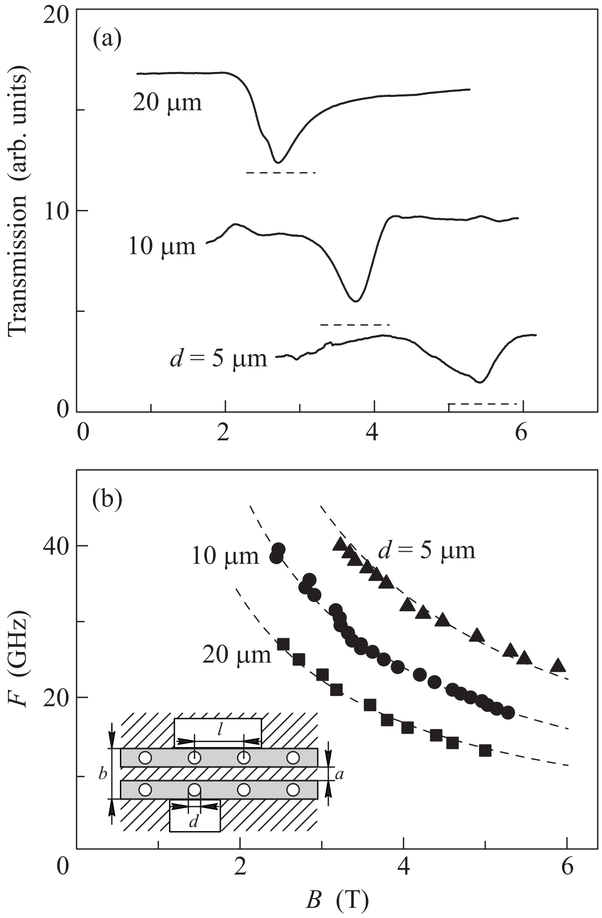

Рис. 1. (a) – Пропускание копланарного волновода, измеренное на частоте микроволнового сигнала F = 25 ГГц для дисков диаметром $d = 20$, 10 и 5 мкм. Для каждой из кривых штриховой линией показан нулевой уровень сигнала. (b) – Магнито-частотная зависимость положения минимума в сигнале пропускания копланарного волновода. Штриховой линией показана аппроксимация экспериментальных точек функцией A/B, где A – константа, а B – величина магнитного поля. На образцах осуществлено неглубокое травление (240 нм). Температура при измерениях $T = 1.5$ К. На вставке приведено схематическое изображение копланарного волновода с дисками

полоски ДЭС длиной 1.4 мм и шириной 50 мкм [14]. Полоска ДЭС имела на концах два омических контакта. Для измерений поперек полоски были напылены два узких металлических затвора: один – для возбуждения плазменной волны, другой – для детектирования наводимого волной переменного потенциала. В обеих методиках образцы помещались в перпендикулярное поверхности структуры магнитное поле (0–6 Тл), создаваемое сверхпроводящим соленоидом. Температура на образце при экспериментах составляла $T = 1.5$ К.

На рис. 1a показаны магнитополевые зависимости сигнала пропускания, измеренные для копланарных волноводов с дисками различного диаметра при частоте микроволнового сигнала $F = 25$ ГГц. Для каждой из кривых штриховой линией показан нулевой уровень сигнала. В щелях каждого из волноводов был вытравлен ряд одинаковых мезоскопических дисков с диаметрами $d = 20$, 10, 5 мкм и расстоянием между дисками $l = 4d$. Глубина травления для дисков составляла 240 нм. Электрическое поле, сконцентрированное в щелях копланарного волновода, возбуждает в двумерных дисках плазменные волны. При этом в сигнале пропускания копланарного волновода наблюдается минимум. Дополнительные измерения показали, что при уменьшении расстояния между дисками до $l = 2d$ положение плазменного резонанса по магнитному полю не изменяется. Поэтому в настоящих измерениях диски можно считать невзаимодействующими [15]. Для дальнейшего изучения наблюдаемой моды были проведены измерения для серии частот и построена магнито-частотная зависимость положения резонансов (рис. 1b). Наблюдаемые плазменные моды обладают отрицательной магнитодисперсией, что характерно для краевых магнитоплазменных возбуждений (КМП), распространяющихся вдоль границы ДЭС [9]. Для дисков диаметром d волновой вектор КМП равен $q = 2/d$. Поэтому частота плазмона, согласно формуле (1), $\omega \propto 1/Bd$ (без учета слабо меняющегося логарифмического множителя). Применимость данного соотношения для каждого из типов дисков продемонстрирована на рис. 1b (см. штриховые линии). Из рисунка видно, что с уменьшением диаметра диска частота плазменного возбуждения увеличивается, что качественно согласуется с формулой (1). Однако четырехкратное уменьшение диаметра диска привело всего лишь к двукратному увеличению частоты КМП. Этот факт указывает на то, что реальный диаметр двумерных дисков превышает литографически сформированный размер.

На вставке к рис. 2 изображены сечение границы диска с травлением на глубину 240 нм (внизу) и предполагаемый профиль распределения электронной плотности на границе ДЭС. Размер области обеднения w определяется диффузией электронов в протравленную область. С учетом области обеднения реальный размер двумерных дисков, по периметру которых распространяется КМП, увеличивается на w и становится равным $d + w$. Поскольку логарифмический множитель в выражении (1) для частоты КМП слабо зависит от диаметра ДЭС, для оценки значения w логарифмическим членом можно пренебречь.

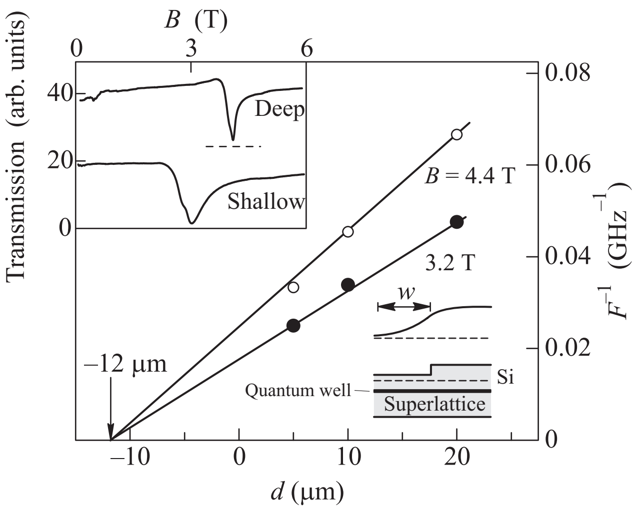

Рис. 2. Зависимость обратной величины частоты КМП от диаметра дисков при $B = 4.4$ и 3.2 Тл. Точка пересечения прямых с осью диаметров соответствует размеру области обеднения. Нижняя вставка – сечение границы диска со слабым травлением (внизу) и предполагаемый профиль распределения электронной плотности на границе ДЭС. Верхняя вставка – сигналы пропускания копланарного волновода, измеренные на микроволновой частоте $F = 23$ ГГц, для дисков диаметром $d = 20$ мкм для поверхностного травления на глубину 240 нм (Shallow) и травления через яму на глубину 450 нм (Deep)

Тогда обратное значение частоты КМП пропорционально реальному диаметру диска $d + w$. На рис. 2 приведена зависимость обратной величины частоты КМП от литографического диаметра d для нескольких значений магнитного поля. Значения частот КМП получены как точки пересечения вертикальной линии, соответствующей фиксированному значению магнитного поля, с магниточастотной зависимостью (рис. 1b). Для определения w проведем прямые через соответствующие экспериментальные точки до пересечения с осью диаметров. Диаметр, соответствующий точке пересечения, равен $w = 12$ мкм. Найденная величина w более чем на порядок превышает известный из литературы характерный размер области обеднения для структур ДЭС с травлением через квантовую яму [7, 16]. Это демонстрирует то, что методика неглубокого травления позволяет создавать краевые профили электронной плотности повышенной мягкости. Размер области обеднения w был также найден по методу наименьших квадратов с учетом логарифмического множителя в дисперсии КМП. Найденное значение составило 11 мкм, то есть пренебрежение логарифмическим членом дает ошибку порядка 10%. На вставке к рис. 2 проведено сравнение сигналов пропускания копланарных волноводов с дисками диаметром $d = 20$ мкм, измеренных для случаев неглубокого (240 нм) и глубокого (450 нм) травления. Для дисков с глубоким травлением смещение плазменного резонанса в большие магнитные поля обусловлено уменьшением размера области обеднения и, как следствие, увеличением волнового вектора КМП. Следует отметить значительное сужение контура плазменного резонанса для дисков с глубоким травлением. Это предположительно вызвано значительно меньшими флуктуациями от диска к диску размера области краевого обеднения.

Для демонстрации влияния краевого профиля ДЭС на логарифмический множитель в дисперсии КМП (формула (1)) были проведены измерения по полосковой методике на двумерных полосках длиной $L = 1.4$ мм и шириной 50 мкм. В отличие от предыдущих экспериментов, здесь размер краевой области w оказывает лишь незначительное влияние на величину волнового вектора $q = \pi/L$ одномерного плазмона в полосках, поскольку $L \gg w$. На вставке к рис. 3 приведены магнитополевые зависимости сигнала пропускания одной и той же по геометрии полоски ДЭС с травлением через квантовую яму (450 нм) и с неглубоким травлением (240 нм) при частоте микроволнового сигнала $F = 1.65$ ГГц. При этом в сигнале пропускания полоски наблюдается максимум, соответствующий возбуждению одномерного плазмона вдоль длины полоски [14]. Для более подробного изучения наблюдаемых мод были проведены измерения для серии частот и построена магниточастотная зависимость положения резонансов (рис. 3). Видно, что для фиксированной величины магнитного поля частота КМП для полоски с глубоким травлением значительно больше частоты КМП для полоски с неглубоким травлением. Этот эффект обусловлен наличием логарифмического множителя в дисперсии КМП (формула (1)). Действительно, для магнитных полей $B > 1.5$ Тл размер $l < 0.2$ мкм. Поэтому в формулу (1) вместо l следует подставлять размер области обеднения w. Зная для больших магнитных полей ($B > 1.5$ Тл) отношение $n = 1.8$ между частотами КМП в двух полосках, а также размер области обеднения для полоски с неглубоким травлением ($w = 11$ мкм), по формуле (1) можно оценить размер области обеднения w_1 для ДЭС с травлением через яму:

$$w_1 = \left(\frac{\pi}{2Le}\right)^{n-1} w^n.$$

Находим, что $w_1 \approx 0.2$ мкм, что по порядку величины совпадает с известным из литературы размером краевого профиля ДЭС [7, 16].

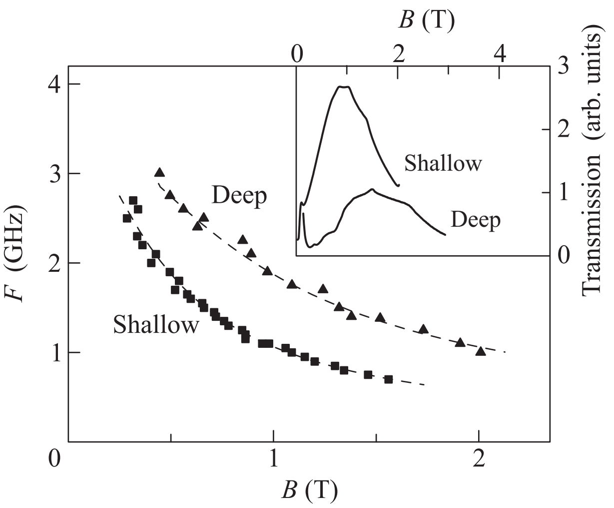

Рис. 3. Магниточастотные зависимости положения плазмонного максимума в сигнале пропускания двумерной полоски (длиной $L = 1.4$ мм и шириной 50 мкм), полученные для поверхностного травления на глубину 240 нм (Shallow) и травления через яму на глубину 450 нм (Deep). Штриховой линией показана теоретическая зависимость дисперсии одномерного плазмона [14]. На вставке изображено пропускание двумерной полоски, измеренное для двух типов травления на микроволновой частоте $F = 1.65$ ГГц

Полученные результаты демонстрируют возможность многократного изменения размера краевой области ДЭС при удалении различного по толщине слоя с поверхности кристалла. Это позволило при помощи оригинальной копланарной методики напрямую установить влияние размера краевой области ДЭС на дисперсию КМП. В эксперименте с полосками ярко проявилось влияние логарифмического члена на дисперсию КМП, которое выразилось в росте частоты КМП при значительном уменьшении размера краевой области ДЭС.

Авторы признательны В. А. Волкову за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. R.E. Prange and S.M. Girvin, *The Quantum Hall Effect*, Springer, New York, 1989.
2. B.I. Halperin, Phys. Rev. B **25**, 2185 (1982).
3. D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).
4. В. А. Волков, Д. В. Гальченков, Л. А. Гальченков и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
5. V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone, Phys. Rev. B **46**, 12427 (1992).

6. N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **71**, 2292 (1993).
7. C. Dahl, S. Manus, J. P. Kotthaus et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 2271 (1995).
8. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
9. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
10. N. Q. Balaban, U. Meirav, and H. Shtrikman, Phys. Rev. B **55**, R13397 (1997).
11. C. P. Wen, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **17**, 1087 (1969).
12. I. V. Andreev, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **83**, 121308R (2011).
13. V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **83**, 075309 (2011).
14. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
15. C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Phys. Rev. B **46**, 15590 (1992).
16. K. K. Choi, D. C. Tsui, and K. Alavi, Appl. Phys. Lett. **50**, 110 (1987).