

Магнитоплазменный резонанс в квантовой яме GaAs/AlGaAs в сильном параллельном магнитном поле

В. Е. Козлов, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 5 июля 2011 г.

После переработки 15 июля 2011 г.

Исследована дисперсия магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах в сильном параллельном магнитном поле. Обнаружен значительный рост циклотронной массы электрона с увеличением параллельной составляющей магнитного поля. Установлена квадратичная зависимость приращения циклотронной массы от величины параллельного магнитного поля. Показано, что в $B_{\parallel} = 7$ Т индуцированная параллельным полем анизотропия массы 2D-электронов почти достигает величины 2.5. Из зависимости анизотропии от магнитного поля оценена энергия пространственного квантования электрона в квантовой яме.

В 2D-электронных системах движение электронов перпендикулярно двумерному слою квантованно и возможно только в плоскости двумерного слоя. Использование наклонного магнитного поля — распространенный тест на двумерный характер движения электронов в системе. При этом считается, что движение электронов в 2D-канале чувствительно только к нормальной компоненте магнитного поля, поэтому отклонение направления магнитного поля от нормали θ приводит к сдвигу характерных осцилляций и резонансов в сторону более сильных магнитных полей как $\cos(\theta)^{-1}$ [1]. В реальных же квазидвумерных системах, имеющих ненулевую толщину 2D-слоя, параллельное магнитное поле перемешивает волновые функции различных размерно-квантованных подзон. Это приводит к уменьшению энергии расщепления между размерно-квантованными подзонами, к изменению эффективной массы электронов и ее анизотропии и, соответственно, изменению плотности состояний и энергии Ферми двумерных электронов.

Теоретически влияние параллельного магнитного поля на эффективную массу 2D-электронов исследовалось в работах [2–4], где магнитное поле рассматривалось в качестве возмущения. В случае параболической потенциальной ямы было найдено точное решение [5, 6]. Оказалось, что в случае сильного параллельного магнитного поля, когда магнитная энергия $\hbar\omega_c$ сравнима с энергией межподзонного квантования $\hbar\Omega_0$, эффективная масса 2D-электронов в направлении, перпендикулярном магнитному полю, растет пропорционально квадрату параллельного магнитного поля, $(\omega_{\parallel}/\Omega_0)^2$, в то время как масса вдоль направления поля остается неизменной. Это приводит к тому, что с ростом параллельного поля плотность состо-

яний увеличивается, а энергия Ферми 2D-электронов уменьшается.

Влияние параллельной компоненты магнитного поля на энергетический спектр двумерных электронов исследовалось ранее методом далекого ИК-поглощения в области плазменных [7] и циклотронных [8] переходов, а также путем изучения зависимости затухания осцилляций магнитопроводимости от температуры [8]. Некоторое увеличение энергии магнитоплазмонов, связанное с анизотропией массы 2D-электронов вдоль и поперек магнитного поля (~ 0.07), наблюдалось в экспериментах по неупругому рассеянию света на магнитоплазменных возбуждениях в системе двумерных электронов [9]. Надо заметить, что в большинстве работ по изучению влияния параллельного магнитного поля на эффективную массу двумерных электронов использовалась геометрия с наклонным магнитным полем. При этом исследовались эффекты, чувствительные к нормальной компоненте магнитного поля. Недостатком такого подхода является то, что в эксперименте одновременно меняются как перпендикулярная, так и параллельная каналу компоненты магнитного поля. В результате по мере увеличения полного магнитного поля влияние параллельной компоненты поля на эффективные массы двумерных носителей постоянно изменяется.

Для исследования влияния параллельного магнитного поля на частоту магнитоплазменных резонансов нами был изготовлен небольшой резистивный магнит. Он помещался внутрь сверхпроводящего соленоида так, что магнитное поле резистивного магнита B_{\perp} было направлено перпендикулярно магнитному полю соленоида B_{\parallel} [10]. Разворачивая магнитное поле резистивного магнита в направлении, перпендикулярном двумерному слою электронов, можно бы-

ло измерять магнитоплазменные резонансы. Параллельное поле сверхпроводящего соленоида позволяло менять энергетический спектр электронной системы и анизотропию эффективной массы в плоскости двумерного слоя (рис. 1b). Точность выставления образ-

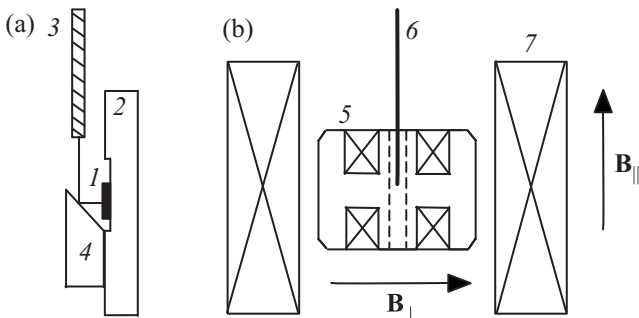


Рис. 1. (a) – Образец 1 размещен в полусферической линзе 2. Оптическое возбуждение образца и регистрация люминесценции осуществляются с помощью световода 3 и поворотного зеркала 4. (b) – Расположение резистивной катушки 5 относительно сверхпроводящего соленоида 7. Полосковая линия 6 помещена в отверстие резистивного магнита, изображенного штриховой линией

ца вдоль параллельного поля составляла 10^{-3} . Небольшую нормальную компоненту от параллельного поля, возникающую в результате неточности выставления образца, можно было определить и компенсировать, меняя полярность магнитного поля в резистивном магните или в сверхпроводящем соленоиде.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночную селективно легированную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 40 нм с концентрацией двумерных электронов $n = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Методом оптической литографии на данной структуре была изготовлена меза в форме диска диаметром $d = 1 \text{ мм}$. Магнитоплазменные резонансы исследовались при температуре жидкого гелия методом их оптического детектирования. Для микроволнового возбуждения плазменных колебаний в двумерной электронной системе использовалась полусферическая линза, между полусферами которой в небольшом углублении помещался исследуемый образец (см. рис. 1a). Микроволновое излучение в диапазоне от 20 до 50 ГГц подводилось к полусферической линзе с помощью коаксиального кабеля.

Свет от полупроводникового лазера с длиной волны 780 нм заводился в световод, а затем с помощью зеркала направлялся на образец. Люминесценция от образца с помощью того же зеркала собиралась обратно в световод и затем анализировалась двойным спектрометром, на выходе которого был установлен CCD-детектор. Резонансное поглощение мик-

роволнового излучения детектировалось по изменению спектра рекомбинационного излучения двумерных электронов [11] как функции магнитного поля, нормального к поверхности образца. При фиксированной частоте микроволнового возбуждения для различных значений параллельного магнитного поля сверхпроводящего магнита $B_{||}$ и при развороте перпендикулярного поля B_{\perp} находились значения магнитного поля, соответствующие резонансному поглощению. Типичные резонансные кривые поглощения для различных значений $B_{||}$ показаны на рис. 2.

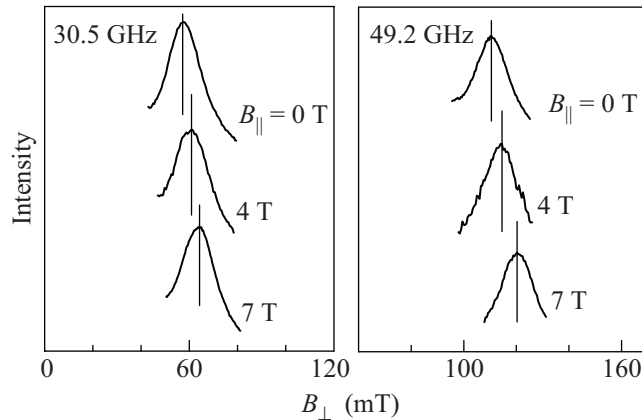


Рис. 2. Положение резонансного пика магнитоплазменного поглощения, при различных частотах для различных значений параллельной составляющей магнитного поля $B_{||}$

Видно, что для различных частот микроволнового возбуждения при увеличении $B_{||}$ положение пика смещается в сторону больших значений B_{\perp} . На рис. 3 показаны зависимости смещения положения

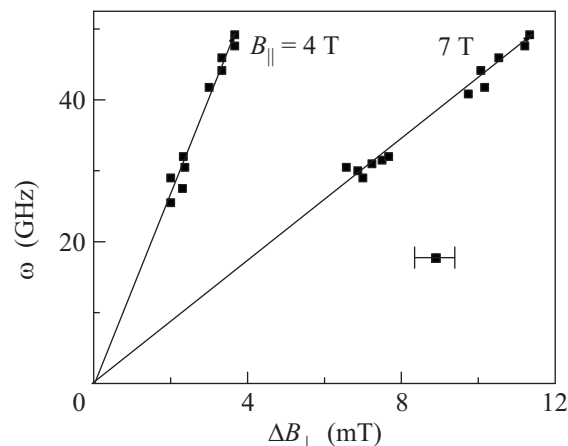


Рис. 3. Зависимость смещения пика резонансного поглощения микроволнового излучения ΔB_{\perp} от частоты при параллельном магнитном поле, равном 4 и 7 Т

пика ΔB от частоты возбуждающего излучения при $B_{\parallel} = 4$ и 7 Т.

В случае двумерной структуры в форме диска взаимодействие плазменного и циклотронного колебаний приводит к появлению двух ветвей магнитоплазменных волн, которые могут быть записаны как [12]

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где $\omega_c = eB_{\perp}/m_c^*$ – циклотронная частота, ω_p – частота плазменных колебаний в диске. В отсутствие эффектов запаздывания ω_p имеет вид [11, 12]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (2)$$

где $\bar{\epsilon}$ – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, m^* – эффективная масса электронов, $q = 2.4/d$ – волновой вектор плазменного колебания [11].

В данном эксперименте нас будет интересовать только верхняя ветвь, отвечающая циклотронному характеру движения электронов в канале. Эта ветвь обладает положительной магнитодисперсией. Ее частота увеличивается с ростом магнитного поля и в пределе больших полей B_{\perp} асимптотически приближается к частоте циклотронного резонанса.

Наличие параллельного магнитного поля приводит к анизотропии массы двумерных электронов. При этом, как упоминалось выше, компонента электронной массы вдоль параллельного магнитного поля не зависит от поля, в то время как компонента массы, перпендикулярная полю B_{\parallel} , растет с полем. Поскольку циклотронная масса представляет собой комбинацию параллельной и перпендикулярной компонент эффективной массы:

$$m_c^* = (m_{\perp} m_{\parallel})^{1/2}, \quad (3)$$

с увеличением параллельного магнитного поля следует ожидать увеличения циклотронной массы двумерных электронов.

И циклотронная частота $\hbar\omega_c$, и квадрат плазменной частоты $(\hbar\omega_p)^2$ обратно пропорциональны эффективной массе электрона. Поэтому из выражений (1) и (2) можно получить соотношение, связывающее изменение циклотронной массы и изменение резонансного поля B_{\perp} , в котором наблюдается резонанс для верхней магнитоплазменной ветви при частоте микроволнового резонанса ω :

$$\Delta m_c^* = \frac{e\Delta B_{\perp}}{\omega c}, \quad (4)$$

где Δm_c^* – изменение циклотронной массы электрона в параллельном магнитном поле. Таким образом, частота возбуждающего излучения оказывается прямо пропорциональной сдвигу резонансного пика ΔB_{\perp} . Из тангенса угла наклона этой прямой можно найти изменение массы в параллельном поле. В частности, для $B_{\parallel} = 4$ и 7 Т Δm_c оказались равными $0.013m_0$ и $0.04m_0$. В предположении неизменности параллельной массы $m_{\parallel} = 0.067m_0$ это соответствует поперечной компоненте массы двумерных электронов $m_{\perp} = 0.096m_0$ и $0.171m_0$.

Зависимость m_c^*/m^* от квадрата параллельного магнитного поля B_{\parallel}^2 показана на рис. 4.

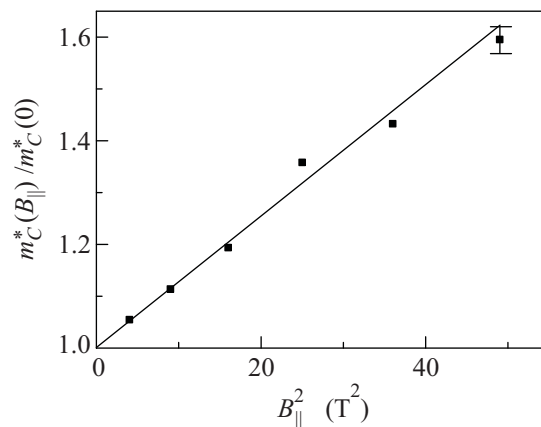


Рис. 4. Зависимость циклотронной массы 2D-электронов от квадрата параллельной составляющей магнитного поля

Для сравнения экспериментальных данных с теорией воспользуемся точным решением задачи о 2D-электроне в параллельном магнитном поле, полученным для квантовой ямы с параболическим законом изменения потенциала [5, 6]. В этом параболическом приближении зависимость модифицированной циклотронной частоты $\tilde{\omega}_c$ от параллельной (B_{\parallel}) и перпендикулярной (B_{\perp}) компонент магнитного поля можно записать в виде

$$\tilde{\omega}_c = \frac{\Omega_0}{\sqrt{\Omega_0^2 + \omega_{\parallel}^2}} \omega_c, \quad (5)$$

где Ω_0 – частота межподзонных переходов в квантовой яме с параболическим потенциалом, $\hbar\omega_{\parallel} = eB_{\parallel}/m^*c$ и $\hbar\omega_c = eB_{\perp}/m^*c$ – магнитные энергии, отвечающие движению 2D-электронов в параллельном (B_{\parallel}) и перпендикулярном (B_{\perp}) магнитном поле соответственно.

Заменяя Ω_0 величиной расщепления между основной и первой возбужденной размерно-квантованной

подзоной E_{10} , для модифицированной величины циклотронной массы электронов $\tilde{\omega}_c^*$ можно получить следующее выражение:

$$\tilde{m}_c^* = m^* \sqrt{1 + \left(\frac{\hbar\omega_{\parallel}}{E_{10}}\right)^2}, \quad (6)$$

или, после разложения в ряд,

$$\tilde{m}_c^* \approx m^* \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar\omega_{\parallel}}{E_{10}}\right)^2 \right]. \quad (7)$$

Экспериментально полученные значения (см. рис. 4) достаточно хорошо описываются квадратичным законом роста циклотронной массы с параллельным полем. Наблюдаемая зависимость, согласно (7), соответствует величине межподзонного расщепления $E_{10} = 11.5 \pm 0.5$ мЭв. Это примерно совпадает с экспериментально наблюдаемым расщеплением между первой и второй размерно-квантованными подзонами в наших образцах при концентрации $n = 1.1 \cdot 10^{11}$ см⁻². Это свидетельствует в пользу того, что изменение эффективной массы в параллельном магнитном поле в реальных селективно легированных квантовых ямах можно удовлетворительно описать в рамках модели с параболической квантовой ямой.

Таким образом, в настоящей работе методом оптического детектирования магнитных резонансов исследовано поведение верхней “циклотронной” ветви магнитоплазменных колебаний в параллельном магнитном поле для диска диаметром $d = 1$ мм. Измерена зависимость циклотронной массы двумерных электронов от величины параллельного магнитного поля вплоть до полей 7 Т. Показано, что в исследуемом диапазоне полей циклотронная масса квадратично растет с увеличением параллельного поля от $m_c = 0.067m_0$ в нулевом поле до $m_c = 0.107m_0$

в параллельном поле 7 Т. Это соответствует росту перпендикулярной компоненты тензора эффективной массы двумерных электронов более, чем в два с половиной раза (до $m_{\perp} = 0.171m_0$).

Интересным представляется изучение нижней магнитоплазменной ветви в условиях сильного параллельного поля. Анизотропия эффективной массы, наведенная параллельным магнитным полем, должна снимать вырождение для плазменных колебаний в диске, направленных вдоль и поперек внешнего магнитного поля, и существенно изменять спектр магнитоплазменных волн в районе малых циклотронных частот. Этому и будут посвящены наши дальнейшие исследования. Работа была выполнена при поддержке РФФИ.

1. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
2. T. Ando, *Phys. Rev.* **19**, 437 (1982).
3. W. Zawadzki, S. Klahn, and U. Merkt, *Phys. Rev. B* **33**, 6916 (1986).
4. L. Smerčka and T. Junfirth, *J. Phys. Condens. Matter* **6**, 55 (1994).
5. J. C. Maan, *Solid. State Science* **53**, 184 (1984).
6. H. Tang and P. N. Butcher, *J. Phys. C* **21**, 3313 (1988).
7. E. Batke and C. W. Tu, *Phys. Rev. B* **34**, 3027 (1986).
8. L. Smerčka, P. Vašek, J. Koláček et al., *Phys. Rev. B* **51**, 18011 (1995).
9. В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, Б. Н. Шепель и др., *Письма в ЖЭТФ* **63**, 974 (1996).
10. M. E. Gershenson, V. M. Pudalov, H. Kojima et al., *Physica E* **12**, 585 (2002).
11. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
12. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983).