

Акустические магнитоплазменные возбуждения в двойных электронных слоях

С. В. Товстоног¹⁾, И. В. Кукушкин, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев

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

Поступила в редакцию 20 сентября 2002 г.

Методом неупругого рассеяния света исследованы спектры внутризонных возбуждений квазидвумерной электронной системы в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Обнаружена и исследована новая коллективная мода – акустический плазмон. Измерен закон дисперсии акустической моды и его зависимость от электронной плотности. Показано, что в перпендикулярном магнитном поле происходит гибридизация акустического плазмона и циклотронной моды, и исследованы свойства гибридных акустических магнитоплазменных коллективных возбуждений.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Развитие технологии роста полупроводниковых гетероструктур позволило создавать образцы с параллельными 2D электронными каналами, расположенными близко друг к другу. Одним из примеров подобных структур являются двойные квантовые ямы (DQW), в которых два взаимодействующих электрон-электронных или электрон-дырочных слоя разделены барьером шириной d . Было предсказано, что межслоевое электрон-электронное взаимодействие сильно влияет на энергетический спектр электронов в целочисленном и дробном квантовом эффекте Холла [1, 2] и приводит к появлению дробей с четными значениями знаменателя [3], и увеличивает стабильность состояния вигнеровского кристалла [4]. Соответственно, и спектр коллективных возбуждений DQW модифицируется по сравнению со спектром коллективных возбуждений одиночной квантовой ямой (SQW).

В спектре коллективных возбуждений DQW присутствуют две плазменные моды, соответствующие синфазным (оптический плазмон, ОР, с корневым законом дисперсии) и антифазным (акустический плазмон, АР, с линейным законом дисперсии) колебаниям плотности заряда в слоях DQW. Изучению свойств АР и ОР было посвящено большое количество теоретических работ [5–7]. Например, кулоновское взаимодействие определяет дисперсию АР-моды [8] и оба типа возбуждений – АР и ОР существенны для интерпретации эффектов кулоновского увлечения в двухслойных системах [9]. Ожидается, что в отличие от плазменного колебания 2D электронного газа в одиночной квантовой яме, низколежащий АР-плазмон более восприимчив к затуханию Ландау

[8, 9] – передаче энергии от плазмона (когерентная мода) одночастичному возбуждению (SPE). Кроме того, в подобных структурах акустический плазмон может быть вовлечен в механизм высокотемпературной сверхпроводимости [10].

Спектроскопия неупругого рассеяния света (ILS) является мощным инструментом для исследования энергетического спектра низкоразмерных систем. В отличие от транспортных измерений, в которых происходит усреднение по всем волновым векторам [11], применение ILS-метода позволяет определить энергию плазмонов в DQW как функцию волнового вектора. Однако сложность использования данного метода является причиной малого количества экспериментальных работ, посвященных исследованию АР в двухкомпонентных полупроводниковых системах [12, 13].

В данной работе методом неупругого рассеяния света исследована мода внутризонных возбуждений – акустического плазмона в двойных электронных системах с пространственным разделением заряда. Исследовано также поведение этой моды во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости ям, приводящем к образованию гибридного акустического магнитоплазмонного коллективного возбуждения. Целью данной работы была как идентификация линии АР в спектре коллективных возбуждений электронной системы, так и измерение дисперсии этого возбуждения, а также исследование влияния таких параметров, как плотность электронов в ямах, расстояние между квантовыми ямами и магнитное поле.

Экспериментальная часть. Исследования проводились на трех высококачественных образцах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитак-

¹⁾e-mail: tovstons@issp.ac.ru

сии (МВЕ), представляющих собой две GaAs-квантовые ямы, разделенные $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьером различной ширины, симметрично легированные с двух сторон δ -слоем Si. Структура (А) представляет собой DQW (см. ниже рис.2, верхняя вставка) с ширинами ям 260 Å и 300 Å и барьером шириной 50 Å (260/50/300), структуры (В) и (С) – это DQW 250/180/250 и 200/25/200, соответственно. Подвижность электронов во всех структурах превышала 10^6 см²/В·с. Фотовозбуждение системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером с энергией фотонов 1.545–1.570 эВ и характерной величиной плотности мощности $W = 0.1 - 1$ Вт/см², а также HeNe-лазером с энергией фотона 1.958 эВ ($W = 0 - 0.01$ Вт/см²). Косвенной оценкой высокого качества исследовавшихся образцов служит тот факт, что спектральные ширины линий, получаемых из спектров неупругого рассеяния света и спектров фотолюминесценции, достигали 0.15 мэВ. Спектральным прибором служил тройной монохроматор Т64000, который в сочетании с полупроводниковым детектором с зарядовой связью (ССD-камера) обеспечивал спектральное разрешение 0.02 мэВ. Измерения проводились при температуре 1.5–4.2 К в диапазоне магнитных полей 0–10 Тл в геометрии Фарадея; часть поляризационных измерений проводилась в оптическом криостате. В эксперименте использовалась двухсветоводная схема [14]. Через один световод осуществлялось фотовозбуждение, а через другой – детектирование сигнала ИЛС и фотолюминесценции, причем в случае регистрации спектров ИЛС взаимное расположение световодов относительно поверхности образца задавало квазиимпульс, передаваемый системе. Концентрация 2D электронов (n) в каждой из двух ям измерялась по стандартной методике из спектров люминесценции в перпендикулярном магнитном поле [15]. Оказалось, что при внутренней подсветке (без HeNe) концентрация электронов в двух ямах совпадала и их суммарная концентрация оказалась равной 6.2 , 3.8 и $7.2 \cdot 10^{11}$ см⁻² для образцов (А), (В) и (С), соответственно. Кроме того, было обнаружено, что в образце (С) концентрацией 2D электронов можно управлять, меняя условия непрерывного фотовозбуждения. А именно, засветка образца светом с энергией фотона, превышающей ширину запрещенной зоны AlGaAs (барьерное фотовозбуждение), уменьшает квазиравновесную концентрацию 2D электронов в канале тем сильнее, чем больше плотность мощности такого света. Механизм этого эффекта аналогичен обнаруженному и исследованному ранее для одиночных гетеропереходов [16], а диапазон изменения концентраций в 2D

канале определяется, главным образом, концентрацией легирующей примеси в барьере (в нашем случае это δ -слой Si). Источником управляющей засветки служил HeNe-лазер, плотность мощности которого на образце варьировалась от 0 до 0.01 Вт/см², а суммарная концентрация при этом в образце (С) изменялась от 7.2 до $2.3 \cdot 10^{11}$ см⁻², соответственно. Изменения концентрации были различны для каждого из двух каналов в DQW (за счет конечной глубины проникновения света), но, как отмечалось выше, мы имели возможность измерять эти концентрации независимо. Необходимо отметить также, что для всех трех образцов стационарное фотовозбуждение накачивающим Ti/Sp-лазером с энергией фотона, меньшей ширины запрещенной зоны AlGaAs, но большей ширины запрещенной зоны GaAs, не меняло заметно концентрацию электронов во всем диапазоне плотностей мощности, использовавшемся в эксперименте.

На рис.1 представлены спектры рекомбинационного излучения 2D электронов и фотовозбужденных

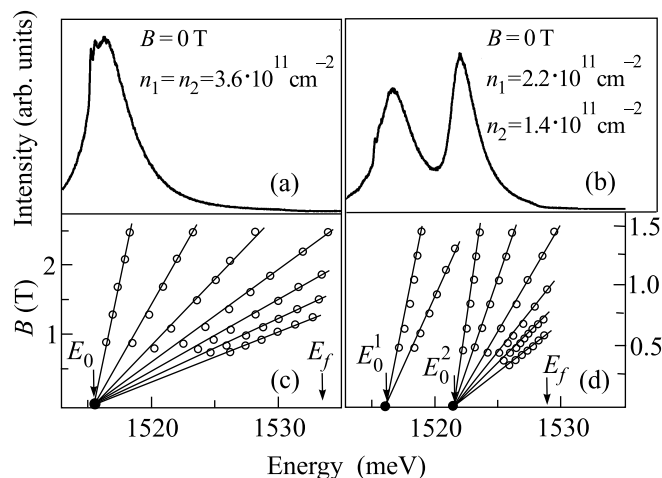


Рис.1. Спектры фотолюминесценции, измеренные в DQW 200/25/200 в нулевом магнитном поле при равенстве (а) и неравенстве (б) концентраций электронов в двух ямах. На (с) и (д) построен “вер” уровней Ландау для случаев (а) и (б), соответственно. Стрелками указаны энергия Ферми и положение дна основной подзоны размерного квантования E_0 , в случае (а) $E_0^1 = E_0^2 = E_0$, а в случае (б) $E_0^1 \neq E_0^2$

дырок, измеренные в DQW 200/25/200 при температуре $T = 4.2$ К в нулевом магнитном поле при фотовозбуждении одним Ti/Sp-лазером (а), и при одновременном фотовозбуждении Ti/Sp- и HeNe-лазерами (б). Первый случай соответствует равенству концентраций в обеих ямах, а второй – их различным значениям, которые и приведены на рисунке.

На рис.1с,d представлены “вееры” уровней Ландау для этих двух случаев, полученные как результат обработки серии спектров фотолюминесценции в перпендикулярном магнитном поле. Следует отметить, что спектры фотолюминесценции и ILS записывались нами последовательно в одной и той же экспериментальной постановке, без изменения каких-либо внешних параметров, что гарантировало однозначное соответствие энергий коллективных возбуждений 2DES, измеряемых из ILS-спектров, тем значениям концентраций 2D электронов, которые были получены из спектров фотолюминесценции.

На нижней вставке к рис.2 представлены спектры неупругого рассеяния света измеренные в DQW 260/50/300. Как видно, в приведенном спектраль-

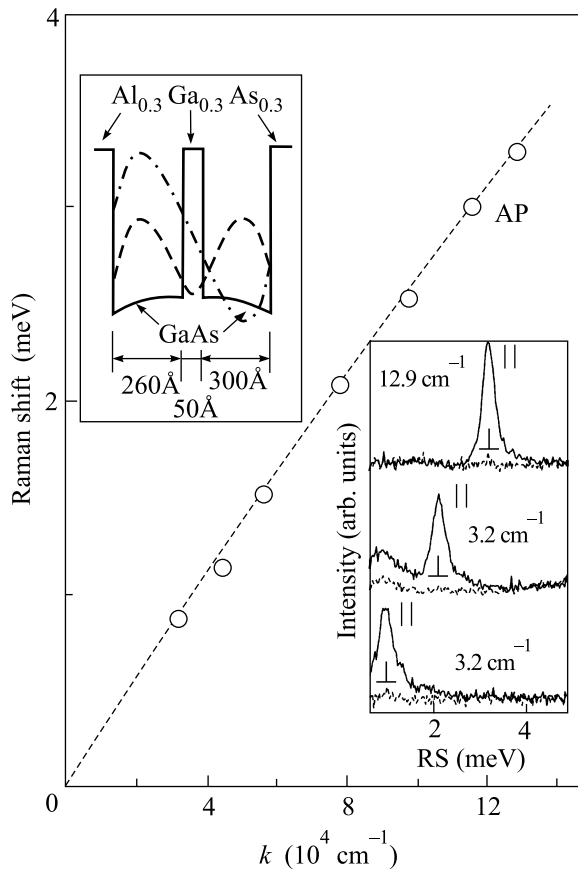


Рис.2. Дисперсия AP, измеренная в DQW 260/50/300 с концентрацией носителей в каждой яме $3.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, эксперимент (светлые кружки) и теория (штриховая линия). В верхней части рисунка (вставка) схематически изображена DQW. В нижней части рисунка (вставка) показаны спектры неупругого рассеяния света, измеренные в двух поляризациях при разных квазиимпульсах k в нулевом магнитном поле

ном диапазоне доминирует линия, обозначенная на

этом рисунке AP. Для разделения сигналов ILS и горячей люминесценции (из квантовой ямы либо из GaAs-подложки образца), которая может присутствовать в этом спектральном диапазоне, спектры ILS записывались для серии различных значений энергии фотона накачки. При этом положение линий горячей люминесценции в спектре должно оставаться неизменным, а положение линий ILS должно отслеживать энергию фотона накачки (рамановский сдвиг $RS = \text{const}$). Это свойство, наряду с приведенной на этой же вставке зависимостью положения линии от передаваемого 2D системе квазиимпульса (которая отсутствует для линий горячей люминесценции) позволяет нам однозначно идентифицировать наблюдаемую в спектре линию AP как линию неупругого рассеяния света на возбуждение 2DES. Для определения природы исследуемой линии AP были проведены поляризационные измерения ее степени поляризации. Между образцом и световодами располагались два линейных поляризатора, причем их взаимное расположение было либо скрещенным, либо параллельным. Согласно правилам отбора, мода, присутствующая в спектре ILS при параллельном и отсутствующая при скрещенном расположении поляризаторов, является зарядовым возбуждением системы, а в противоположном случае – спиновым [17]. На обсуждаемом рисунке спектры, измеренные в параллельной поляризационной конфигурации, показаны сплошной линией, а в скрещенной – штриховой. Как видно, исследуемая линия присутствует в спектре только в параллельной конфигурации поляризаторов и полностью отсутствует в скрещенной. Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемая линия соответствует зарядовому возбуждению электронной системы. На рис.2 светлыми кружками представлена зависимость энергии рамановского сдвига линии AP от квазиимпульса, передаваемого системе в процессе неупругого рассеяния света. Как видно из рисунка, эта зависимость близка к линейной. Акустический плазмон в DQW в области малых квазиимпульсов $k \ll 1/d$ обладает линейным законом дисперсии [18]. Зависимость его энергии в нулевом магнитном поле от концентрации носителей, квазиимпульса и расстояния между ямами описывается следующим выражением:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{e^2 k}{2\epsilon\epsilon_0 m^*} (n_1 + n_2) \times \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} (1 - e^{-2kd})} \right], \quad (1)$$

где e – заряд электрона, k – квазиимпульс в плоскости квантовых ям, $m^* = 0.067m_0$ – эффективная масса

2D электронов, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, n_1 и n_2 – плотность заряда в первой и второй ямах, d – эффективное расстояние между слоями. В случае малых квазиимпульсов и при $n_1 = n_2$ эта формула приобретает вид $\omega_{AP}^2 = (e^2 k^2 d n_1) / (2 \epsilon \epsilon_0 m^*) \sim k^2$. Из формулы (1) при $d = 330 \text{ \AA}$ (расстояние между центрами ям) и концентрациях в каждой яме $n_1 = n_2 = 3.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (определенных из магнитолюминесцентных измерений) можно рассчитать теоретическую зависимость энергии AP от квазиимпульса для DQW 260/50/300. Результат этого расчета приведен на рис.2 штриховой линией.

Как упоминалось выше, для образца DQW 200/25/200 было возможным менять концентрацию носителей в обеих ямах слабой подсветкой HeNe-лазера, что позволило получить зависимость энергии исследуемой моды AP от полной концентрации носителей в двух слоях и сравнить ее с теоретическим расчетом по формуле (1). На вставке к рис.3 представлены ILS-спектры, измеренные в параллельной поляризационной конфигурации при $k = 1.17 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Случай (a) соответствует наименьшей концентрации носителей, случай (c) – наибольшей. Из этого рисунка видно, что увеличение концентрации электронов приводит к сдвигу линии в область больших энергий. Экспериментальные точки и результат расчета зависимости энергии от \sqrt{n} по формуле (1), где $n = n_1 + n_2$ – суммарная концентрация 2D электронов в двух слоях, представлены на рис.3. Штриховой линией показана теоретическая кривая, рассчитанная при условии равенства концентраций в обеих ямах ($n_1 = n_2$), а сплошной – теоретическая кривая, рассчитанная для тех значений концентраций, которые были получены из магнитолюминесцентных измерений ($n_1 \neq n_2$). Хорошее согласие экспериментальных зависимостей энергии AP от k и \sqrt{n} с теорией позволяет нам сделать вывод, что наблюдаемая линия AP соответствует неупругому рассеянию света на акустическом плазмоне в двухслойной электронной системе. Оптический плазмон в такой системе в области малых квазиимпульсов должен обладать корневым законом дисперсии. Линия с соответствующими свойствами также наблюдалась нами в спектрах ILS, она находится в другом спектральном диапазоне (рамановский сдвиг порядка 6–10 мэВ) и изучению ее свойств посвящена отдельная работа [19].

Следующим этапом в определении свойств акустического плазмона было исследование поведения AP-моды во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости ям. В этих условиях спектр коллективных возбуждений системы

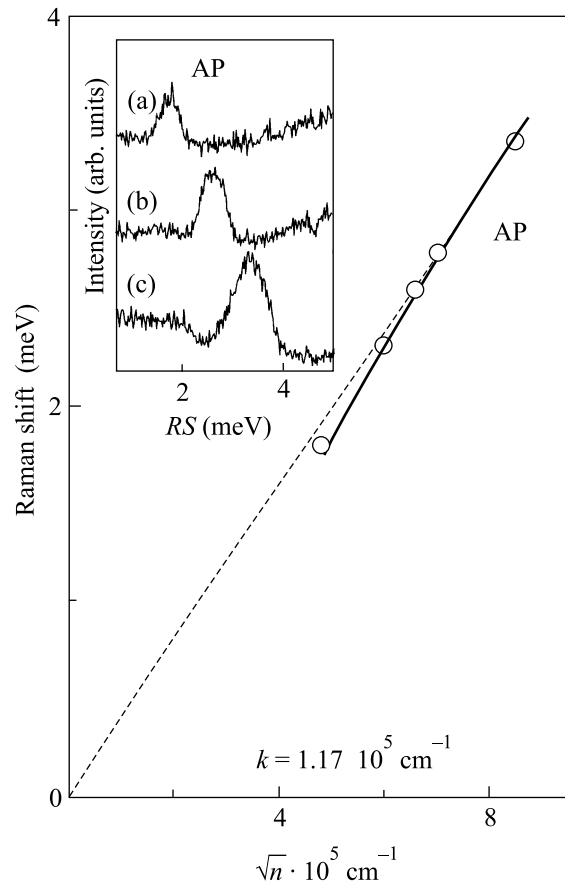


Рис.3. Зависимость энергии AP от \sqrt{n} , где n – суммарная концентрация электронов в двух ямах, измеренная для DQW 200/25/200 при фиксированном значении квазиимпульса $k = 1.17 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Теоретические кривые показаны штриховой (при $n_1 = n_2$) и сплошной (при n_1 и n_2 , получаемых в эксперименте) линиями. На вставке представлены спектры неупругого рассеяния света при $n_1 = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $n_2 = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (a), $n_1 = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_2 = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (b), $n_1 = n_2 = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (c)

должен существенно модифицироваться. В частности, мода AP должна перейти в гибридную акусто-магнитоплазменную моду (AMP), за счет взаимодействия AP-моды с циклотронной модой. Как было показано в работе [19], энергия такой моды в DQW с разным типом носителей ($m_1 \neq m_2$ и $n_1 \neq n_2$) в перпендикулярном магнитном поле описывается следующим выражением, полученным в рамках классической электродинамики:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2 + \omega_{c1}^2 + \omega_{c2}^2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2 + \omega_{c1}^2 + \omega_{c2}^2}{2}\right)^2 + \omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2 e^{-2kd}}, \quad (2)$$

где $\omega_{p1}^2 = (e^2 n_1 k) / (2\epsilon\epsilon_0 m_1)$, $\omega_{p2}^2 = (e^2 n_2 k) / (2\epsilon\epsilon_0 m_2)$ – энергии 2D плазмонов с концентрацией n_1 и n_2 электронов в каждом слое в нулевом магнитном поле, ω_{c1} , ω_{c2} – циклотронные частоты. Поскольку в рассматриваемом случае, обе ямы содержат одинаковый тип носителей – электроны ($m_1 = m_2 = m^*$), то $\omega_{c1} = \omega_{c2} = eB/m^*$.

Нами были измерены серии спектров ILS в перпендикулярном магнитном поле во всех трех образцах при различных значениях передаваемого квазиимпульса, а для образца (С) также и при различных значениях концентрации 2D электронов. На рис.4 светлыми кружками показаны полученные из этих

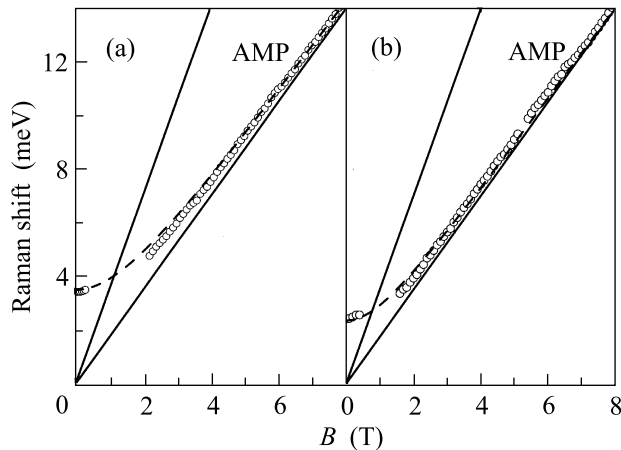


Рис.4. Зависимость энергии гибридной акустической магнитоплазменной моды от величины перпендикулярного магнитного поля (светлые кружки), измеренная в DQW 200/25/200 при $k = 1.17 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$: (а) $n_1 = n_2 = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, (б) $n_1 = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_2 = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошными линиями показаны зависимости циклотронной энергии электронов $E = N\hbar\omega_c$ для $N = 1, 2$ от магнитного поля, штриховой линией – результат расчета по формуле (2)

спектров зависимости энергий АМР-моды в образце (С) от магнитного поля в случае (а) равенства концентраций в обеих ямах ($n_1 = n_2$ – симметричный случай) и в случае (б) неравенства этих концентраций ($n_1 \neq n_2$ – асимметричный случай). Значения этих концентраций и величина передаваемого квазиимпульса приведены на рисунке. Сплошными линиями показаны зависимости циклотронной энергии электронов $E = N\hbar\omega_c$ для $N = 1, 2$ от магнитного поля. Из рис.4а видно, что энергия акустического магнитоплазмона (E_{AMP}) при малых B равна энергии АР при $B = 0$, с ростом магнитного поля E_{AMP} увеличивается и при больших значениях B выходит на циклотронную энергию ($\hbar\omega_c$). Во втором случае

($n_1 \neq n_2$, рис.4б) E_{AMP} в нулевом магнитном поле смещается в область меньших энергий, а с ростом B , так же как и при $n_1 = n_2$, увеличивается и стремится к $\hbar\omega_c$. Штриховой кривой на рис.4а,б показан результат численного расчета зависимости энергии АМР-моды от магнитного поля по формуле (2) с использованием тех значений параметров, которые были реализованы в нашем эксперименте. Единственным подгоночным параметром было эффективное расстояние между слоями d . Наилучшее согласие было получено для значения $d = 225 \text{ \AA}$, что в точности соответствует расстоянию между центрами ям DQW 200/25/200.

В данной работе методом неупругого рассеяния света был измерен закон дисперсии акустического плазмона в двойных квантовых ямах и его модификация при изменении концентрации электронов в ямах. Кроме того, исследована гибридизация циклотронной и плазменной мод в перпендикулярном магнитном поле и установлено, что магнитолевая зависимость энергии АМР хорошо описывается выражением (2), полученным в рамках классической электродинамики.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы “Физика твердотельных наноструктур”.

1. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
2. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
3. Y. W. Suen et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3405 (1994).
4. H. C. A. Oji, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **58**, 824 (1987).
5. R. Z. Vitlina and A. V. Chaplik, Sov. Phys. JETP **54**, 536 (1981).
6. S. Das Sarma and A. Madhukar, Phys. Rev. **B23**, 805 (1981).
7. G. E. Santoro and G. F. Giuliani, Phys. Rev. **B37**, 937 (1988).
8. L. Liu, L. Swierkowski, D. Neilson, and J. Szymanski, Phys. Rev. **B53**, 7923 (1996).
9. K. Flensberg and B. Y.-K. Hu, Phys. Rev. **B52**, 14761 (1995).
10. P. M. Platzman and T. Lenosky, Phys. Rev. **B52**, 10327 (1995).
11. N. P. R. Hill, J. T. Nicholls, E. H. Linfield et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2204 (1997).
12. A. S. Bhatti et al., in *Proceedings of the 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors*, Eds. M. Scheffler and R. Zimmermann, World Scientific, Singapore, 1996, p. 1899.

13. D. S. Kainth, D. Richards, H. P. Hughes et al., *Phys. Rev.* **B57**, R2065 (1998).
14. E. D. Isaacs and D. Heiman, *Rev. Sci. Instrum.* **58**, 1672 (1987).
15. I. Kukushkin and V. B. Timofeev, *Adv. Phys.* **45**, 147 (1996).
16. I. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog et al., *Phys. Rev.* **B40**, 4179 (1989).
17. A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1633 (1989); G. Abstreiter, R. Merlin, and A. Pinczuk, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1771 (1986).
18. D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti et al., *Phys. Rev.* **B59**, 2095 (1999).
19. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., to be published in *Phys. Rev. B* (2002).