

Изменение циклотронной массы двумерных дырок в GaAs(001) квантовой яме от концентрации дырок

М. Н. Ханнанов¹⁾, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет⁺, К. фон Клитцинг⁺, В. Векшейдер^{*2)}, С. Герл^{*2)}

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

^{*}Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

Поступила в редакцию 25 января 2007 г.

После переработки 2 февраля 2007 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения измерена зависимость циклотронной массы тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах от концентрации двумерных дырок. Обнаружено значительное (почти двукратное) увеличение циклотронной массы тяжелых дырок с ростом концентрации носителей заряда в интервале от $1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Размерное квантование в квантовых ямах GaAs/AlGaAs снимает четырехкратное вырождение валентной зоны и приводит к расщеплению дырочных состояний на подзоны тяжелых и легких дырок [1]. Расщепление между этими подзонами определяется продольными массами дырок в направлении роста квантовой ямы, и эти компоненты масс могут быть измерены достаточно точно в экспериментах по поглощению света [2]. Значительно более важно знать значения масс тяжелых и легких дырок в плоскости квантования, поскольку именно от этих параметров зависят все важнейшие характеристики спектра носителей заряда. Наиболее надежным методом измерения планарной массы дырок в квантовых ямах является метод микроволнового циклотронного резонанса, поскольку лишь измерения при низких частотах позволяют аккуратно измерять зависимость массы от энергии и детально исследовать эффекты непараболичности энергетического спектра двумерных (2D) дырок. Как было показано в работе [1], непараболичность закона дисперсии тяжелых дырок в квантовых ямах является неизбежным следствием эффектов взаимодействия зон легких и тяжелых дырок. В этой работе для случая двух изотропных масс легких (m_{lh}) и тяжелых (m_{hh}) дырок было показано, что в пределе малых квазиимпульсов $kW \ll 1$ (k – планарный волновой вектор, W – ширина квантовой ямы) дисперсия тяжелых дырок в 2D плоскости является квадратичной с массой, близкой (но не равной) массе легких дырок

m_{lh} , а при $kW \gg 1$ кривизна дисперсии тяжелых дырок в плоскости определяется массой m_{hh} . Таким образом, в области $kW \sim 1$ следует ожидать сильной непараболичности дисперсии 2D дырок, которая должна проявляться в росте циклотронной массы по мере увеличения концентрации тяжелых дырок в режиме, когда волновой вектор Ферми дырок k_F становится порядка обратной ширины квантовой ямы.

Для детектирования циклотронного резонанса в микроволновой области частот необходимо иметь очень высокую подвижность 2D дырок в образце, что требуется для выполнения условия $\omega\tau > 1$. Главная сложность получения высокоподвижных p -каналов в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах состоит в необходимости использовать бериллий для легирования барьера акцепторами, который обычно отсутствует в лучших МВЕ-установках (molecular beam epitaxy). В настоящей работе мы использовали в качестве легирующей примеси углерод, который присутствовал в МВЕ-машине. На этой установке можно было выращивать электронные каналы с подвижностью до $10^7 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а также дырочные каналы в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах с подвижностью до $(3-9) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при вариации концентрации дырок в интервале $(0.5-1.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Первое измерение циклотронной массы тяжелой 2D дырки в плоскости (001) в микроволновом диапазоне было опубликовано нами в работе [3], в которой исследовался p -канал при очень малых концентрациях носителей заряда ($2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$). В этом случае (в пределе малых концентраций) теория предсказывает, что планарная масса дырок должна быть близ-

¹⁾e-mail: kmn@issp.ac.ru

²⁾W. Wegscheider, C. Gerl.

ка к массе легких дырок ($m_{lh} \approx 0.1m_0$, где m_0 – масса свободного электрона) [1], однако измеренная масса оказалась значительно больше теоретической $m_h = 0.26m_0$ [3]. Кроме этой, единственной экспериментальной работы по исследованию микроволнового циклотронного резонанса в GaAs(001) квантовых ямах, имеется еще одна работа, в которой исследовались квантовые ямы, выращенные на поверхности (311) GaAs [4]. Особенностью этих структур является то, что *p*-каналы в них получаются при легировании кремнием [5], однако в таких структурах наблюдается сильная планарная анизотропия проводимости, отсутствующая в традиционных квантовых ямах, полученных на поверхности (001). В работе [4] также была получена величина циклотронной массы тяжелой дырки, значительно превышающая теоретическое значение $m_h = 0.35m_0$. Все эти факты указывают на необходимость подробного изучения спектра тяжелых дырок и его изменения от концентрации дырок и от ширины квантовой ямы.

Настоящая работа посвящена исследованию непараболичности спектра тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах и измерению зависимости циклотронной массы тяжелых дырок от их концентрации с целью прямого определения масс как на дне зоны, так и в пределе больших импульсов.

Исследованные структуры представляли собой легированные углеродом квантовые ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 20 нм, выращенные в направлении (001), в которых подвижность дырок менялась от $3 \cdot 10^5$ до $9 \cdot 10^5$ см²/В·с при вариации концентрации дырок в интервале $(0.5 - 1.5) \cdot 10^{11}$ см⁻² и температуре 1 К. Для прямого измерения концентрации дырок нами исследовались размерно-плазменные и магнитоплазменные резонансы в микроволновом диапазоне частот, для чего на поверхности образцов вытравливались мезы в форме дисков диаметром 0.6 мм [6, 7]. Измерения проводились в криостате при температурах 1.5–4.2 К, при этом магнитное поле было направлено в направлении (001) перпендикулярно поверхности образца. Измерения проводились методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения [6, 7] в условиях плавной развертки магнитного поля при фиксированной частоте микроволнового излучения из диапазона 3.5–20 ГГц. Интенсивность резонансного микроволнового поглощения измерялась по интегральной амплитуде изменения спектра люминесценции 2D электронов и дырок, возникающего из-за резонансного разогрева дырок [6, 7]. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью полупроводникового лазера с длиной волны 788 нм. Мощность лазерной накачки варьировалась

от 1 мВт до 10 мкВт, при этом концентрация дырок с уменьшением накачки увеличивалась от $1.2 \cdot 10^{10}$ до $1.3 \cdot 10^{11}$ см⁻². Более подробную схему эксперимента можно найти в предыдущих работах [8, 9, 3].

На рис.1 представлены типичные спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные

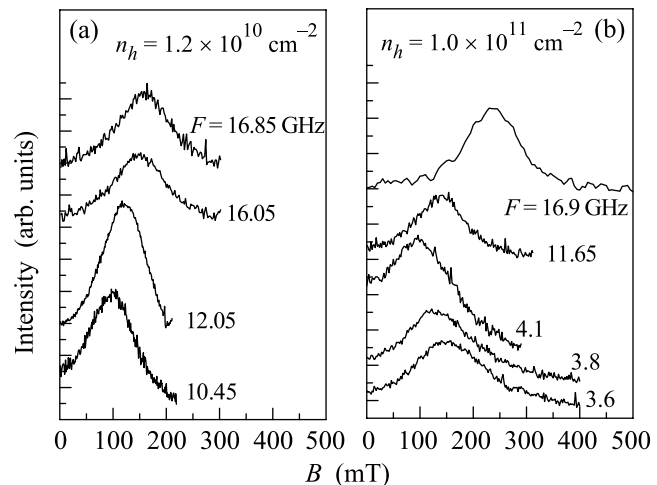


Рис.1. Типичные магнитопольные зависимости резонансного поглощения для различных частот микроволнового излучения, измеренные в диске диаметром $D = 0.6$ мм с различными концентрациями дырок; масса дырок $m_h = 0.27m_0$

методом оптического детектирования в двух структурах, имеющих существенно различные концентрации дырок $1.2 \cdot 10^{10}$ и $1 \cdot 10^{11}$ см⁻² (размер мезы в обоих случаях составлял 0.6 мм). Видно, что в случае малой плотности наблюдается монотонное увеличение резонансного магнитного поля с ростом частоты микроволнового излучения, в то время как для большой концентрации дырок эта зависимость не является монотонной, что связано с детектированием двух магнитоплазменных мод – объемной и краевой [6, 7]. Отметим, что характерная ширина резонансов в обоих случаях составляла величину около 100 мТл, что отвечает циклотронной подвижности дырок $2 \cdot 10^5$ см²/В·с и иллюстрирует высокое качество исследованных образцов.

На рис.2 показаны зависимости резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения, измеренные для концентраций 2D дырок $1.2 \cdot 10^{10}$ и $1.1 \cdot 10^{11}$ см⁻². Сплошной линией показана зависимость частоты краевой и объемной плазменной моды от магнитного поля в 2D дырочном диске диаметром D [10], с помощью которой аппроксимировались экспериментальные результаты:

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

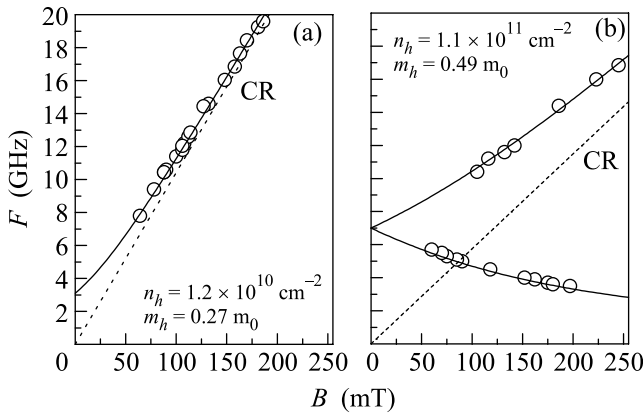


Рис.2. Магнитолевые зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в квантовой яме шириной 200 Å с различными концентрациями 2D дырок. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (1)

где $\omega_{CR} = eH/m_h c$ – циклотронная частота, а ω_p – частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_h e^2}{m_h \epsilon_{\text{eff}}} q; \quad (2)$$

здесь ϵ_{eff} – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, n_h – концентрация дырок, m_h – эффективная масса дырки, $q = 2.4/D$ – волновой вектор краевого магнитоплазмона [7], ω_p определялась из аппроксимации объемной и краевой магнитоплазменных мод в нулевое магнитное поле. По значению ω_p определялась концентрация 2D дырок, а по наклону магнитодисперсионной кривой – циклотронная масса дырок. На рис.2а кривая 1 проведена для значений концентраций и масс дырок $n_h = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $m_h = 0.27 m_0$, а на рис.2б – $n_h = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $m_h = 0.49 m_0$, соответственно, где m_0 – масса свободного электрона. В работе [3] показано, что получаемая таким образом циклотронная масса не зависит от размеров мезы и дает значение циклотронной массы в пределе бесконечного размера мезы. В больших магнитных полях, когда $\omega_{CR} \gg \omega_p$, объемная магнитоплазменная мода асимптотически выходит на циклотронный резонанс, обозначенный на рис.2 штриховой линией, наклон которой определяется циклотронной массой, совпадающей с m_h .

На рис.3 представлена экспериментальная зависимость циклотронной массы тяжелых дырок от их концентрации, измеренная в интервале плотностей $(0.1 - 1.3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этом диапазоне концентраций квазиимпульс дырок увеличивается до $k_F = 9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что отвечает значению параметра $k_F W = 1.8$. Поэтому наблюдающееся эксперимен-

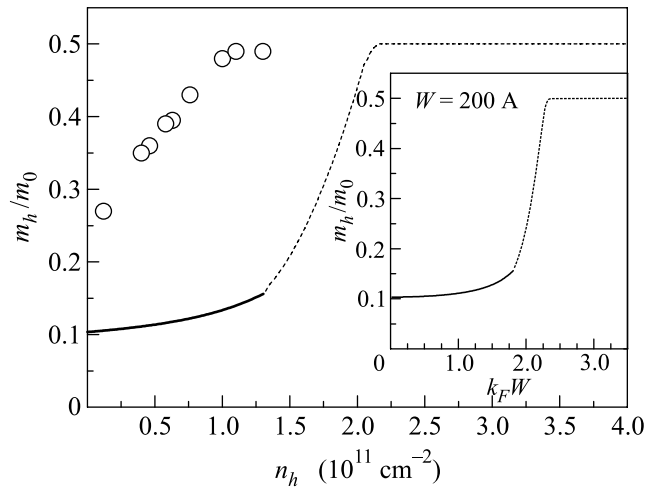


Рис.3. Зависимость циклотронной массы тяжелой дырки m_h от концентрации n_h , измеренная (точки) в GaAs(001) квантовой яме шириной $W = 200 \text{ Å}$. Сплошной линией показан численный теоретический расчет изменения планарной массы дырки от квазиимпульса (вставка) и от концентрации, выполненный для $m_{lh} = 0.07 m_0$ и $m_{hh} = 0.5 m_0$, в области $E(k) < \hbar^2 k^2 / 2m_{lh}$. В области, где тяжелая и легкая дырка квантуются независимо, масса 2D тяжелой дырки становится равной массе трехмерной тяжелой дырки, $m_{hh} = 0.5 m_0$, как показано пунктиром

тально значительное увеличение циклотронной массы является ожидаемым, так как наиболее сильная непараболичность закона дисперсии тяжелых дырок должна возникать при величине параметра $k_F W \sim 1$.

На этом же рисунке показаны теоретические зависимости изменения планарной массы тяжелой дырки от квазиимпульса (вставка) и от концентрации дырок, полученные нами в результате вычислений, описанных в работе [1]. В этой работе рассматривалось решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Латтинжера [11] для дырок в тонкой пленке с учетом того, что при отражении от границы пленки тяжелая дырка может превращаться в легкую. Решение ищется как линейная комбинация трехмерных волновых функций и их отражений от границы пленки с единой энергией. При этом не учитывается реальный профиль потенциала в яме и конечная высота барьера. Такая аппроксимация хорошо работает при $kW \ll 1$. Согласно этим теоретическим результатам, на дне зоны масса дырок должна быть близка к величине $\frac{\pi^2}{6} m_{lh}$ (при $m_{hh} \gg m_{lh}$), а в пределе $k_F W \gg 1$ она должна стремиться к m_{hh} , так как квантование спектра тяжелой дырки в области больших k происходит независимо от легкой. Похожая зависимость наблюдается и в нашем эксперименте: в области малых

концентраций дырок их циклотронная масса имеет минимальное значение $0.27m_0$, а при максимальной плотности циклотронная масса дырок достигает величины $0.49m_0$, что отвечает массе тяжелой дырки в объемном GaAs [12]. Отметим, что сходная циклотронная масса тяжелой 2D дырки найдена из измерений циклотронного резонанса – $0.26m_0$ в [3], $0.35m_0$ в [4], а также при анализе шубниковских осцилляций [13], где были найдены эффективные массы тяжелой дырки $0.2m_0$ и $0.9m_0$. Несмотря на качественное согласие экспериментальной и теоретической зависимостей $m_h(n_h)$, нельзя не отметить обнаруженного значительного расхождения в абсолютных величинах. Наибольшее несоответствие наблюдается в пределе малых концентраций, где эксперимент дает величину $0.26m_0$, а теория предсказывает значение циклотронной массы дырок – $0.11m_0$. Действительно, согласно работе [1], эффективная масса на дне первой подзоны размерного квантования тяжелой дырки при $kW \ll 1$ описывается выражением

$$\frac{1}{m_h} = \frac{1}{m_{hh}} \left[1 + \frac{3\beta^{-1/2}(1 + \cos \pi\beta^{1/2})}{\pi \sin \pi\beta^{1/2}} \right], \quad (3)$$

где $\beta = m_{lh}/m_{hh}$ – отношение масс легкой и тяжелой дырок в объемном GaAs. Используя массу легкой дырки $m_{lh} = 0.07m_0$ [14], получим $m_h = 0.1m_0$.

Обнаруженное значительное расхождение масс на дне зоны может быть связано с тем, что при малых плотностях дырок их энергия Ферми становится меньше тепловой энергии, и характерный волновой вектор, связанный с тепловым движением дырок, оказывается порядка обратной ширины квантовой ямы. Поэтому для разрешения проблемы несоответствия экспериментальных и теоретических значений циклотронных масс дырок на дне подзоны требуется проведение дополнительных исследований для более узких квантовых ям и при более низких температурах.

Таким образом, в работе экспериментально исследована зависимость циклотронной массы дырки от концентрации в GaAs(001) квантовой яме в диапазоне $n_h \leq 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подробные исследования с изменением концентрации 2D дырок позволили де-

тально изучить область непараболичности дисперсии дырок в яме шириной 200 \AA . Обнаружен рост циклотронной массы тяжелой дырки от $0.27m_0$ до $0.49m_0$ при увеличении концентрации дырок. Полученные результаты свидетельствуют о том, что существующие расчетные модели дают лишь качественное описание дисперсии тяжелой дырки. Последующие измерения на квантовых ямах с различными ширинами должны позволить дать количественное описание непараболичности валентной зоны и уточнить параметры Латтинжера для GaAs, которые значительно отличаются у разных авторов [2].

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, ИИТАС и DFG.

1. М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий, ЖЭТФ **82**, 1584 (1982).
2. B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki, D. A. Broido et al., Phys. Rev. B **39**, 3411 (1989).
3. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000).
4. W. Pan, K. Lai, S. P. Bayraki et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 3519 (2003).
5. B. E. Cole, J. M. Chamberlain, M. Henini et al., Phys. Rev. B **55**, 2503 (1997).
6. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
7. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
8. М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 261 (2006).
9. С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 134 (2004).
10. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
11. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **102**, 1030 (1956).
12. H. L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 126 (1983).
13. B. Habib, E. Tutuc, S. Melinte et al., Phys. Rev. B **69**, 113311 (2004).
14. В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Е. Бисти и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 776 (1996).