

УДК 535.2

АНОМАЛЬНЫЕ МАГНОНЫ В КВАНТОВО-ХОЛЛОВСКОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПРИ ФАКТОРЕ ЗАПОЛНЕНИЯ 2

© 2023 г. А. Б. Ваньков¹, *, А. С. Кореев¹, П. С. Бережной¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, 142432 Россия

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

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

В двумерных электронных системах при больших значениях параметра Вигнера–Зейтса обнаружена аномальная ветвь магнов. В состоянии квантово-холловского ферромагнетика с фактором заполнения 2 дисперсия магнов имеет магниторотонный минимум, глубина которого зависит от параметра концентрации электронов. Магноны в ротонном минимуме проявляют взаимное притяжение.

DOI: 10.31857/S0367676522700296, EDN: ADSDIJ

ВВЕДЕНИЕ

Огромное множество вопросов физики сильно-коррелированных двумерных электронных систем (ДЭС) сосредоточено вокруг квантового эффекта Холла (КЭХ), причем не только дробного, но и целочисленного. В последние годы было опубликовано много исследований, показывающих, что и при целочисленных факторах заполнения КЭХ является суть многочастичным эффектом с образованием новых фазовых состояний, хитрыми корреляциями и перенормировкой энергетического спектра. Кроме того, в последние несколько лет прогресс в технологии эпитаксиального роста позволил добиться сверхвысокоподвижных электронных систем с параметром Вигнера–Зейтса $r_s \sim 30$ в гетероструктурах ZnO. Это спровоцировало новый виток интереса к таким экзотическим ДЭС и обнаружением в этих материалах уникальных фаз – Вигнеровского кристалла, Стонеровского ферромагнетика и нового семейства дробей с большими знаменателями [1–3]. Однако обнаружение – это лишь начало истории, потому как данные новые фазы вещества имеют качественно иную структуру, симметрию, энергетический спектр. Многие из этих аспектов могут быть расшифрованы с помощью зондирования спектра нейтральных коллективных возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Их свойства зависят от конфигурации электронов в основном состоянии и от межчастичных корреляций. В частности, многие параметры состояний с ферромагнитным упорядочением мо-

гут быть извлечены из свойств спиновых экситонов (магнонов) [4, 5]. Квантово-холловские ферромагнетики в этом отношении могут различаться ввиду различной спиновой конфигурации электронов на уровнях Ландау и, соответственно, разного характера обменного взаимодействия. Стонеровский ферромагнетик при факторе заполнения $\nu = 2$, возникающий при $r_s \gg 1$ [6], является экзотической фазой, у которой до сих пор неизвестен характер щелевых возбуждений и микроскопический механизм фазового превращения в парамагнетик $\nu = 2$. В данной работе экспериментально и теоретически исследуются свойства низкоэнергетических магнов, характер их дисперсии, взаимодействия друг с другом.

Экспериментальные исследования были выполнены на пяти гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Концентрации электронов в различных образцах составляли от 1.75 до $4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а низкотемпературные подвижности превышали $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Измерения проводились в криостате откачки паров He³ с температурой гелиевой бани $T = 0.35 \text{ К}$ в магнитных полях до 15 Тл . Для достижения условий ферромагнитной неустойчивости при факторе заполнения $\nu = 2$ требовалось иметь наклонную ориентацию магнитного поля по отношению к нормали образца. При этом изменялось соотношение между величиной зеemannовской и циклотронной энергий. Для каждого из образцов эта ориентация магнитного поля выбиралась исходя из фазовой диаграммы ферро-

магнитного перехода в координатах электронная концентрация–угол наклона [7]. Для использованных гетероструктур наклон составлял от 10 до 43 градусов.

Оптические эксперименты проводились с использованием перестраиваемого титан-сапфирового лазера, удвоенного по частоте с длиной волны в диапазоне 366–367 нм вблизи прямой оптической щели ZnO. При этом изучалась магнитополевая эволюция сигнала фотолюминесценции с двумерных электронов с целью определить значения магнитного поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения, а также отслеживать сигнатуры ферромагнитной, либо парамагнитной фаз в состоянии КЭХ с $\nu = 2$. Измерения дисперсии коллективных возбуждений проводились методом резонансного неупругого рассеяния света с изменяемым импульсом передачи. Для фотовозбуждения электронной системы и для регистрации сигнала рассеянного света использовались два кварцевых многомодовых световода, ориентированных под различными углами к поверхности образца. Передаваемый импульс задавался разницей проекций налетающего и рассеянного фотонов на плоскость 2D-системы, и достигал значений в диапазоне 0.4 до $3.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для достижения максимальной точности измерения энергии коллективных возбуждений использовался спектрометр в сочетании с ПЗС-матрицей. Итоговая погрешность в определении положения пиков достигала 3–4 мкэВ.

Идентификация спинового экситона в спектрах неупругого рассеяния света не представляет проблемы, так как это коллективное возбуждение имеет энергию близкую к одночастичному Зеемановскому расщеплению, а также при всех факторах имеет спектральную ширину на порядки меньше аппаратной погрешности [8].

На рис. 1 показана последовательность рамановских спектров спинового экситона при факторе заполнения $\nu = 2$ на гетероструктуре с концентрацией электронов $n = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ вблизи точки фазового перехода парамагнетик-ферромагнетик в этом образце. Значения двумерного импульса, переданного коллективным возбуждениям в процессе неупругого рассеяния, подписаны на каждой спектральной кривой. Сразу обращает на себя внимание тот факт, что рамановский сдвиг SE уменьшается с импульсом при $\nu = 2$, хотя известно общее свойство магновнов в ферромагнетике иметь квадратичную положительную дисперсию. Поэтому отрицательная дисперсия при $\nu = 2$ – качественно новый результат, требующий тщательного исследования.

Измерения, проведенные на серии образцов, показывают, что крутизна дисперсии существенно возрастает с ростом электронной плотности (см. рис. 2). Ниже будет показано, что дисперсия

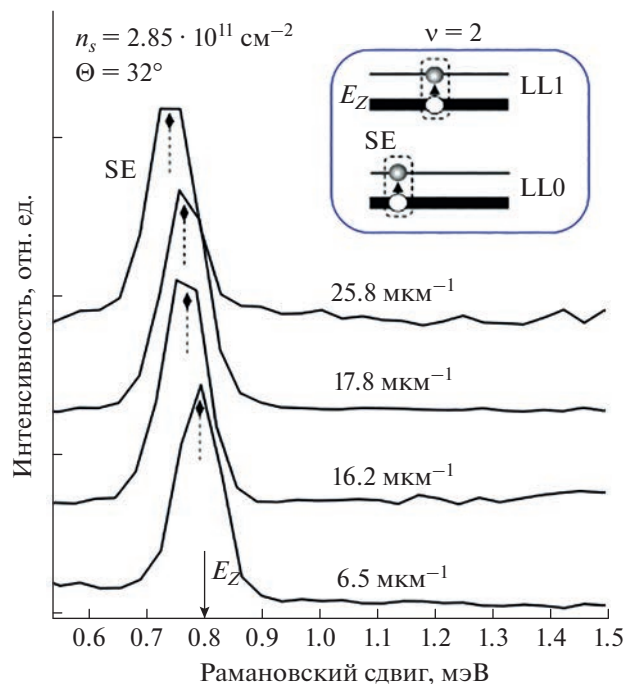


Рис. 1. Последовательность рамановских спектров спиновых экситонов (SE) в ферромагнитном состоянии $\nu = 2$ и различных значениях импульса.

SE при $\nu = 2$ имеет сложную функциональную форму и, как правило, содержит точки перегиба. Но гораздо более важным выводом является то, что дисперсия SE отрицательна везде – даже для 2D-системы с самой низкой плотностью $n = 1.75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, где ферромагнитный переход происходит естественным образом, уже при перпендикулярной ориентации магнитного поля.

Отрицательный наклон дисперсии спинового экситона при $\nu = 2$ в диапазоне безразмерных импульсов до ~ 0.3 является свидетельством наличия магниторотонного минимума, который достигается в режиме КЭХ на импульсах $q l_B \sim 1$. Как будет показано ниже, форма кривой в этом случае не описывается квадратичным законом, а сама отрицательная дисперсия объясняется взаимодействием двух спин-флип магнитоэкситонов.

Для описания отрицательной дисперсии в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ не подходит формализм теории возмущений по параметру $r_c = E_c / \hbar \omega_c$, потому как для настоящего случая $r_c \gg 1$ и велико влияние смешивания уровней Ландау. Электрон-электронные корреляции приводят к перераспределению заполнения уровней Ландау, и неопределенными оказываются не только возбужденные, но и основное состояние. Главными отправными точками в вычислении энергетического спектра являются полная проекция спина состояний системы и их суммарный импульс, а распределение электронов в собственных состоя-

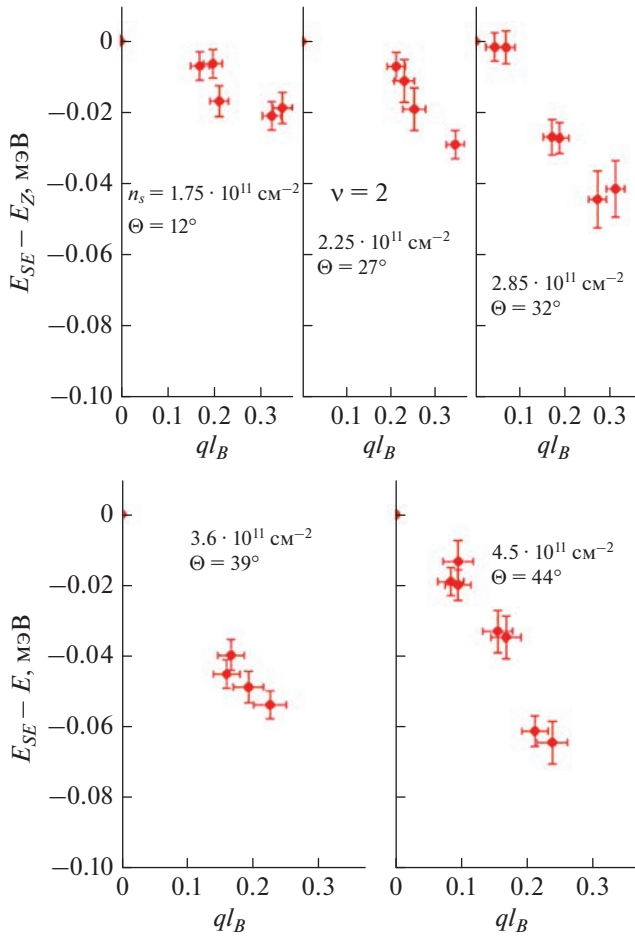


Рис. 2. Графики дисперсии SE в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ в пяти исследованных образцах. Энергии приведены за вычетом Зеемановского расщепления. Величины электронных концентраций и углов наклона указаны на графиках. По оси абсцисс волновые вектора в безразмерных единицах обратной магнитной длины.

ниях системы должно быть учтено самосогласованно при действии полного гамильтониана взаимодействующих электронов. Эта процедура проводилась в настоящей работе методом точной диагонализации электронного спектра на конечном числе электронов. Для задачи брались одночастичные зонные параметры электронной системы m^* и g^* , диэлектрическая проницаемость ϵ , учитывался геометрический наклон магнитного поля к нормали двумерной системы, полная концентрация и фактор заполнения. Еще учитывалось влияние нелокальности волновой функции электронов в нижайшей подзоне размерного квантования на потенциал Кулоновского взаимодействия, посредством самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона при заданной концентрации электронов [9].

Результаты расчета дисперсии SE для параметров, актуальных для образца с $n = 2.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

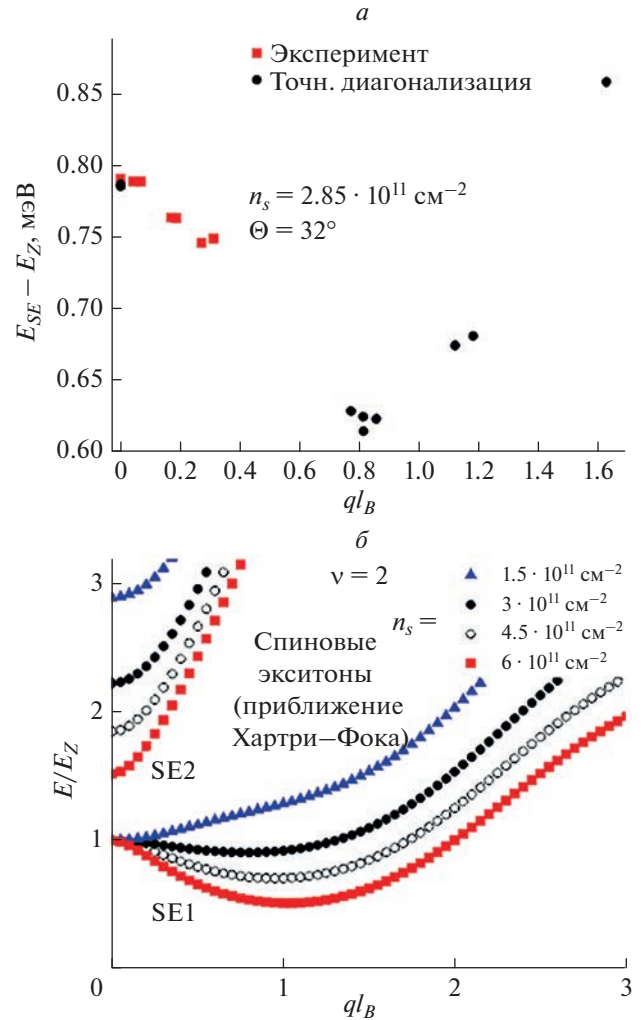


Рис. 3. Построение дисперсии SE при $\nu = 2$ FM для образца с $n = 2.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для данных, полученных в эксперименте (квадраты), и методом точной диагонализации (кружки) (а). Дисперсионные кривые двух нижних SE при $\nu = 2$ FM для четырех различных концентраций электронов, рассчитанные в приближении Хартри-Фока с экранированным кулоновским потенциалом (б). Для удобства сравнения значения энергий нормированы на величину Зеемановского расщепления.

показаны на рис. 3а вместе с соответствующими экспериментальными данными.

Отрицательная длинноволновая дисперсия SE при $\nu = 2$ не характерна для состояний КЭХ, и не вписывается в парадигму одномоновых моделей. Для описания таких возбуждений, прежде всего, необходимо отталкиваться от основного состояния с полной спиновой поляризацией (что ранее было подтверждено экспериментально). Расчет нейтральных спин-флип возбуждений со стороны ферромагнитной фазы здесь был проделан с учетом состояний на трех самых нижних уровнях Ландау. Формально, большие значения парамет-

ра r_c в этой задаче не позволяют разделять всевозможные возбуждения по индексам участвующих уровней Ландау — они все сильно перемешаны, но численную задачу оказывается возможным решить для всего семейства спин-флип переходов, просто выбрав изменение проекции полного спина системы на ось магнитного поля [6]. Естественно, что в ответе должно получиться хотя бы одно спин-флип возбуждение, энергия которого при $q = 0$ строго равна Зеемановской щели (см. рис. 3б). Именно его правильно называть спиновым экситоном SE, хотя, как будет видно при дальнейшем рассмотрении, оно не является независимым и сильно смешивается с ближайшей по энергии спин-флип модой.

Для качественного объяснения наблюдаемого закона дисперсии SE можно использовать представление системы взаимодействующих электронов в виде ферми-жидкостных квазичастиц на перенормированных уровнях Ландау. Таким образом получится, что основное состояние системы поровну разбито на два сорта квазичастиц с разным орбитальным квантовым числом и одинаковыми проекциями спина. Отсюда возникает то самое многообразие смешанных спин-флип переходов, расчет которых велся методом диагонализации. Если предположить, что характер взаимодействия заряженных квазичастиц ослаблен поляризуемостью ДЭС за счет виртуальных переходов между уровнями Ландау, то далее применимо одномодовое приближение. В нем можно рассматривать совокупность переходов между различными заполненными и пустыми уровнями Ландау и находить собственные вектора.

Здесь множество явно учитываемых спин-флип переходов было рассмотрено в базисе двух нижних уровней Ландау. Многочастичные энергетические вклады и соответствующие матричные элементы были рассчитаны в духе хорошо известного приближения Хартри–Фока (HFA) с учетом возросшей поляризуемости уровней Ландау посредством приближения хаотических фаз [10]. Чтобы показать суть переигрывания законов дисперсии, результаты расчета для двух нижайших спин-флип возбуждений показаны на рис. 3б при различных значениях электронной концентрации. Видно, что выраженность отрицательного фрагмента дисперсии связана со взаимным расталкиванием двух мод.

Расталкивание тем сильнее, чем ближе значения энергий двух возбуждений при $q = 0$. Если вдали от условия совпадения энергий начальный участок дисперсии имеет квадратичный характер, то в случае вырождения при $q = 0$ — наклон мод уже имеет линейный характер. В пределе $r_c \gg 1$ видно, что участок отрицательного наклона исчезает, а две моды слабо взаимодействуют, как и должно быть в случае ферромагнетика без конкурирующих долин. Кроме того, в этих полуаналитических расчетах мы можем уже назвать две вза-

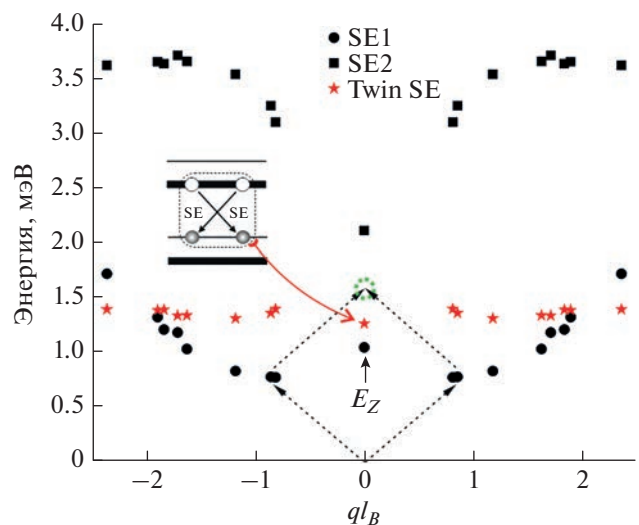


Рис. 4. Расчетные законы дисперсии для двух нижайших гибридованных спин-флип мод SE1 и SE2, а также дисперсия сдвоенной спиновой моды twin-SE в ферромагнитной фазе $\nu = 2$. На вставке представлена двухэкситонная диаграмма twin-SE как два слипшихся магнито-ротонных SE с противоположными импульсами.

имодействующие моды своими именами — одна из них является внутриуровневым спиновым экситоном, а другая — обратный циклотронный спин-флип переход с уровня LL1 на уровень LL0. Относительный вклад каждого из этих двух магнитоэкситонов в общую моду зависит от импульса, и в ротонном минимуме доминирует именно последний тип спин-флип переходов.

Таким образом, особый характер дисперсии при ферромагнитном упорядочении $\nu = 2$ связан вызван сочетанием наличия полной спиновой поляризации с наличием двух сортов квазичастиц, условно находящихся на соседних уровнях Ландау с одной проекцией спина.

Наличие магниторотонных минимумов для нижайшего спин-флип возбуждения в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ является предпосылкой для фазового перехода в парамагнитное состояние. Однако глубина этого ротонного минимума в точке перехода совершенно недостаточна для полного смягчения одиночного спин-флип перехода. Свойства магниторотонной моды SE были детально проработаны далее в контексте возможных многоэкситонных комбинаций и сопутствующего выигрыша в энергии для достижения неустойчивости и фазового перехода. Было доказано, что эти спиновые возбуждения притягиваются и имеют тенденцию слипаться в комплексы. Для этого была проведена точная диагонализация энергии возбуждений для состояний с двукратным изменением полного спина $S_z = +2$. На рис. 4 показан результат расчета для концентрации 2D-электронов $n = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. График содержит данные о дисперсии двух ни-

жайших мод SE1, SE2 и для возбуждений с двойным переворотом спина (красные звездочки).

Наиболее интересна энергия двойных спин-флип экситонов в точке $q = 0$ — она заметно меньше не только чем двойная энергия Зеемана, но и чем двойная энергия магниторотонов, что схематически иллюстрировано параллелограммом. Это убедительное свидетельство того, что существуют процессы, состоящие из двух слипшихся SE-близнецов, которые энергетически выгоднее, чем два отдельных SE1. Эти двухмодовые возбужденные состояния можно в целом описать как свертку двух SE-мод:

$$| \text{twin} - SE_{(q=0)} \rangle = \int f(k) | SE1_{(k)} \rangle | SE1_{(-k)} \rangle d^2k.$$

Понятно, что наибольший вклад в сумму будут вносить компоненты SE1 с наибольшей плотностью состояний, т.е. вблизи магниторотонного минимума. Таким образом, двойную SE-моду можно рассматривать как два слипшихся спин-флип магниторотона (см. диаграмму на вставке к рис. 4). Наконец, выигрыш в энергии для этого возбуждения по сравнению с двойной энергией магниторотона доказывает, что вообще моды SE1 притягиваются и могут образовывать стабильные мульти-SE комплексы, приводящие к фазовой нестабильности.

Целочисленный спин возбуждений SE1, их высокая плотность состояний в магнито-ротонном минимуме и взаимное притяжение открывают возможность образования макроскопических ансамблей или даже конденсатов. В проведенном эксперименте мы не исследовали время жизни SE, но по их близкой аналогии с возбуждениями CSFM в парамагнитной фазе $\nu = 2$, можно ожидать, что спин-флип возбуждения в магниторотонном минимуме могут быть чрезвычайно долгоживущими — порядка миллисекунд или даже секунд.

В заключение, в двумерных электронных системах на основе ZnO с сильным кулоновским

взаимодействием обнаружена аномальная ветвь магнонов (спиновых экситонов). Методом неупругого рассеяния света изучалось поведение магнона в состоянии квантово-холловского ферромагнетика с фактором заполнения $\nu = 2$. Оказалось, что спиновые экситоны имеют отрицательную дисперсию по импульсу с крутизной, зависящей от электронной концентрации. Отрицательная дисперсия спинового экситона связана с его взаимодействием с другой спиновой модой, имеющей более высокую энергию. В расчетах дисперсии магнонов методом точной диагонализации проявляется магниторотонный минимум, а также вскрывается притягивающее взаимодействие между магнонами в минимуме дисперсии.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Falson J., Kozuka Y., Smet J.H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. Art. No. 082102.
2. Falson J., Sodemann I., Skinner B. et al. // Nature Mater. 2021. V. 21. No. 3. P. 311.
3. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 235401.
4. Van'kov A.B., Kulik L.V., Kukushkin I.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 246801.
5. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Volosheniuk S. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 041407.
6. Vankov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 121412(R).
7. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 235401.
8. Van'kov A.B., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. Art. No. 235424.
9. Solovyev V.V., Van'kov A.B., Kukushkin I.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. Art. No. 082102.
10. Smith A.P., MacDonald A.H., Gumbs G. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 8829.

Anomalous magnons in quantum Hall ferromagnet with strong interaction at filling factor 2

A. B. Vankov^{a, *}, A. S. Koreyev^a, P. S. Berezhenoy^a, I. V. Kukushkin^a

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

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

In two-dimensional electronic systems, at large values of the Wigner–Seitz parameter, an anomalous branch of magnons was found. In a quantum Hall ferromagnet state with $\nu = 2$, the magnon dispersion reveals a magnetoroton minimum with depth dependent on electron density. Magnetorotons with opposite momenta are shown to attract each other.