

УДК 538.935

ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕРНШТЕЙНОВСКИМИ МАГНЕТОПЛАЗМЕННЫМИ МОДАМИ В НЕОДНОРОДНЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

© 2022 г. А. А. Капустин¹, *, С. И. Дорожкин¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: kapustin@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Изучены особенности микроволнового поглощения в неоднородных (имеющих конечный размер или модулированные параметры) двумерных электронных системах. Сравнением эксперимента и расчета показано, что поглощение имеет резонансные максимумы на частотах бернштейновских мод, соответствующих характерному волновому вектору неоднородности k . В дополнение к основному резонансу на частоте циклотронного магнетоплазмона при малых k наблюдаются особенности поглощения на второй гармонике циклотронного резонанса, а при больших k , соответствующих условию $kR_c > 1$, положения резонансного поглощения параметризуются в координатах $(kR_c, \omega/\omega_c)$, где ω_c и R_c – циклотронная частота и радиус электрона, ω – круговая частота излучения.

DOI: 10.31857/S0367676522040123

ВВЕДЕНИЕ

Микроволновое облучение двумерной электронной системы (2D-ЭС) шириной w приводит к возбуждению размерных плазменных мод, из которых наименьшей энергией обладает мода с волновым вектором $k = \pi/w$, лежащим в плоскости 2D-ЭС. Если 2D-ЭС помещена при этом в перпендикулярное магнитное поле H , то в первом приближении откликом на облучение является возбуждение циклотронной магнетоплазменной моды (ЦМП) с круговой частотой

$$\omega_{mp} = \sqrt{\omega_c^2 + e^2 m^* V_F^2 k / \hbar^2 \epsilon_{eff}(k)}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_c = eH/m^*$ – циклотронная частота электронов массой m^* , e – элементарный заряд, V_F – скорость Ферми, \hbar – постоянная Планка, а $\epsilon_{eff}(k)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды, которая окружает 2D-ЭС. Для гетероструктуры GaAs/AlGaAs без затвора $\epsilon_{eff}(k) = (1 + 12.8)/2$. Подобные моды с законом дисперсии (1) хорошо известны и много изучаются экспериментально [1, 2]. Однако дисперсия (1) справедлива лишь в случае, когда продольное электрическое поле плазменной волны является однородным на масштабе циклотронного радиуса R_c , т.е. при выполнении условия $kR_c \ll 1$. В более общем случае, когда вышеуказанное условие не выполняется, дисперсия магнетоплазменных колеба-

ний распадается на отдельные ветви, так называемые бернштейновские моды (БМ), в отсутствие эффектов запаздывания удовлетворяющие уравнению [3, 4]:

$$1 - \frac{4e^2 m^*}{\hbar^2 \epsilon_{eff}(k) k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 J_n^2(kR_c)}{(\omega/\omega_c)^2 - n^2} = 0. \quad (2)$$

Здесь ω – круговая частота плазменной моды, J_n – функция Бесселя порядка n .

Первые три ветви таких колебаний показаны в 2D-ЭС гетероструктуры GaAs/AlGaAs без затвора

для $k = \pi/50$ мкм⁻¹ линиями разных оттенков серого цвета на рис. 1*a*, где они обозначены как В1, В2 и В3. Черными точками построена дисперсия циклотронного магнетоплазмона (уравнение (1)) для тех же значений параметров, включая k . Характерной особенностью дисперсии БМ является наличие участков, совпадающих с участками дисперсии ЦМП, а также почти горизонтальных участков, расположенных в окрестности гармоник циклотронного резонанса (ЦР) $\omega/\omega_c = n$. Каждая из ветвей БМ расположена в области между гармониками ЦР с соседними номерами $\ell < \omega/\omega_c < \ell + 1$, $\ell = 1, 2, \dots$. Обнаруженные исходно в трехмерной плазме [5], БМ являются общим видом магнетоплазменных колебаний. В частности, соотношение (2) описывает в отсутствие эффектов запаздывания общий вид

таких колебаний в 2D-ЭС в перпендикулярном магнитном поле. Оно является справедливым при произвольном значении kR_c . С экспериментальной точки зрения возможность наблюдения БМ зависит от интенсивности поглощения, связанного с возбуждением БМ, на разных участках их закона дисперсии. Экспериментально БМ наблюдались в 2D-ЭС при довольно больших значениях k , которые соответствуют субмикронным размерам w (см., например [6], а также более поздние наблюдения [7]). При этом если в [6] исследовалась область $kR_c \lesssim 1$, то в [7] была достигнута наиболее интересная область, расположенная в стороне от дисперсии ЦМП, соответствующая $kR_c > 1$. Недавно удалось наблюдать поглощение микроволнового излучения, связанное с возбуждением БМ при гораздо меньшем значении k [8], соответствующем ширине образца $w = 50$ мкм. В указанной работе поглощение регистрировалось по уменьшению амплитуд осцилляций Шубникова–де Гааза (ОШДГ) под облучением при возникновении магнитоплазменного резонанса, приводящего к разогреву 2D-ЭС. При разных частотах микроволнового диапазона наблюдалось ослабление амплитуд ОШДГ в резонансе вблизи второй гармоники ЦР, который соответствует горизонтальному участку дисперсии БМ вблизи $\omega/\omega_c = 2$ (см. рис. 1б). На рис. 1в также построена нагрузочная прямая, вдоль которой происходит движение в координатах $(kR_c, \omega/\omega_c)$ при изменении магнитного поля. Она удовлетворяет уравнению $\omega/\omega_c = kR_c \omega/kV_F$ и построена для параметров $f = \omega/2\pi = 168$ ГГц, $k = \pi/50$ мкм⁻¹ и $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$ см⁻², соответствующих параметрам эксперимента [8]. Резонансное поглощение излучения происходит в точках пересечения (обозначены на рис. 1в пустыми символами) нагрузочной прямой и линий дисперсии БМ. Одна из этих точек находится между ЦР и второй гармоникой и соответствует возбуждению ЦМП, а вторая – на ветви БМ с номером В2 около второй гармоники ЦР. Экспериментальная возможность наблюдения резонанса, связанного с бернштейновской модой, зависит от интенсивности поглощения микроволнового излучения в соответствующей области на плоскости $(kR_c, \omega/\omega_c)$. В этой работе, учитывая распределение интенсивности поглощения на плоскости $(kR_c, \omega/\omega_c)$, мы выполнили моделирование экспериментальных данных [8] по ослаблению амплитуд ОШДГ под облучением. Моделирование показало наличие резонансного ослабления амплитуд ОШДГ в районе $\omega/\omega_c = 2$, связанного с возбуждением бернштейновской магнитоплазменной моды, подтверждая экспериментальный результат. Однако для фиксированного малого значения $k = \pi/50$ мкм⁻¹, определяе-

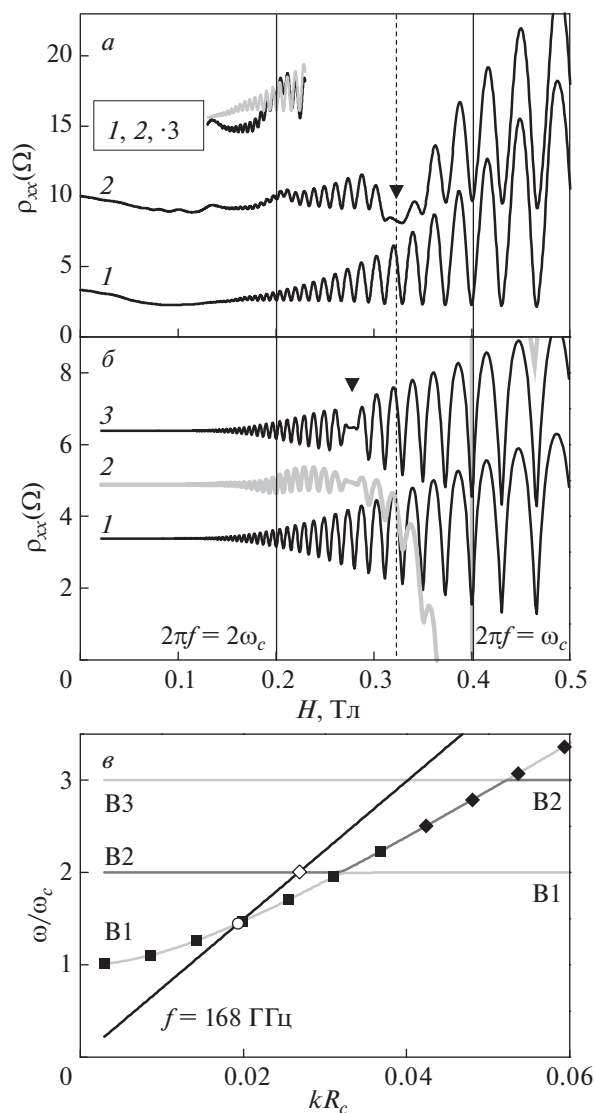


Рис. 1. Магнетоосцилляции сопротивления 2D-ЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs: эксперимент (а) и результат моделирования (б) (кривые 1 – без облучения, 2, 3 – под микроволновым облучением). На панели а показаны также фрагменты экспериментальных кривых в районе второй гармоники ЦР, растянутые в три раза и сдвинутые вдоль вертикальной оси. Ветви дисперсии бернштейновских мод В1, В2, В3 для размерного резонанса с волновым вектором $k = \pi/50$ мкм⁻¹, и нагрузочная прямая для частоты облучения $f = 168$ ГГц (в). Черные точки – дисперсия циклотронного магнитоплазмона для того же значения k .

мого шириной образца, экспериментально наблюдается неожиданно сильный эффект по сравнению с тем, что показывает наше моделирование. Мы обсуждаем возможные причины этого. Наиболее заметные эффекты, связанные с возбуждением БМ, ожидаются при больших значениях k . В этой работе мы сравнили экспериментальные наблюдения

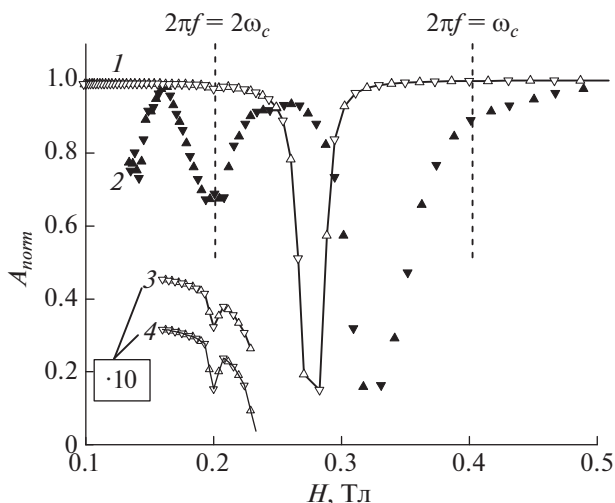


Рис. 2. Величина амплитуд осцилляций Шубникова-де Гааза под микроволновым облучением, нормированная на соответствующую величину амплитуд осцилляций без облучения. 1 – Результат моделирования, построенный с использованием кривых 3 и 1 рис. 1б; 2 – экспериментальный результат (с использованием кривых 2 и 1 рис. 1а); 3 – растянутый в 10 раз и сдвинутый вдоль вертикальной оси фрагмент кривой 1 в районе второй гармоники ЦР; 4 – аналогичный фрагмент кривой, построенной с учетом уменьшения квантового времени релаксации τ_q с температурой.

дисперсии БМ [7], выполненные при больших k , соответствующих области $kR_c > 1$, с теорией. Соответствующие расчету эксперименты были выполнены при больших фиксированных значениях волновых векторов, которые определяются периодом поверхностной акустической волны, пропускаемой через образец [7]. Это сравнение позволило выделить основные особенности БМ в наиболее интересной области $kR_c > 1$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОДАВЛЕНИЯ ОШДГ И ЭКСПЕРИМЕНТ: СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные результаты подавления амплитуд ОШДГ под микроволновым облучением частоты 168 ГГц из работы [8] показаны на рис. 1а для образца шириной $w = 50$ мкм, с плотностью электронов $n_s = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 680 \text{ м}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$. По сравнению с кривой 1, измеренной без облучения при температуре $T = 0.5$ К, на кривой 2 видно две области, в которых под облучением наблюдается резонансное подавление амплитуд ОШДГ (в районе вертикальных пунктирной и левой сплошной линий). Две вертикальные сплошные линии на этом рисунке

отмечают положения циклотронного резонанса ($2\pi f = \omega_c$) и его второй гармоники ($2\pi f = 2\omega_c$) для эффективной массы электронов $m^* = 0.067m_e$, m_e – масса свободного электрона. Черными треугольниками на рис. 2 показаны экспериментальные значения амплитуд осцилляций под микроволновым облучением, нормированных на соответствующие амплитуды без облучения. Треугольники, обращенные вверх (вниз), показывают нормированные амплитуды в максимумах (минимумах) осцилляций. Две области резонансного подавления амплитуд соответствуют двум пересечениям нагрузочной линии и дисперсии БМ на рис. 1в. На рис. 1б показаны аналогичные кривые, моделирующие результат эксперимента (кривая 1 без облучения, 2 – под облучением частоты 168 ГГц). Треугольники на рис. 1а и 1б отмечают осцилляции, амплитуды которых подавлены максимально. Моделирование ОШДГ выполнялось по процедуре, описанной в работе [9]. Подвижность и концентрация электронов 2D-ЭС при моделировании выбраны совпадающими с соответствующими параметрами образца, на котором измерены экспериментальные кривые рис. 1а (из работы [8]). Квантовое время жизни считалось независимым от температуры, $\tau_q = 1.9 \text{ пс}$ (кроме кривой 4 на рис. 2, описание которой см. ниже). При моделировании ОШДГ под облучением температура 2D-ЭС менялась от своего базового значения $T = 0.5$ К пропорционально поглощаемой мощности облучения Q , которая рассчитывалась по формуле, полученной в работе [10] для волны, модулированной по амплитуде вдоль плоскости 2D-ЭС по закону $E_x = E \exp^{i(kx - \omega t)}$:

$$Q = E^2 \text{Im} \frac{m^* e^2 \omega}{2\pi (\hbar k)^2} \left(\frac{1 - iN/\omega_c \tau}{1 - N(\omega + i/\tau)/\omega_c} + \frac{2m^* e^2}{\hbar^2 k \epsilon_{\text{eff}}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

$$N = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \frac{J_\ell^2(kR_c)}{(\omega + i/\tau)/\omega_c + \ell},$$

где τ – время импульсной релаксации.

Поглощаемая мощность Q рассчитывалась вдоль нагрузочной прямой для частоты 168 ГГц и $k = \pi/50 \text{ мкм}^{-1}$ (построенной на рис. 1в) и имела два пика, соответствующих точкам пересечения этой прямой с дисперсией БМ. Рассчитанное значение мощности переводилось в пропорциональное ему изменение температуры 2D-ЭС (коэффициент пропорциональности – подгоночный параметр), после чего по процедуре, описанной в работе [9], выполнялся расчет $\rho_{xx}(H)$ с переменной температурой, зависящей от мощности поглощаемого излучения в данной точке H . При сравнении на панелях рис. 1а и 1б бросается в глаза отсутствие сильной реакции на облучение в районе ЦР (правая вертикальная сплошная ли-

ния) на экспериментальной кривой 2 (панель *a*), хотя моделирование (кривая 2, панель *б*) предсказывает в этой области очень сильную реакцию. В более слабых магнитных полях на кривых 2 обеих панелей *a* и *б* видны осцилляции, индуцированные излучением или, как их называют в англоязычной литературе, MIRO [11, 12]. Их появление на расчетной кривой обусловлено неравновесной функцией распределения электронов по энергии, которая заложена в этот расчет [9, 13]. ОШДГ и осцилляции MIRO накладываются друг на друга. Поскольку наша цель – проследить за изменением амплитуд ОШДГ под облучением, мы исключаем эффекты, связанные с неравновесностью функции распределения и возникновением осцилляций MIRO, оставив только эффекты резонансного разогрева 2D-ЭС, связанные с поглощением излучения. Соответствующая кривая, где учтены только эффекты разогрева, показана на рис. 1б под номером 3. Как и на экспериментальной кривой 2 рис. 1а, на ней видны резонансы в поглощении микроволнового излучения, связанные с подавлением амплитуд ОШДГ (соответствующие нормированные амплитуды показаны на рис. 2 под цифрой 1 пустыми треугольниками, соединенными сплошной линией, а часть кривой, обозначенная цифрой 3, показана растянутой в 10 раз и сдвинутой вниз), но в эксперименте область максимального подавления сдвинута в большее магнитное поле (см. осцилляции, отмеченные на рис. 1а и 1б треугольниками). Эта область соответствует ЦМП, вблизи которого поглощение, предсказываемое формулой (3), максимально и значительно превосходит поглощение в остальных частях плоскости $(kR_c, \omega/\omega_c)$ (для примера см. распределение интенсивности поглощения на рис. 3, где дисперсия ЦМП обозначена штриховой линией на панели *в*). Подобные экспериментальные отклонения положений магнитоплазменных резонансов от их ожидаемых значений известны и могут быть связаны либо с отличием эффективной диэлектрической проницаемости реальной структуры от используемого в расчете значения $\epsilon_{eff} = 6.9$, либо с конечностью ширины полоски 2D-ЭС образца, на котором выполняются измерения, и проявлениями эффектов запаздывания [1, 14]. Что касается второго резонанса поглощения (см. рис. 2), то он находится в районе почти горизонтального участка дисперсии БМ (см. рис. 1в), и его экспериментальное положение около $\omega/\omega_c = 2$ слабо зависит от реальных параметров образца. Сравнение кривых 1, 2 на рис. 2, полученных путем моделирования и измерения соответственно, показывает, что резонансная особенность поглощения в районе второй гармоники ЦР в эксперименте оказывается значительно глубже, чем ожидается по результатам моделирования. Согласно моделированию, особенность подав-

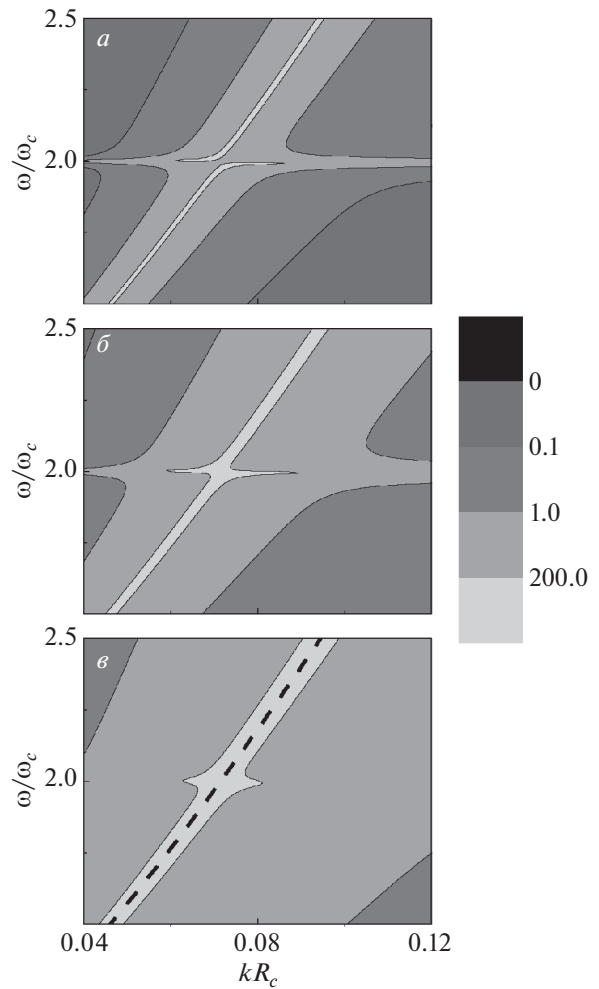


Рис. 3. Распределение интенсивности поглощения микроволнового излучения в координатах $(kR_c, \omega/\omega_c)$, построенное на основании формулы (3) для полоски 2D-ЭГ в гетероструктуре GaAs/AlGaAs без затвора шириной $w = 10$ мкм при разных подвижностях: 5000 (*a*), 1000 (*б*), $200 \text{ м}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$ (*в*). Волновой вектор размерного магнитоплазменного резонанса фиксированный: $k = \pi/10 \text{ мкм}^{-1}$. Штриховая линия на панели *в* – дисперсия циклотронного магнитоплазмона, построенная с использованием уравнения (1) для того же значения $k = \pi/10 \text{ мкм}^{-1}$.

ления ОШДГ в районе $\omega/\omega_c = 2$ мала по сравнению со второй особенностью в районе ЦМП. Это связано с малостью поглощения по формуле (3) в областях, соответствующих дисперсии БМ вне области ЦМП. Между тем экспериментальный результат показывает (см. кривую 2 на рис. 2), что особенности подавления амплитуд ОШДГ в районе $\omega/\omega_c = 2$ и ЦМП одного порядка, хотя величина подавления в районе второй гармоники ЦР и меньше. Эта очевидная разница результатов

эксперимента и моделирования может быть связана со следующими причинами. Во-первых, как указано в работе [8], эффекты поглощения в районе второй гармоники ЦР, наблюдаемые экспериментально, могут усиливаться за счет возбуждения размерных резонансов БМ с волновыми векторами $k = \pi n/w$, соответствующими более высоким гармоникам $n > 1$. Поскольку дисперсия БМ около $\omega/\omega_c = 2$ представляет собой практически горизонтальную линию, размерные резонансы с разными волновыми векторами накладываются друг на друга, усиливая поглощение на второй гармонике ЦР. Во-вторых, более сильного резонанса в подавлении ОШДГ на второй гармонике можно достичь, введя в модель температурную зависимость квантового времени жизни τ_q . Кривая 4 на рис. 2 показывает результат моделирования, в которое включено уменьшение τ_q с ростом температуры. Сравнение кривых 3 и 4 рис. 2 показывает, что учет температурной зависимости $\tau_q(T)$ приводит к углублению соответствующего резонанса подавления амплитуд ОШДГ вблизи $\omega/\omega_c = 2$. Это качественный результат, который не зависит от точного вида зависимости $\tau_q(T)$.

НАБЛЮДЕНИЕ ДИСПЕРСИИ БЕРНШТЕЙНОВСКИХ МАГНЕТОПЛАЗМЕННЫХ МОД ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ k : ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Изложенные выше результаты означают, что при малых значениях k , даже несмотря на слабость поглощения вдали от ЦМП, эффекты, связанные с поглощением бернштейновскими модами, можно наблюдать в экспериментах по резонансному подавлению амплитуд ОШДГ микроволновым излучением. В области ЦМП поглощение самое большое, а БМ могут проявляться на этом фоне как локальные минимумы поглощения (см., например, [4]), соответствующие щелям между соседними модами вблизи гармоник ЦР. На рис. 3 показаны результаты расчетов интенсивности поглощения микроволнового излучения по формуле (3) для полосы 2D-ЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs без затвора ($\epsilon_{eff} = 6.9$) шириной $w = 10$ мкм при разных подвижностях: 5000 (а), 1000 (б) и $200 \text{ м}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$ (в). Волновой вектор считается постоянным и соответствующим основному размерному магнетоплазменному резонансу в этой полоске, $k = \pi/w$. Плотность электронов $n_s = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ принимается равной плотности электронов в образце, исследовавшемся в работе [8]. На рис. 3 показано, как эволюционирует поглощение при изменении подвижности. Вне зависимости от величины подвижности основное поглощение происходит в районе ЦМП, чья дисперсия показана штриховой

линией на панели в. На панели а область максимального поглощения состоит из двух частей, каждой из которых соответствует своя ветка БМ. Между этими частями видно резкое уменьшение поглощения при $\omega/\omega_c \approx 2$, соответствующее щели в спектре между соседними ветвями БМ. При уменьшении подвижности резкие максимумы поглощения, а также особенность, связанная со щелью, размываются. Следствием этого является практически полное исчезновение горизонтальных светлых участков на рис. 3в. Именно эти участки соответствуют почти бездисперсионным частям БМ. Быстрое размывание этих участков при уменьшении подвижности вносит вклад в уменьшение резонансов поглощения вдали от области ЦМП. Уменьшение поглощения, связанное с размыванием, может быть существенным даже в весьма высокоподвижных образцах, подобных тому, на котором измерялось резонансное подавление амплитуд ОШДГ под облучением в работе [8] (подвижность 2D-ЭС в этом образце была $\mu = 680 \text{ м}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$). Из-за этого эффекты, связанные с БМ, экспериментально наблюдать тем легче, чем выше подвижность 2D-ЭС в образце. Помимо высокой подвижности экспериментальное наблюдение БМ облегчается при увеличении значения k , с которым растет относительная величина щели между соседними БМ в структурах без затвора. Это видно из сравнения рис. 4а, на котором построена дисперсия БМ в структуре GaAs/AlGaAs без затвора при фиксированном большом значении $k = 197 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (сплошные линии), и рис. 1в, на котором аналогичная дисперсия построена при малом $k = \pi/50 \text{ мкм}^{-1} \approx 0.628 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, соответствующем ширине образца. Мы определяем величину щели в координатах $(kR_c, \omega/\omega_c)$ как расстояние по вертикали между гармоникой ЦР с номером $\omega/\omega_c = N$, $N = 2, 3$, и ближайшим к началу координат максимумом соответствующей ветви БМ. Две щели Δ_N , определяемые по результатам расчета дисперсии БМ таким способом, показаны на рис. 4а. Зависимость щелей для $N = 2, 3$ от k построена на рис. 4б. С ростом k величины щелей возрастают. Это приводит к улучшению условий для экспериментального наблюдения отдельных ветвей БМ. Отметим, что зависимость $\Delta_2(k)$ сублинейная, а зависимость $\Delta_3(k)$ характеризуется более быстрым, чем линейное, возрастанием. Подобная качественная разница поведения двух зависимостей означает, что с ростом модуля волнового вектора k отношение Δ_3/Δ_2 увеличивается. Результаты экспериментальных измерений [7] резонансов, связанных с БМ, при разных фиксированных больших значениях k показаны символами на рис. 4а. Соответствующие значения k приведены в подписи к это-

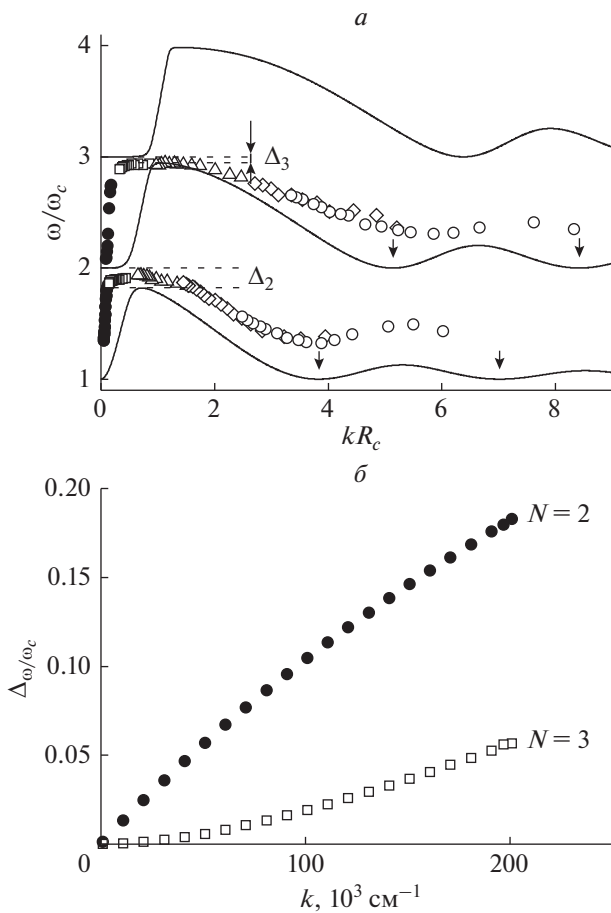


Рис. 4. Сплошные линии – три нижние ветви дисперсии бернштейновских мод в 2D-ЭС гетероструктуры GaAs/AlGaAs без затвора для $k = 197 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$; символы – экспериментально измеренные дисперсии БМ при разных (фиксированных) значениях k : $5.25 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (черные круги), $10.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (квадраты), $43.8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (треугольники), $131 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (ромбы), $197 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (пустые круги) (а). Вертикальные стрелки отмечают положения нулей функций Бесселя $J_1(kR_c)$ и $J_2(kR_c)$. Зависимость нормированных щелей $\Delta\omega/\omega_c$, расположенных в районе гармоник циклотронного резонанса $\omega/\omega_c = N = 2, 3$, от модуля волнового вектора магнетоплазменного возбуждения k , лежащего в плоскости 2D-ЭС (б).

му рисунку. Эти измерения сделаны, как описано в [7], по методике, использующей одновременное облучение гетероструктуры GaAs/AlGaAs микроволнами и поверхностными акустическими волнами (ПАВ) с волновым вектором k , лежащим в плоскости 2D-ЭС. Вследствие облучения ПАВ в 2D-ЭС возникла периодическая модуляция параметров с характерным размером, определяемым величиной k . Благодаря возникновению

такой периодической неоднородности при поглощении микроволнового излучения в 2D-ЭС возбуждались БМ с тем же периодом, т.е. соответствующие тому же значению k . Возбуждение БМ регистрировалось по изменениям спектров фотолуминесценции, обусловленным резонансным нагревом. Как показано в [15], дисперсия БМ в структурах без затвора параметризуется в координатах $(kR_c, \omega/\omega_c)$ в области $kR_c > 1$. Этот факт подтверждается тем, что все экспериментальные точки, изображенные на рис. 4а, при $kR_c > 1$ укладываются на общую дисперсионную зависимость независимо от значения k . Измеренная экспериментально дисперсия состоит из двух ветвей, поведение которых согласуется с рассчитанной дисперсией БМ (сплошные линии) для соответствующих значений параметров. Обе зависимости (теоретическая и экспериментальная) меняются с kR_c немонотонным образом, демонстрируя минимумы. Расчетные минимумы для нижней и второй ветвей показаны стрелками. Их положения совпадают с положениями нулей функций Бесселя $J_1(kR_c)$ (нижняя ветвь) и $J_2(kR_c)$ (вторая ветвь). При этом экспериментальное положение минимума на нижней ветви БМ при $kR_c \approx 3.8$ совпадает с расчетным. Сравнение экспериментальных данных [7] с результатами расчета говорит о том, что дисперсию БМ удается экспериментально наблюдать в широком диапазоне значений kR_c , включая область $kR_c > 1$. Это оказалось возможным благодаря проведению измерений при больших значениях k .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы экспериментальные результаты по наблюдению резонансов поглощения микроволнового излучения в пространственно-неоднородных 2D-ЭС, которые связаны с возбуждением бернштейновских магнетоплазменных волн в этих системах с волновыми векторами k в широком диапазоне $0.628 \cdot 10^3 - 197 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Связь наблюдаемых резонансов с бернштейновскими магнетоплазменными модами подтверждается результатами нашего моделирования соответствующих экспериментальных зависимостей. Нами продемонстрировано, что условия для экспериментального наблюдения бернштейновских мод улучшаются с ростом подвижности 2D-ЭС и с ростом модуля волнового вектора k . При малых волновых векторах в дополнении к основному резонансу на частоте циклотронного магнетоплазмона с волновым вектором k наблюдаются особенности поглощения на второй гармонике циклотронного резонанса. При больших k продемонстрирована возможность наблюдения БМ в широком диапазоне kR_c , включающем область $kR_c > 1$.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kukushkin I.V., Muravev V.M., Smet J.H. et al.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. No. 11. Art. No. 113310.
2. *Хисамеева А.Р., Шенетильников А.В., Муравьев В.М. и др.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. № 4. С. 707; *Khisameeva A.R., Shchepetilnikov A.V., Muravev V.M. et al.* // JETP. 2020. V. 130. No. 4. P. 594.
3. *Волков В.А., Тахтамиров Э.Е.* // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. № 4. С. 681; *Volkov V.A., Takhtamirov E.E.* // JETP. 2007. V. 104. No. 4. P. 602.
4. *Дорожкин С.И., Капустин А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. № 2. С. 101; *Dorozhkin S.I., Kapustin A.A.* // JETP Lett. 2015. V. 101. No. 2. P. 97.
5. *Bernstein I.V.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. No. 1. P. 10.
6. *Batke E., Heitmann D., Tu C.W.* // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. No. 10. P. 6951.
7. *Кукушкин И.В., Волков В.А.* Двумерная электронная жидкость в сильном магнитном поле. Магнитоплазмы, магниторотоны, композитные фермионы. М.: Физматкнига, 2016. 96 с.
8. *Дорожкин С.И., Капустин А.А., Уманский В., Смет Ю.Х.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 10. С. 697; *Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Umansky V., Smet J.H.* // JETP Lett. 2021. V. 113. No. 10. P. 670.
9. *Печенежский И.В., Дорожкин С.И., Дмитриев И.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 1. С. 94; *Pechenezhskii I.V., Dorozhkin S.I., Dmitriev I.A.* // JETP Lett. 2007. V. 85. No. 1. P. 86.
10. *Chaplik A.V., Heitmann D.* // J. Phys. C. 1985. V. 18. No. 17. P. 3357.
11. *Zudov M.A., Du R.R., Simmons J.A., Reno J.L.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. No. 20. Art. No. 201311(R).
12. *Dmitriev I.A., Mirlin A.D., Polyakov D.G., Zudov M.A.* // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84. No. 4. P. 1709.
13. *Dorozhkin S.I.* // JETP Lett. 2003. V. 77. No. 10. P. 681.
14. *Mikhailov S.A., Savostianova N.A.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. No. 3. Art. No. 035320.
15. *Капустин А.А., Дорожкин С.И., Кукушкин И.В.* // Поверхн., рентген., синхротрон. и нейтрон. иссл. 2021. № 11. С. 23; *Kapustin A.A., Dorozhkin S.I., Kukushkin I.V.* // J. Surf. Invest. X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2021. V. 15. No. 6. P. 1133.

Absorption of microwave radiation by Bernstein magnetoplasmon modes in inhomogeneous two-dimensional electron systems

A. A. Kapustin^{a,*}, S. I. Dorozhkin^a, I. V. Kukushkin^a

^a Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

*e-mail: kapustin@issp.ac.ru

The properties of microwave absorption have been studied in inhomogeneous (characterized by a finite size or by a modulation of parameters) two-dimensional electron systems. By comparing experiment with calculation, it has been shown that the resonance maxima in absorption occur at the frequencies of Bernstein modes corresponding to the characteristic wave vector of inhomogeneity k . In addition to the main resonance at the frequency of cyclotron magnetoplasmon with wave vector k at small values of k we observe absorption maxima at the second harmonic of cyclotron resonance while at large values of k , corresponding to the condition $kR_c > 1$, the positions of resonant absorption are parametrized in coordinates $(kR_c, \omega/\omega_c)$, where ω_c and R_c are the cyclotron frequency and the cyclotron radius of electron, ω is the circular frequency of radiation.