

УДК 535.8

О НЕЗАВИСИМОМ ПОДТВЕРЖДЕНИИ ЛОКАЛЬНОЙ НЕСЖИМАЕМОСТИ ДРОБНОГО СОСТОЯНИЯ $\nu = 3/2$ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО МАГНИТООПТИЧЕСКОМУ ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННОМУ ЭФФЕКТУ КЕРРА

© 2022 г. Э. Степанец-Хуссейн¹*, А. В. Ларионов¹, Л. И. Мусина¹, Л. В. Кулик¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук”, Черноголовка, Россия

*E-mail: eldar.stepanets@enspectr.com

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Исследована динамика время-разрешенного керровского вращения в двумерных электронных системах с многочастичным кулоновским взаимодействием. Показано, что спиновая жесткость в дробном спин-неполяризованном состоянии $\nu = 3/2$ близка по величине к спиновой жесткости квантово-холловского ферромагнетика. Этот факт является независимым подтверждением локальной несжимаемости состояния $\nu = 3/2$.

DOI: 10.31857/S0367676522040238

ВВЕДЕНИЕ

Исследования спиновой степени свободы в двумерных электронных системах (2D-ЭС) приобретает особую значимость в связи с недавними работами по обнаружению дробных спиновых состояний, не являющимися лафлиновскими жидкостями, и введения понятия “локальной несжимаемости” электронной системы вследствие формирования спиновых текстур в основном состоянии [1, 2]. При этом сами спиновые текстуры в локально несжимаемых состояниях имеют мало общего с широко обсуждаемыми в научной литературе скирмионами [3, 4]. Таким образом, по результатам вышеуказанных статей, уже спиновых корреляций в частично поляризованной по спину 2D-ЭС может оказаться достаточно для формирования новых коллективных состояний и квантования холловской проводимости.

Многие общепринятые теории ряда спиновых упорядочений в двумерных системах начинают пересматриваться в свете новых экспериментальных данных. Даже столь подробно проработанные изящные научные концепции, как теории скирмионов и скирмионного кристалла, нашедшие блестящее подтверждение в физике трехмерных анизотропных магнитных систем со взаимодействием Дзялошинского–Мория, в случае двумерных систем вызывают закономерные сомнения в свете целого ряда экспериментальных результатов, им противоречащих [5, 6]. Недавняя работа авторов статьи

по исследованию температурной зависимости сигнала керровского вращения в окрестности фактора заполнения 1 еще более усугубила эти сомнения [7]. Оказалось, что электронная система в двух экспериментальных режимах, приводящих к ее спиновой деполяризации: в режиме малых отклонений фактора заполнения электронов от единичного и в режиме нагрева электронной системы, ведет себя совершенно различно несмотря на то, что степень спиновой поляризации электронной системы в двух упомянутых режимах совпадает. Этот удивительный факт не только противоречит существующей теории скирмионов в двумерных электронных системах, он также ставит под сомнение теории, описывающие основное состояние двумерной системы, базирующиеся исключительно на экспериментальных исследованиях спиновой поляризации. Оказывается, что при нагреве холловского ферромагнетика спиновые корреляции между соседними спинами остаются практически неизменными даже в случае почти полной деполяризации электронной системы, что предполагает формирование макроскопических спиновых текстур с различными ориентациями полного спина текстуры, но с максимально возможным обменным взаимодействием между соседними спинами. Учитывая то, что характерный корреляционный радиус скирмионов в исследуемых системах не превышает 3 из-за значительного зеемановского расщепления между спиновыми состояниями, становится очевидным, что спиновые текстуры, фор-

мирующиеся при нагревании холловского ферромагнетика, не могут быть скирмионами. С другой стороны, спиновая деполяризация электронной системы, вызванная появлением электронных или дырочных дефектов в холловском ферромагнетике, вследствие изменения фактора заполнения электронов, сопровождается значительным уменьшением обменного взаимодействия между соседними электронами, что довольно неплохо укладывается в скирмионную картину спиновой деполяризации 2D-ЭС [8, 9].

Не менее поразительным является поведение спиновой подсистемы 2D-ЭС в окрестности фактора заполнения $3/2$, где в спин-деполяризованной электронной системе формируются спиновые текстуры, насчитывающие десятки спинов [2], вязкость системы которых не имеет ничего общего с вязкостью самой электронной системы, что в конечном счете приводит к полной блокировке транспорта текстур по узким двумерным каналам и формированию холловских плато на факторе заполнения $3/2$ [1].

Таким образом, в свете выше сказанного, на первый план экспериментального исследования коллективных спиновых состояний двумерной электронной системы должны выходить методики прямого измерения спиновой жесткости электронной системы, а не ее спиновой поляризации.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Были исследованы высококачественные полупроводниковые наноструктуры на основе GaAs/AlGaAs с одиночными 17 нм GaAs квантовыми ямами, содержащими высокоподвижный ($\mu_e \approx 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$) квазидвумерный электронный газ с темновой концентрацией $n_s = 0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Структуры представляют собой тонкий слой (17 нм) GaAs с величиной запрещенной зоны 1.515 эВ (при $T = 4 \text{ К}$), с двух сторон которого выращен слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с большей шириной запрещенной зоны ($E_g \approx 2 \text{ эВ}$). На некотором расстоянии от квантовой ямы в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ барьере осуществляется δ -легирование кремнием. Электроны из δ -слоя туннелируют в квантовую яму, при этом равновесная концентрация носителей заряда в яме определяется из условия равенства электрохимических потенциалов в барьере и в яме. Изменением уровня легирования и расстояния до δ -слоя можно менять электронную концентрацию. Движение электронов вдоль оси роста структуры квантуется, а в плоскости ямы оказывается свободным.

Исследование спиновой дефазировки двумерных электронов в настоящей работе проводилось с помощью методики магнитооптического эффекта вращения Керра [10]. Установка измерения сигнала керровского вращения схематично при-

ведена на рис. 1. Источником импульсов накачки и зондирования служил фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics). Длительность генерируемого импульса 60 фс, частота повторения 82 МГц. Предварительно лазерное излучение пропусклось через акустооптический перестраиваемый фильтр (АОПФ). За счет дифракции на брэгговском кристалле вырезался спектрально более узкий пучок (спектральная ширина на половине высоты составляла 11 нм на входе и 0.5 нм на выходе из АОПФ). Затем линейно поляризованный пикосекундный лазерный пучок разделялся на импульс накачки и импульс зондирования. Импульс накачки задерживался по времени относительно зондирующего импульса с помощью механической линии задержки. Это позволяло изучать динамику системы путем изменения разности хода между двумя импульсами. Немаловажно, что именно импульс накачки проходил через линию задержки, так как даже случайные изменения направления импульса зондирования обычно приводят к изменению интенсивности на фотодиодах балансного детектора. Далее накачивающий импульс проходил через поляризационную призму Глана и фотоупругий модулятор. Призма Глана нужна была для того, чтобы поляризовать луч, так как при многочисленном отражении от зеркал на своем пути луч частично деполяризуется. Фотоупругий модулятор, в свою очередь, создавал необходимую циркулярную поляризацию накачки. Данный модулятор представляет собой кварцевую пластину, установленную перпендикулярно пучку. С помощью пьезоэлемента в ней возбуждалась стоячая волна, пластина становилась двулучепреломляющей, с оптической осью в плоскости пластины. Для пучков, линейно поляризованных вдоль и перпендикулярно оси, она создавала разность хода, которая изменялась в пределах от $\lambda/4$ до $-\lambda/4$ с частотой колебаний пластины 50 кГц. Оптическая ось пластины направлена под углом 45° к плоскости поляризации. В итоге степень циркулярной поляризации импульса накачки изменялась от $+1$ до -1 с частотой 50 кГц. Такая модуляция позволяла исключить дополнительное намагничивание (ориентацию спинов) ядерной подсистемы. Помимо этого, модуляция впоследствии использовалась при синхронном детектировании. Вернемся к пучку зондирования. После отражения от делителя пучка он проходил через электрооптический модулятор (ячейка Пококельса). В результате зондирующий луч модулировался по амплитуде. Далее пучок проходил через призму Глана, что обеспечивало его линейную поляризацию и модуляцию по интенсивности глубиной 50%. Пучки накачки и зондирования фокусировались на образце с помощью линзы с фокусным расстоянием 25 мм, смонтированной в низкотемпературную вставку криостата, что обеспечивало диаметр пятен зон-

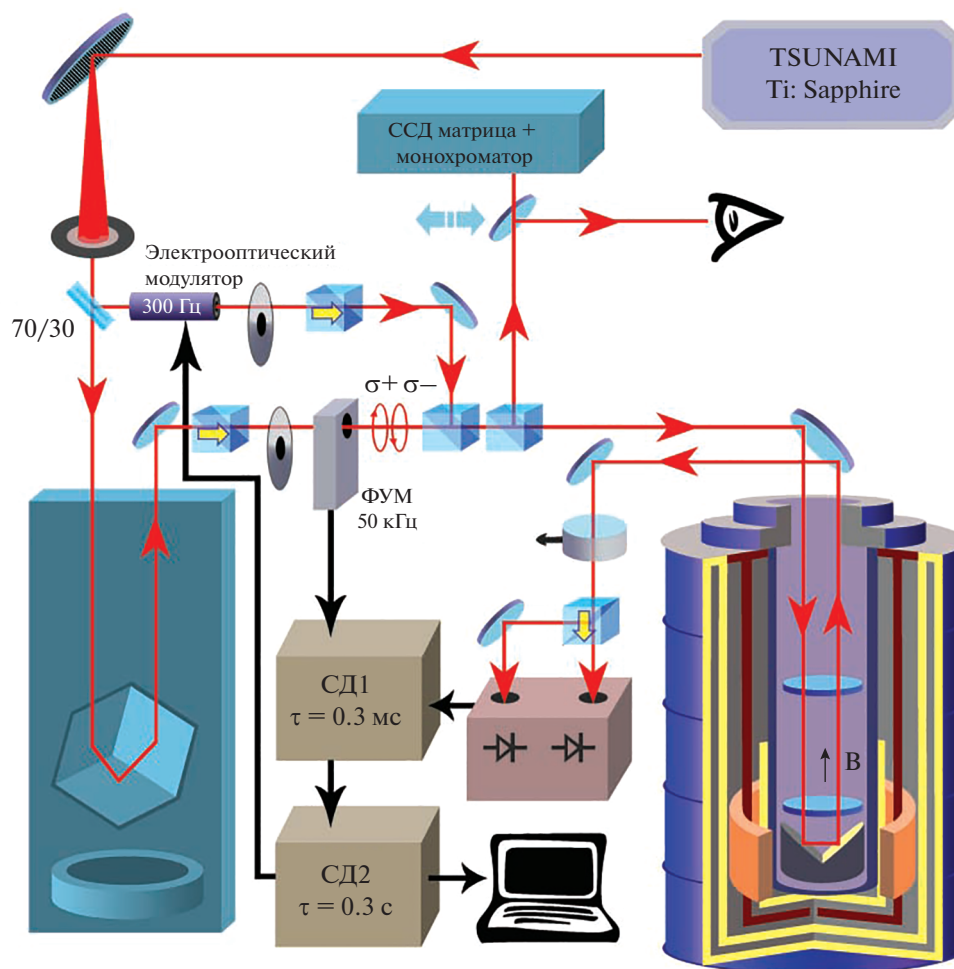


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

дирования и накачки менее 1 мм. Средняя мощность накачки составляла 0.3 мВт, средняя мощность зондирования составляла 0.3 мВт. Отраженный пучок зондирования проходил через полуволновую пластинку и призму Глана. Линейная поляризация отраженного зондирующего пучка разделялась на два линейно поляризованных пучка (с вертикальной и горизонтальной поляризациями) равной интенсивности. Эти два пучка фокусировались на кремниевые фотодиоды балансного фотоприемника, напряжение на выходе из которого пропорционально разности фототоков диодов. Полуволновая пластинка устраивалась так, чтобы усредненный сигнал с выхода фотоприемника был равен нулю, т.е. плоскость поляризации падающего на призму Глана пучка составляла 45° с осью призмы. Тогда при малом отклонении θ плоскости поляризации появляется разбаланс фототоков: $\Delta I = (I - \theta I) - (I + \theta I) = 2\theta I$. Таким образом, если используется модуляция и накачки, и зондирования, то полезная состав-

ляющая сигнала на выходе детектора представляет собой произведение колебаний на частоте f_1 модуляции накачки, меандра с частотой f_2 модуляции зондирования и сигнала керровского вращения при данной задержке и полностью циркулярно-поляризованной накачке $\Theta_K^{\sigma+}(\Delta t)$: $U(t) = A\Theta_K^{\sigma+}(\Delta t)\cos(2\pi f_1 t)M(f_2 t)$. Детектирование сигнала керровского вращения $\Theta_K^{\sigma+}(\Delta t)$ при конечной задержке и полностью циркулярно-поляризованной накачке осуществлялось с помощью двух синхронных детекторов (СД). Вход второго СД подключался к выходу первого, опорным сигналом первого детектора был сигнал от фотооптического модулятора. При использовании электрооптического модулятора опорный сигнал брался с внутреннего генератора второго СД, а напряжение на модулятор подавалось с того же внутреннего генератора через усилитель. Необходимость двойной модуляции вызвана тем, что лишь малая часть разностного сигнала на выходе балансного

детектора вызвана керровским вращением плоскости поляризации, в геометрии, когда углы падения пучков накачки и зондирования примерно одинаковы (в нашем случае они разведены на 45°). В схеме детектирования может присутствовать рассеянное излучение пучка накачки, регистрация которого на частоте фотоупругого модулятора приводит к появлению постоянной составляющей, которая может превышать сигнал по величине. Шумы этой составляющей также сильно превышают шумы полезного сигнала.

В экспериментах образцы монтировались в магнитооптическом кристате с соленоидом, позволявшим создавать магнитное поле до 10.2 Тл. Образцы крепились под углом примерно 45 град. по отношению к направлению магнитного поля. Фотоиндуцированные электронные спины были ориентированы близко к нормали поверхности образца вследствие большой разницы в показателях преломления арсенида галлия и гелия. Геометрия эксперимента позволяла, как выбирать необходимый фактор заполнения, так и обеспечивать квантовые спиновые биения двумерных электронов за счет квантования проекции спина электронов (S_z) на направление магнитного поля. Образцы при измерениях находились во вставке с гелием-3, что позволяло контролируемо варьировать температуру в интервалах от 0.6 до 10 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основной результат измерений показан на рис. 2, где при температуре 0.6 К сравнивается динамика сигнала керровского вращения от исследуемого образца в широком диапазоне факторов заполнения (спиновых состояний электронной системы), где наблюдаются совершенно различные поведения затухания амплитуды ларморовской прецессии в зависимости от временного интервала, отсчитанного возбуждающего электронную систему лазерного импульса. В случае сильных спин-спиновых корреляций (квантово-холловский ферромагнетик) временная зависимость затухания амплитуды ларморовских осцилляций – почти линейна. Причем спрямление этой зависимости обусловлено именно коллективными эффектами. Как только в холловском ферромагнетике появляются положительные или отрицательные заряженные дефекты, а спиновое состояние электронной системы описывается скирмионной моделью с малой спиновой жесткостью, в сигнале затухания Ларморовской прецессии появляется существенный нелинейный вклад, а время затухания амплитуды ларморовских осцилляций сокращается.

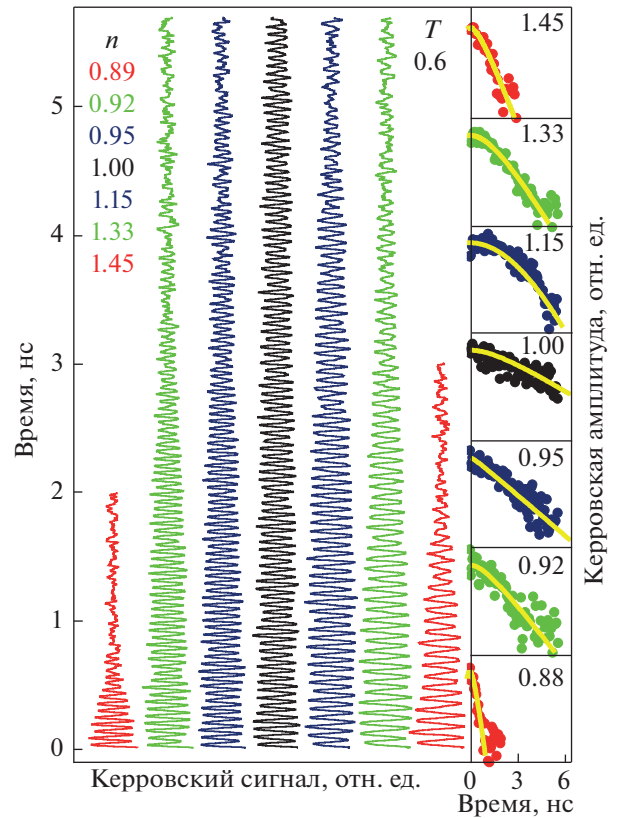


Рис. 2. Слева – зависимости сигнала время-разрешенного керровского вращения от временного интервала между накачивающим и зондирующим пучками лазерного излучения, измеренные при различных факторах заполнения 2D-ЭС. Справа – амплитуда максимумов ларморовских осцилляций сигнала время-разрешенного керровского вращения в зависимости от временного интервала между накачивающим и зондирующим пучками лазерного излучения. Сплошными линиями показаны аппроксимации, полученные с помощью формул (1).

Затухание керровского вращения удовлетворительно описывается следующей формулой из [11]: $\langle S_{\perp}(t) \rangle = S_{\perp}(0) \exp(-iE_z t) [1 + \text{Re}f_a(t)]$, где:

$$\text{Re}f_a(t) = -(t/T_2) \{ (2/\pi) \arctg(2t/\tau) - (\tau_0/2\pi t) \ln[1 + (2t/\tau_0)^2] \}, \quad (1)$$

$$1/T_2 = \pi \tau_0 (\Delta_g/2)^2, \quad (2)$$

$$\tau_0 = M_x (\Lambda/l_B)^2. \quad (3)$$

Здесь l_B – магнитная длина, \hbar/M_x определяет спиновую жесткость системы вращения. Как видно из формулы (2), произведение двух характеристических времен является универсальной для любой спин-поляризованной электронной системы величиной, не зависящей от спиновой жесткости 2D-ЭС и определяемой исключительно одночастичным механизмом затухания керровского

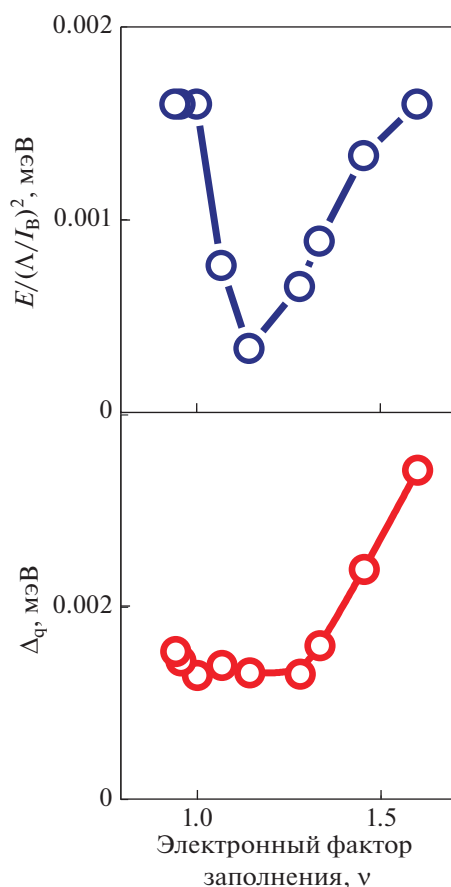


Рис. 3. Снизу – зависимость амплитуды флуктуаций эффективного магнитного поля от фактора заполнения. Данная величина рассчитана по формуле (2), с использованием результатов подгонки τ_0 и T_2 из эксперимента. Сверху – энергетическая величина, характеризующая спиновую жесткость 2D-ЭС отнесенную к квадрату корреляционной длины флуктуаций эффективного магнитного поля (смотри текст). Величина рассчитана по формуле (3) с использованием результатов эксперимента.

сигнала: $T_2\tau_0 = (4/\pi)\Delta_g^{-2}$. Все указанные выше величины могут быть оценены в экспериментах по время-разрешенному керровскому вращению, и, на данный момент, неизвестно, возможна ли их оценка из каких-либо других экспериментов. Зависимость энергии спиновой волны, определяемой спиновой жесткостью 2D-ЭС, отнесенной к корреляционной длине флуктуаций эффективного g-фактора электронов от фактора заполнения, показана на рис. 3. Сама корреляционная длина флуктуаций может быть оценена из известной энергии спиновой волны холловского ферромагнетика (1–2 мэВ в зависимости от электронной концентрации и ширины квантовой ямы) [5, 6]. В нашем случае она составляет приблизительно 300 нм, что неплохо согласуется с длиной волны возбуждающего и регистрирующего лазер-

ного излучения в объеме GaAs – 225 нм (диэлектрическая проницаемость GaAs выбрана равной 12.9). Длина когерентности используемого лазера достаточно велика, поэтому даже при однородной засветке на образце возникают неоднородности интенсивности на масштабе длины волны света. Данные неоднородности влияют на спины ядер из-за взаимодействия двумерной электронной системы со спинами ядер. Поскольку поляризация ядер осуществляется лазерным пучком, то полученная оценка выглядит вполне разумной при учете уменьшения диэлектрической проницаемости в плоскости квантовой ямы из-за близости к поверхности гетероструктуры. В свою очередь энергия спиновой волны имеет глубокий минимум в области формирования спин-текстурной (скирмионной) жидкости, причем стандартная эмпирическая методика оценки спиновой жесткости существенно недооценивает данное уменьшение. Размер скирмиона (расстояние между противоположно направленными спинами в спиновой текстуре) в исследуемой системе имеет величину порядка 2–3 магнитных длин, поэтому уменьшение спиновой жесткости на порядок по сравнению с холловским ферромагнетиком является вполне допустимым.

Не менее важным результатом является то, что локально несжимаемое состояние 3/2 обладает почти той же спиновой жесткостью, что и холловский ферромагнетик. Этот результат хорошо согласуется с данными других исследований [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована применимость развитой недавно микроскопической теории время-разрешенного керровского вращения в двумерных электронных системах с многочастичным кулоновским взаимодействием к экспериментально реализуемым 2D-ЭС. С помощью развитых в работе экспериментальных методов мы показали, что спиновая жесткость в дробном спин-неполяризованном состоянии 3/2 приближается по величине к спиновой жесткости холловского ферромагнетика, что само по себе является независимым подтверждением локальной несжимаемости состояния 3/2. Мы также указали на чрезвычайную важность искусственного введения в керровские измерения флуктуирующего магнитного поля от ядерной подсистемы полупроводника, действующего через контактное взаимодействие на отдельные электронные спины. Без воздействия ядерных спинов, стандартные одночастичные механизмы сбой фазы ларморовской прецессии в высококачественной 2D-ЭС в квантовом магнитном поле оказываются настолько слабы, что даже без коллективных кулоновских эффектов, замедляющих сбой фазы ларморовской прецессии, время затухания становится слишком длинным (мало-

пригодным) для стандартных экспериментальных измерений сигнала керровского вращения.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fu H., Wu Y., Zhang R. et al.* // Nature Commun. 2019. V. 10. No. 1. P. 1.
2. *Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al.* // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. No. 3. Art. No. 033123.
3. *Sondhi S.L., Karlhede A., Kivelson S.A. et al.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. No. 24. Art. No. 16419.
4. *Fertig H.A., Brey L., Côté R. et al.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. No. 15. Art. No. 11018.
5. *Drozhdov I.K., Kulik L.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. No. 13. Art. No. 136804.
6. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Kirpichev V.E. et al.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. No. 4. Art. No. 045316.
7. *Larionov A.V., Stepanets-Khussein E., Kulik L.V. et al.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. No. 1. P. 1.
8. *Aifer E.H., Goldberg B.B., Broido D.A.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No. 4. Art. No. 680.
9. *Manfra M.J., Aifer E.H., Goldberg B.B. et al.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. No. 24. Art. No. R17327.
10. *Hübner J., Oestreich M.* Spin physics in semiconductors. Berlin Heidelberg: Springer, 2008. P. 115.
11. *Dickmann S.* // J. Phys. Cond. Matt. 2019. V. 32. No. 1. Art. No. 015603.

On independent confirmation of local incompressibility of the fractional state $\nu = 3/2$ in time-resolved Kerr rotation experiments

E. Stepanets-Khussein^{a,*}, A. V. Larionov^a, L. I. Musina^a, L. V. Kulik^a

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

^{*}*e-mail: eldar.stepanets@enspectr.com*

The structure of time-resolved Kerr rotation in two-dimensional electron systems with many-particle Coulomb interaction is investigated. It is shown that the spin stiffness in the fractional spin-unpolarized state $\nu = 3/2$ is close in magnitude to the spin stiffness of a quantum Hall ferromagnet. This fact is an independent confirmation of the local incompressibility of the state $\nu = 3/2$.