Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 7, с. 564 – 573 © 2026 г. 10 октября

Циркуляция спинового сверхтока в кольце железо-иттриевого граната (Миниобзор)

Ю. М. Буньков[+1)], *П. М. Ветошко*[+*], *Г. А. Князев*[+×], *А. Н. Кузмичёв*[+]

[+]*Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Москва, Россия*

[*]*Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия*

[×]*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 июня 2026 г.
После переработки 1 сентября 2026 г.
Принята к публикации 1 сентября 2026 г.

В данной работе впервые получена квантовая циркуляция тока магнонов в условиях магнонной бозе–эйнштейновской конденсации (БЭК) в замкнутом кольце из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ). Ранее было установлено, что магнонный БЭК образуется в пленках ЖИГ при плотности магнонов, соответствующей отклонению прецессирующей намагниченности на угол более 2.5°. Циркуляция тока магнонов наблюдалась при помощи оптической установки, производящей регистрацию ампдитуды и фазы магнонов вдоль кольца. Состояние с циркуляцией возбуждалось при помощи радиочастотного возбуждения в кольцевом волноводе, расположенном вдоль кольца ЖИГ с разрывом и контролируемой разностнью фаз в месте разрыва. Были зарегистрированы устойчивые состояния тока магнонов с полным фазовым набегом 2π и 4π в контуре, соответствующие числам закручивания фазы $n = 1$ и $n = 2$. Показано, что состояния с квантованной циркуляцией устойчивы относительно изменения фазы возбуждающих радиочастотных источников, а переход между состояниями с различной циркуляцией наблюдается только после разрушения состояния БЭК. Проведено сравнение с ранее исследованными спиновыми сверхтоками и фазовыми проскальзываниями в сверхтекучем ^{3}He-B, а также с циркуляционными состояниями в других бозе-конденсированных системах.

DOI: 10.7868/S3034576626100096

Многочастичные когерентные состояния вещества, такие как сверхтекучесть, сверхпроводимость, бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) являются фундаментальными квантовыми явлениями, которые наблюдаются при перекрытии волновых функций частиц при достаточно низких температурах. Одним из фундаментальных проявлений макроскопической квантовой когерентности является квантование циркуляции параметра порядка в замкнутой геометрии. Оно лежит в основе устойчивых токовых состояний и образования квантованных вихрей в сверхтекучих жидкостях, сверхпроводниках и бозе-конденсированных газах [1, 2]. Эти явления широко исследуются в современных экспериментах в атомарном БЭК [3, 4] и в экситон-поляритонном БЭК [5, 6].

В данной статье мы представляем результаты исследования квантованных циркуляционных состояний когерентной прецессии намагниченности магнонного бозе-эйнштейновского конденсата в замкнутом кольце из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ). Эти состояния соответствуют циркуляции спинового сверхтока магнонов.

Впервые когерентные состояния прецессии намагниченности были обнаружены в сверхтекучем ^{3}He-B [7–9]. В последующих экспериментах со сверхтекучим ^{3}He-B пространственно неоднородная когерентная прецессия возбуждалась двумя радиочастотными (РЧ) источниками с различными фазами или частотами. В этих условиях наблюдался спиновый сверхток между областями когерентной прецессии [10, 11]. При достижении критического градиента фазы наблюдались фазовые проскальзывания и центры проскальзывания фазы. В экспериментах с двумя когерентно прецессирующими областями был также обнаружен аналог эффекта Джозефсона [12]. Первоначально эти явления описывались в терминах нелинейной спиновой динамики, а позднее получили интерпретацию на языке магнонного БЭК и спиновой сверхтекучести [13, 14]. При вращении когерентно прецессирующего состояния наблюдались также

[1)]e-mail: y.bunkov@rqc.ru

квантованные вихревые структуры [15–17]. Обзор исследований спиновой сверхтекучести в ^{3}He-B приведен в обзорах [13, 14, 17].

Теоретическое описание магнонной сверхтекучести в сверхтекучем ^{3}He-B было построено на модели противотока двух сверхтекучих компонент ^{3}He-B с противоположными проекциями спина [18]. В этом случае имеется связанное состояние двух сверхтекучих процессов переноса, массовая и магнонная сверхтекучесть. При этом зеемановская энергия фактически управляла переносом магнонов за счет массовой сверхтекучести.

Еще в 1990-е гг. мы обсуждали вопрос о возможности образования сверхтекучего переноса спина без участия массовой сверхтекучести, например в твердых магнетиках. Такая возможность появляется при образовании магнонного бозе-эйнштейновского конденсата. Магнонный БЭК относится к широкому классу бозе-конденсированных состояний атомов и квазичастиц [19, 20]. Он является магнонным аналогом бозе-эйнштейновской конденсации атомов [19, 20] и фотонов [21–23], а также квазичастиц: фононов [24], ротонов [25], экситонов [26], поляритонов [27] и связанных экситон-поляритонных состояний [28].

Условия бозе-эйнштейновской конденсации определяются известной формулой, в которую входят плотность, температура и масса квазичастиц.

$$T_{\text{XBEC}} = \kappa_0 \frac{\hbar^2}{k_B m} \left(\frac{N}{V_s}\right)^{2/3}, \qquad \kappa_0 = \frac{2\pi}{\left[\zeta\left(\frac{3}{2}\right)\right]^{2/3}} \simeq 3.31, \tag{1}$$

где $\frac{N}{V_s}$ – плотность частиц, m – их масса, а T – температура. Соответственно, $\hbar$ – постоянная Планка, k_B – константа Больцмана и ζ – дзета-функция Римана.

Образование магнонного БЭК и спиновой сверхтекучести в твердотельных магнетиках было предсказано в системах со связанной ядерно-электронной прецессией в антиферромагнетиках [29]. Величина критической плотности магнонов для образования магнонного БЭК (мБЭК) в этих системах была вычислена в [30]. МБЭК был обнаружен в квазиядерной моде прецессии в $CsMnF_3$ и в $MnCO_3$, где наблюдался эффект нерезонансного возбуждения МБЭК [31] и голдстоуновские моды колебаний Бозе-конденсата. Также было показано, что при достаточно большой амплитуде возбуждения образуется Бозе-конденсат магнонов, динамика которого не описывается квазиклассической теорией Ландау–Лифшица [32].

Важным этапом стало обнаружение явления магнонной бозе-эйнштейновской конденсации магнонов в пленках ЖИГ при комнатной температуре [33]. Магноны в пленках ЖИГ, намагниченных перпендикулярно плоскости образца, имеют минимум энергии при волновом векторе k, равном нулю, и характеризуются взаимодействием отталкивания, как и в ^{3}He-B. Поэтому МБЭК образуется стационарными магнонами, как и в атомарном БЭК. В связи с тем, что магноны являются квазичастицами в магнитоупорядоченных системах, их равновесная плотность определяется температурой системы. При этом она гораздо меньше, чем концентрация, необходимая для Бозе-конденсации магнонов. Однако их плотность можно существенно увеличить путем возбуждения неравновесных магнонов. Критическая концентрация магнонов для образования МБЭК для различных магнетиков может быть вычислена из параметров спектра магнонов. Так, для пленки ЖИГ, намагниченной перпендикулярно поверхности, критическая плотность магнонов соответствует динамическому отклонению прецессирующей намагниченности на угол 2.5° [34].

В системе неравновесных магнонов число возбужденных магнонов связано с уменьшением проекции полного спина на направление внешнего магнитного поля:

$$N = \frac{S - S_z}{\hbar},$$

где S и S_z – полный спин системы и его проекция на направление внешнего магнитного поля соответственно, а N – число неравновесных магнонов. При отклонении намагниченности на угол β эта величина пропорциональна $1-\cos\beta$, где β – угол динамического отклонения равновесной намагниченности [35, 36]. Взаимодействие между магнонами приводит к сдвигу частоты прецессии от ларморовской на величину $\Delta\omega$, которая определяет длину когерентности и критическую скорость сверхтекучего тока магнонов [35, 36]. Таким образом, пространственное распределение амплитуды и фазы когерентной прецессии намагниченности может быть эквивалентно описано как распределение плотности и фазы магнонного конденсата. В дальнейшем мы используем оба описания: непосредственно измеряемыми величинами являются амплитуда и фаза прецессии намагниченности, тогда как термины “плотность магнонов”, “число закручивания” и “спиновый сверхток” – используются для интерпретации этих результатов в рамках описания магнонного БЭК.

Магнонный БЭК при комнатной температуре также был обнаружен в другой геометрии экспериментов и с использованием другой экспериментальной техники, когда магнитное поле было направлено в плоскости пленки ЖИГ. В этих условиях мини-

мум энергии соответствует спиновым волнам с ненулевым волновым вектором (бегущим спиновым волнам). Необходимая плотность магнонов возбуждалась при помощи параметрической накачки высокоэнергетических магнонов с их последующей термолизацией [37]. В этих экспериментах магнонный БЭК регистрировался по временной эволюции их плотности.

Напротив, в нашем случае генерация стационарных магнонов поддерживалась непрерывно. При этом испаряющиеся магноны компенсировались генерацией новых при помощи радиочастотной накачки. При этом новые магноны рождаются в состоянии уже существующего Бозе-конденсата [38]. Эта возможность была реализована впервые в недавней работе [39], где использовался метод автогенерации.

В данной работе мы получили экспериментально состояния с циркуляцией сверхтока магнонов в замкнутом твердотельном контуре, в котором измеряется полный фазовый набег по кольцу. Поэтому наблюдаемые состояния характеризуются целочисленным числом закручивания фазы n (winding number):

$$n = \frac{1}{2\pi} \oint_C \nabla\varphi \cdot d\mathbf{l}, \qquad n \in \mathbb{Z}, \tag{2}$$

где C – замкнутый контур вдоль кольца ЖИГ, φ – локальная фаза прецессии намагниченности, $d\mathbf{l}$ – элемент длины вдоль контура, а n – целочисленное число закручивания фазы (winding number). Состояния с $n = 1$ и $n = 2$ соответствуют полному фазовому набегу 2π и 4π. Изменение числа n требует нарушения непрерывности фазового распределения, что в сверхтекучих системах реализуется посредством фазового проскальзывания [40].

В гидродинамическом описании когерентной спиновой прецессии плотность спинового сверхтока пропорциональна градиенту фазы параметра порядка,

$$\mathbf{J}_s \propto \rho_s \nabla\varphi, \tag{3}$$

где ρ_s – плотность магнонов. Поэтому ненулевой градиент фазы соответствует переносу спина, а условие (2) определяет целочисленный полный фазовый набег вдоль замкнутого контура. В дальнейшем под циркуляционным состоянием мы понимаем пространственно связное состояние прецессии с $n \neq 0$.

Квантованные циркуляционные состояния и переходы между ними исследовались также в других бозе-конденсированных системах. В тороидальном атомном БЭК наблюдались устойчивые состояния с различными числами закручивания и фазовые проскальзывания между ними при локальном подавлении плотности конденсата [40]. Устойчивые круговые токи наблюдались также в экситон-поляритонных конденсатах, где были зарегистрированы состояния с различными топологическими зарядами [6, 41]. Эти системы представляют полезную аналогию с настоящим экспериментом, поскольку поляритонный БЭК, как и магнонный БЭК, является открытой неравновесной системой с накачкой и диссипацией. Насколько нам известно, аналогичные измерения полного фазового набега вдоль замкнутого кольца ЖИГ ранее не проводились.

Для визуализации процессов распространения магнонов была создана уникальная оптическая установка, с помощью которой удалось измерять амплитудно-фазовые характеристики прецессирующей намагниченности как в области возбуждения магнонов, так и за ее пределами. Принципы работы установки были описаны в [42]. Ее применение для исследования магнонной Бозе-конденсации представлено в [43, 44]. В этой установке для регистрации динамической намагниченности используется магнитооптический эффект Фарадея. В условиях магнитного резонанса отклоненная намагниченность прецессирует вокруг направления магнитного поля. Соответственно, при направлении поля перпендикулярно пленке намагниченность прецессирует в ее плоскости. Однако такая геометрия менее удобна для оптических измерений, поскольку измерение плоскостной компоненты намагниченности требует наклонного распространения света относительно пленки. В этом случае угол падения света ограничен высоким коэффициентом отражения света от пленки и подложки при наклонном падении света. Поэтому для освещения образца мы использовали призму, которая показана голубым цветом на рис. 1 (вид сверху).

Исследуемый образец был приклеен к призме со стороны подложки с помощью иммерсионной жидкости. В результате свет от призмы сначала попадал в подложку, а затем – в образец. После отражения от границы раздела воздух–ЖИГ свет снова проходил через пленку ЖИГ и подложку. Пройдя через выходную грань призмы, он направлялся в приемную оптическую систему установки. Благодаря наличию компоненты волнового вектора света, параллельной пленке ЖИГ, отраженный свет приобретал поворот поляризации α за счет эффекта Фарадея. Этот угол пропорционален проекции намагниченности на волновой вектор света в призме. Фаза колебаний угла Фарадея α и амплитуда колебаний этого угла пропорциональны углу отклонения прецессирующей намагниченности в точке наблюдения.

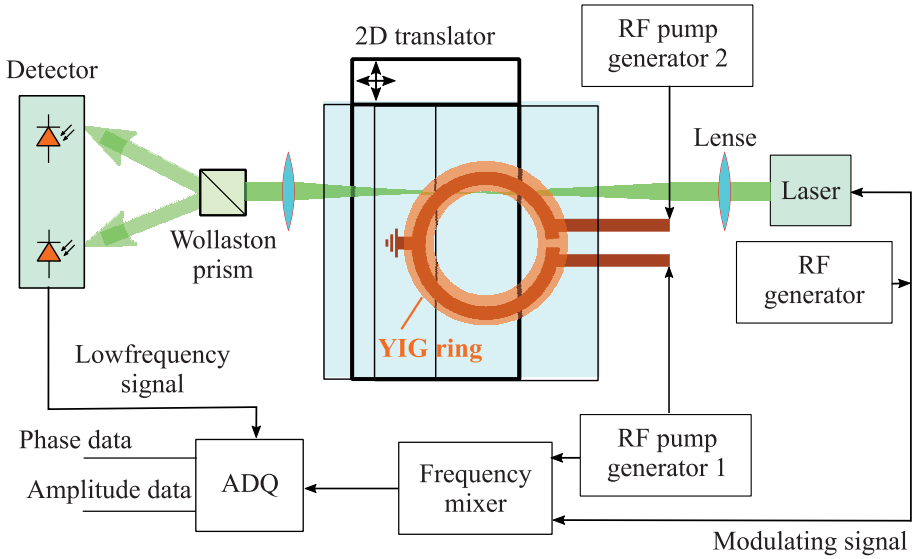

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема постановки эксперимента. Сигнал от двух генераторов радиочастотной накачки с регулированной разностью фаз подается на электроды в виде кольца с щелью. Над ними расположено кольцо из пленки ЖИГ. Электроды возбуждают магнитный резонанс в кольце. Система оптического наблюдения, аналогичная описанной в [43], позволяет измерить пространственное изменение фазы и угла отклонения прецессирующей намагниченности в кольце при различных разностях фаз РЧ накачки генераторов

Поскольку намагниченность вращается в плоскости пленки, поляризация света модулируется с частотой прецессии намагниченности.

Для детектирования сигнала, соответствующего амплитуде и фазе прецессирующей намагниченности, мы использовали поляризационный метод, а также оптическое гетеродинирование, обычно применяемое в установках на основе эффекта Бриллюэна [45]. В нашей установке амплитуда лазерного луча модулировалась на частоте, близкой к частоте микроволновой накачки. Глубина модуляции лазера достигала 20 %, а магнитооптическая модуляция в магнитной пленке из-за эффекта Фарадея была значительно меньше, порядка 1 % из-за малой величины эффекта Фарадея в пленке ЖИГ. Таким образом, радиочастотную модуляцию сигнала лазера можно рассматривать как локальный генератор. Частота прецессии намагниченности составляла 1.9 ГГц, что затрудняло оптическую регистрацию без гетеродинирования. Однако разность частот модуляции света и частоты резонанса в эксперименте была относительно низкой, около 9 кГц, что соответствовало минимальному шуму лазера и фотодетектора. Таким образом, экспериментальная установка позволила использовать низкочастотный малошумящий фотодетектор с высокой чувствительностью.

Луч лазера направлялся через поляризатор на призму из стекла БК-7 с показателем преломления 1.52 и углами основания 45°, параллельно основанию призмы. Он падал на подложку образца под углом 73°. Поскольку показатель преломления пленки ЖИГ равен 2.2, свет попадал на границу раздела ЖИГ-воздух под углом 41° и полностью отражался обратно. В эксперименте мы использовали лазерную систему на основе диода Thorlabs L520P50 с длиной волны 520 нм и оптической мощностью 50 мВт. После прохождения через призму и отражения от нижней поверхности пленки свет попадал в приемную систему. При этом луч света оказывался модулированным по интенсивности за счет модуляции тока лазера и по поляризации за счет эффекта Фарадея в пленке ЖИГ.

Приемная система установки состояла из телескопа, фокусирующего свет через призму Волластона на сбалансированный фотодетектор. Благодаря наличию призмы Волластона ток фотодетектора оказывался модулированным на частоте, соответствующей разности частот модуляции лазера и частоте прецессии намагниченности. Таким образом, оптический сигнал гетеродинируется на фотодетекторе на разностной частоте. Разработанная нами установка позволила измерять угол отклонения и фазу прецессирующей намагниченности в выбранной точке. Система прецизионного смещения образца позволила перемещать точку измерения в плоскости образца.

В предыдущих исследованиях пленок ЖИГ было показано, что при увеличении угла отклонения прецессирующей намагниченности примерно до 3° про-

исходит качественное изменение пространственного распределения амплитуды и фазы: когерентная прецессия распространяется за пределы области радиочастотного возбуждения и формируется пространственно связное состояние [46, 47]. Эти наблюдения были интерпретированы как переход к режиму магнонного БЭК.

В настоящей работе экспериментально зарегистрированы устойчивые состояния с квантованным полным фазовым набегом $\Delta\varphi = 2\pi n$ в замкнутом кольце из пленки ЖИГ при комнатной температуре, а также исследована их устойчивость к изменению относительной фазы двух локальных источников возбуждения. Для эксперимента мы использовали кольцо из пленки ЖИГ толщиной 15 мкм, выращенное в Крымском федеральном университете [48] на подложке из ГГГ толщиной 0.5 мм. Кольцо имело внешний диаметр 6 мм и ширину 0.5 мм.

Блок-схема установки показана на рис. 1, а фотография монтажа образца и система возбуждающих полосковых линий показаны на рис. 2. Две полосковые линии, идущие от синхронизированных генераторов с изменяемой разностью фаз, присоединены к полосковой линии в форме кольца с разрезом. Это кольцо имеет заземление в средней части. Таким образом, радиочастотный сигнал возбуждал магноны в двух частях кольца ЖИГ с перестраиваемой разностью фаз.

Два источника используются для локального возбуждения магнонов и задания начального фазового распределения. После формирования пространственно связного состояния изменение относительной фазы генераторов приводит к изменению локального распределения фазы, однако в исследованном диапазоне параметров полный фазовый набег остается неизменным. Таким образом, сформировавшееся состояние характеризуется устойчивым целочисленным числом закручивания n.

При помощи сканирования луча лазера вдоль кольца ЖИГ мы исследовали амплитуду и фазу прецессирующей намагниченности в кольце при разных условиях возбуждения. При малой амплитуде возбуждения радиочастотной накачкой амплитуда и фаза прецессии намагниченности повторяли геометрию и локальную амплитуду накачки. Однако наблюдаемый сигнал кардинально менялся при увеличении амплитуды радиочастотной накачки.

Абсолютная величина угла отклонения в данном эксперименте определена с использованием калибровки, полученной ранее на пленке ЖИГ с сопоставимыми параметрами [44, 46, 47]. Поэтому данная оценка содержит систематическую неопределенность. В предыдущих экспериментах переход к режиму, интерпретируемому как формирование мБ-ЭК, наблюдался при угле отклонения порядка 3°. Наблюдаемые в настоящем эксперименте пространственная однородность амплитуды и фазовая связность соответствуют ранее установленным экспериментальным признакам этого режима. Использованная калибровка соответствует приблизительно 10° на единицу шкалы амплитуды на рис. 3 и 4.

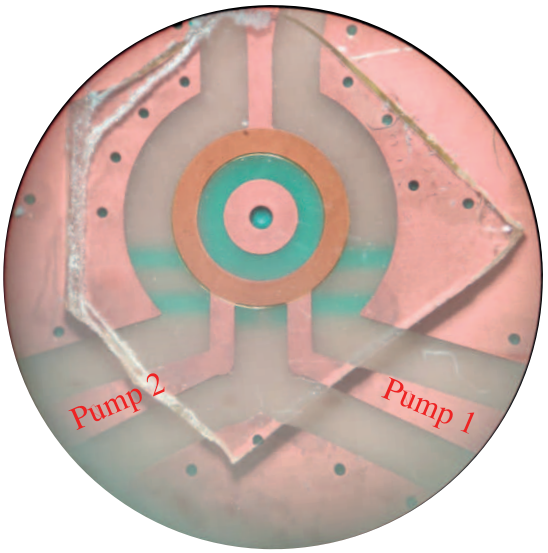

Рис. 2. (Цветной онлайн) Фотография образца в виде кольца пленки ЖИГ (показан желтым цветом), нанесенного на подложку из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Под ней виден электрод в виде кольца с щелью, присоединенный к двум полоскам, связанным с двумя генераторами и заземлением в середине кольца

При достаточной амплитуде возбуждения формируется пространственно связное состояние прецессии по всему кольцу, включая область между возбуждающими электродами. По величине амплитуды и фазовой связности это состояние соответствует ранее установленным экспериментальным признакам МБ-ЭК. Измеренное распределение фазы характеризуется полным фазовым набегом 2π или 4π вдоль замкнутого контура. В рамках описания когерентного состояния как магнонного БЭК это соответствует циркуляционным состояниям с $n = 1$ и $n = 2$ и ненулевым спиновым сверхтоком.

На рисунке 3 показано распределение амплитуды прецессии в кольце при мощности накачки, соответствующей образованию магнонного БЭК. Она практически не зависит от разности фаз накачки от двух генераторов. На рисунке 4 показан один из режимов противофазного возбуждения, в котором наблюдается выраженный локальный минимум амплитуды прецессии.

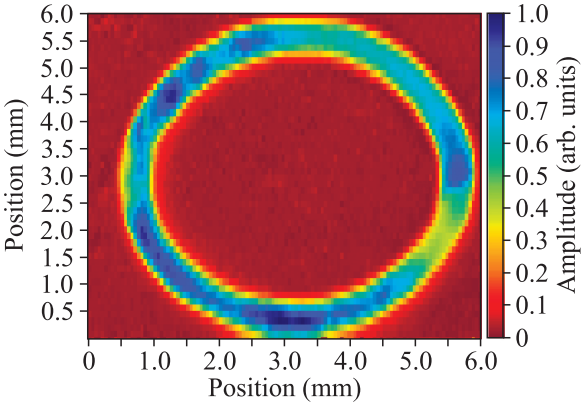

Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение амплитуды угла отклонения прецессирующей намагниченности вдоль замкнутого кольца пленки ЖИГ. Единица на шкалы амплитуды, проградуированная в предыдущих экспериментах, соответствует 10°

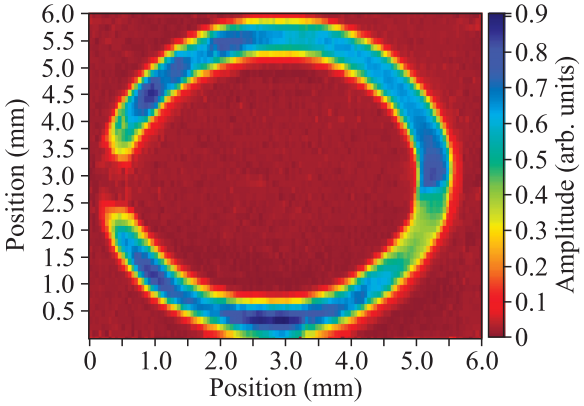

Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределение амплитуды прецессирующей намагниченности вдоль замкнутого кольца пленки ЖИГ при противофазном возбуждении. Наблюдается область сильного локального подавления амплитуды, не сопровождающегося изменением полного фазового набега

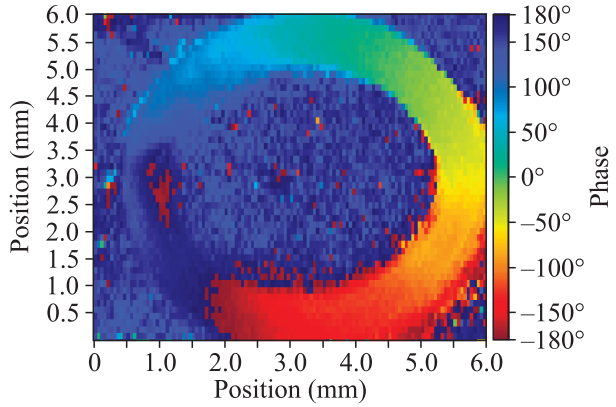

Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространственное распределение фазы прецессии намагниченности вдоль замкнутого кольца пленки ЖИГ. Полный фазовый набег вдоль контура составляет 2π, что соответствует числу закручивания $n = 1$

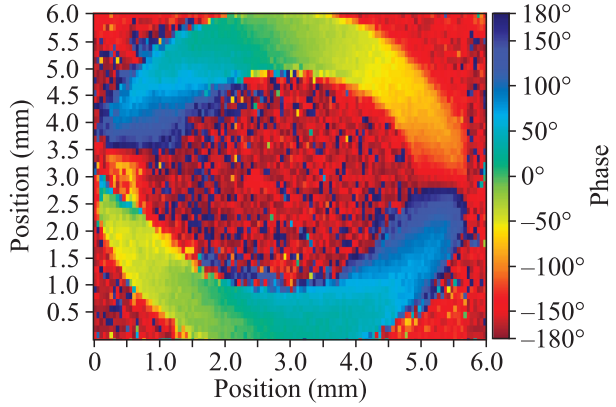

Рис. 6. (Цветной онлайн) Пространственное распределение фазы прецессии намагниченности вдоль замкнутого кольца пленки ЖИГ. Полный фазовый набег вдоль контура составляет 4π, что соответствует числу закручивания $n = 2$

Наша установка позволяет исследовать пространственное распределение фазы прецессии относительно фазы радиочастотной накачки опорного генератора вдоль кольца БЭК. В исследованных экспериментальных режимах после формирования пространственно связного состояния прецессии мы наблюдали состояния с полным фазовым набегом 2π ($n = 1$), рис. 5 и 4π ($n = 2$), рис. 6; состояние с $n = 0$ зарегистрировано не было. После формирования циркуляционного состояния изменение относительной фазы радиочастотных генераторов приводило к изменению локального распределения фазы, но не изменяло полного числа закручивания. Переход к состоянию с другим числом закручивания наблюдался только после разрушения когерентного состояния и его последующего формирования. Таким образом, в пределах исследованного диапазона параметров состояния с $n = 1$ и $n = 2$ проявляют устойчивость по отношению к изменению условий внешней накачки. Причина отсутствия состояния $n = 0$ в исследованных режимах пока не установлена и может быть связана с условиями формирования начального фазового распределения и пространственной неоднородностью возбуждения. Причина того, что в исследованном наборе экспериментальных реализаций состояние с $n = 0$ зарегистрировано не было, в настоящее время не установлена. Это может быть связано с условиями формирования начального фазового распределения и пространственной неоднородностью радиочастотного возбуждения. Для выяснения

механизма выбора числа закручивания необходимы дополнительные исследования динамики формирования когерентного состояния.

Можно предположить, что в данном случае, кроме сверхтока магнонов, возбуждается также и ток фононов. Действительно, в ряде экспериментов наблюдалась сильная связь кинетики магнонной и фононной подсистем. В работе [49] было обнаружено сильное подавление релаксации магнонов при резонансе фононов на толщине подложки. В работе [50] был получен резонансный процесс переноса состояния магнонов через подрешетку. Еще более интересным результатом является возбуждение магнонов в образце ЖИГ при получении Бозе-конденсата в соседнем образце, расположенном на расстоянии 4 мм на той же подложке [51]. При этом связь через фононную подсистему оказалась когерентной, т.е. передавала фазу прецессии в первом диске. Таким образом мы можем предположить, что в случае перетяжки в Бозе-конденсате магнонов, как в случае, показанном на рис. 4, связь между БЭК в области перетяжки осуществляется при помощи переноса фононов.

На рисунке 4 наблюдается локальная область значительного подавления амплитуды прецессии. Подобные области пониженной плотности параметра порядка могут играть роль слабой связи в кольцевых бозе-конденсированных системах. В частности, в атомных БЭК переход между состояниями с различными числами закручивания n осуществляется посредством фазового проскальзывания при локальном подавлении параметра порядка [40]. Сходные циркуляционные состояния и процессы переключения исследовались также в кольцевых экситон-поляритонных конденсатах [6, 41].

В нашем эксперименте локальное подавление амплитуды, показанное на рис. 4, не сопровождалось зарегистрированным изменением числа закручивания. Поскольку измерения проводились в стационарном режиме, они не позволяют установить, обращалась ли амплитуда параметра порядка в нуль в процессе формирования данного состояния. Для непосредственного установления механизма перехода между состояниями с различными n необходимы временно-разрешенные измерения амплитуды и фазы.

В настоящей работе в кольце ЖИГ при комнатной температуре зарегистрированы пространственно связные состояния прецессии с полным фазовым набегом 2π и 4π, соответствующие числам закручивания $n = 1$ и $n = 2$. Спиновые сверхтоки и фазовые проскальзывания ранее исследовались в когерентно прецессирующих состояниях сверхтекучего ^{3}He-B [11], а фазово-индуцированный магнонный сверхток при комнатной температуре наблюдался в параметрически накачанном БЭК в пленках ЖИГ [37]. Квантованные циркуляционные состояния и переходы между ними известны также в атомных [40] и экситон-поляритонных [6, 41] конденсатах. Отличительной особенностью настоящего эксперимента является непосредственное пространственное измерение полного фазового набега вдоль замкнутого твердотельного контура ЖИГ и наблюдение устойчивости состояний с различными целочисленными числами закручивания при изменении относительной фазы источников возбуждения. Переход между состояниями с различными n удавалось получить только путем разрушения и новой генерации БЭК. Таким образом, новизна настоящей работы состоит не в наблюдении фазово-индуцированного спинового переноса как такового, который ранее исследовался в других системах, а в регистрации устойчивого целочисленного полного фазового набега вдоль замкнутого твердотельного контура ЖИГ при комнатной температуре.

Таким образом, мы впервые наблюдали квантовую циркуляцию сверхтекучего спинового тока магнонов в замкнутом кольце. Требуется в дальнейшем исследовать область применения данного эффекта, рассмотрев, в частности, аналогию с флюксонным кубитом в сверхпроводниках [52, 53], а также аналоги с циркуляцией в экситон-поляритонной системе [6].

Требуется дальнейшее развитие теории магнонного Бозе-конденсата, тем более что на повестке дня стоит применение квантового состояния МБЭК для приложений, таких как резервуарный компьютер, обработка информации, машина Изинга и т.д. Использование магнонного Бозе-конденсата может реализовать такие его преимущества как многочастичные квантовые переходы, что позволит кардинально увеличить точность и помехоустойчивость операций, а также чрезвычайно малый уровень теплового шума даже при комнатной температуре.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-12-00322-П, https://rscf.ru/project/22-12-00322/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. A. Abrikosov, “On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group”, Soviet Physics – JETP **5**, 1174 (1957).
2. H. E. Hall and W. F. Vinen, “The rotation of liquid helium II: I. Experiments on the propagation of second

sound in uniformly rotating helium II", Proc. Royal Soc. **238**, 204 (1956).
3. H. Matsui, Y. Miyazawa, R. Goto, C. Nakano, Y. Kawaguchi, M. Ueda, and M. Kozuma, "Observation of the Einstein–de Haas effect in a Bose–Einstein condensate", Science, **391**, 384 (2026); DOI: 10.1126/science.adx2872.
4. P.-K. Chen, L.-R. Liu, M.-J. Tsai, N.-C. Chiu, Y. Kawaguchi, S.-K. Yip, M.-S. Chang, and Y.-J. Lin, "Rotating Atomic Quantum Gases with Light-Induced Azimuthal Gauge Potentials and the Observation of the Hess-Fairbank Effect", Phys. Rev. Lett. **121**, 250401 (2018).
5. S. Alyatkin, C. Milián, Y. V. Kartashov, K. A. Sitnik, I. Gnusov, J. D. Töpfer, H. Sigurdsson, and P. G. Lagoudakis, "Antiferromagnetic Ising model in a triangular vortex lattice of quantum fluids of light", Sci. Adv. **10**, eadj1589 (2024).
6. E. S. Sedov, V. A. Lukoshkin, V. K. Kalevich, G. Savvidis, and A. V. Kavokin, "Circular polariton currents with integer and fractional orbital angular momenta", Phys. Rev. Research **3**, 013072 (2021).
7. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, "Long-lived induction signal in superfluid ^{3}He-B", JETP Lett. **40**, 256 (1984).
8. I. A. Fomin, "Long-lived induction signal and spatially nonuniform spin precession in ^{3}He-B", JETP Lett. **40**, 260 (1984).
9. Yu. M. Bunkov, "Supercurrent and coherent spin precession", London prize lecture", J. Phys.: Condens. Matter **21**, 164201 (2009).
10. Yu. M. Bunkov, "Spin Supercurrent in ^{3}He-B", Japan J. Appl. Phys. **26**, 1809 (1987).
11. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy, and D. A. Sergatskov, "Investigation of Spin Supercurrent in ^{3}He-B", Phys. Rev. Lett. **62**, 1631 (1989).
12. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, V. Makroczyova, Yu. M. Mukharskii, D. A. Sergatskov, A. de Waard, " The analog of the Josephson Effect in the Spin Supercurrent", Journal de Physique **49**(C8), 2067 (1988).
13. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *Spin superfluidity and magnon Bose-Einstein condensation* in *International Series of Monographs on Physics*, ed. by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (Oxford University press, Oxford, 2013).
14. Yu. M. Bunkov, "Spin superfluidity and magnons Bose–Einstein condensation", Phys.-Uspekhi **53**, 848 (2010).
15. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy, and D. A. Sergatskov, "Observation of Vortex-like Spin Supercurrent in ^{3}He-B", Physica B **165**, 649 (1990).
16. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, "Spin Vortex in magnon BEC of Superfluid ^{3}He-B", Physica C **468**, 600 (2008).
17. Yu. M. Bunkov, "*Spin Supercurrent and novel properties of NMR in ^{3}He*", *Progress of Low Temperature Physics*, ed. by W. P. Halperin (Elsevier Science B.V., Amsterdam, 1995), v. 14, p. 68.
18. I. A. Fomin, "Separation of magnetization precession in ^{3}He-B into two magnetic domains. Theory", Sov. Phys. JETP **61**, 1207 (1985).
19. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthew, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, "Observation of Bose–Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor", Science **269**, 5221 (1995).
20. K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, M. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms", Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
21. J. Klaers, J. Schmitt, F. Vewinger, and M. Weitz, "Bose-Einstein condensation of paraxial light", Nature **468**, 545 (2010).
22. J. Schmitt, T. Damm, F. Vewinger, and M. Weitz, "Bose–Einstein condensation of paraxial light", Appl. Phys. B Laser Opt. **105**, 17 (2011).
23. J. L. Figueiredo, J. T. Mendonca, and H. Tercas, "Bose-Einstein condensation of photons in microcavity plasmas", Phys. Rev. **108**, 013201 (2023).
24. D. M. Stamper-Kurn, A. P. Chikkatur, A. Görlitz, S. Inouye, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, "Excitation of Phonons in a Bose-Einstein Condensate by Light Scattering", Phys. Rev. Lett. **83**, 2876 (1999).
25. L. A. Melnikovsky, "Bose–Einstein condensation of rotons", Phys. Rev. B **84**, 024525 (2011).
26. L. V. Butov, A. L. Ivanov, A. Imamogluet, P. B. Littlewood, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, K. L. Campman, and A. C. Gossard, "Stimulated scattering of indirect excitons in coupled quantum wells: Signature of a degenerate Bose-gas of excitons", Phys. Rev. Lett. **86**, 5608 (2001).
27. B. Deveaud-Pledran, "On the condensation of polaritons", J. Opt. Soc. Am. **29**, 138 (2012).
28. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymaska, R. Andre, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and L. S. Dang, "Bose–Einstein condensation of exciton polaritons", Nature **443**, 409 (2006).
29. Yu. M. Bunkov, "Spin superfluidity and magnons Bose–Einstein condensation", Phys.-Uspekhi **53**, 848 (2010).
30. R. R. Gazizulin, Yu. M. Bunkov, and V. L. Safonov, "Critical parameters of nuclear magnon Bose–Einstein condensation in systems with dynamical frequency shift", JETP Lett. **102**, 876 (2015).
31. M. S. Tagirov, E. M. Alakshin, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, S. A. Zhurkov, L. I. Isaenko, A. V. Klochkov, A. M. Sabitova, T. R. Safin, and K. R. Safiullin, "Magnon BEC in antiferromagnets with Suhl-Nakamura interaction", J. Low Temp. Phys. **175**, 167 (2014).

32. L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, D. Konstantinov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeyev, "Nonlinear NMR and magnon BEC in antiferromagnetic materials with coupled electron and nuclear spin precession", Phys. Rev. B **97**, 024425 (2018).
33. P. M. Vetoshko, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, A. A. Kholin, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, "Bose–Einstein Condensation and Spin Superfluidity of Magnons in a Perpendicularly Magnetized Yttrium Iron Garnet Film", JETP Lett. **112**, 299 (2020).
34. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, "Magnon condensation and spin superfluidity", Journal MMM **452**, 30 (2018).
35. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, "Magnon Bose Einstein Condensation and Spin Superfluidity", J. Phys. Condens. Matter **22**, 164210 (2010).
36. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, "Bose–Einstein condensation of magnons in superfluid ^{3}He", J. Low Temp. Phys. **150**, 135 (2008).
37. D. A. Bozhko, A. A. Serga, P. Clausen, V. I. Vasyuchka, F. Heussner, G. A. Melkov, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, "Supercurrent in a room-temperature Bose-Einstein magnon condensate", Nat. Phys. **12**, 1057 (2016).
38. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Basic Books, N.Y., 2005).
39. Yu. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, and D. A. Samodelkin, "Permanent Bose–Einstein Condensate", JETP Lett. **123**, 119 (2026).
40. K. C. Wright, R. B. Blakestad, C. J. Lobb, W. D. Phillips, and G. K. Campbell, "Driving Phase Slips in a Superfluid Atom Circuit with a Rotating Weak Link", Phys. Rev. Lett. **110**, 025302 (2013).
41. V. A. Lukoshkin, V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, K. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, E. S. Sedov, and A. V. Kavokin, "Persistent circular currents of exciton-polaritons in cylindrical pillar microcavities", Phys. Rev. B **97**, 195149 (2018).
42. P. M. Vetoshko, V. B. Volkovoy, V. N. Zalogin, and A. Y. Toporov, "Measuring low alternating magnetic-fields by means of Bi-containing rare-earth ferrite-garnet films with planar anisotropy", J. Appl. Phys. **70**, 6298 (1991).
43. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, Yu. M. Bunkov, and V. I. Belotelov, "Magneto-optical imaging of coherent spin dynamics in ferrites", Opt, Express **30**, 1737 (2022).
44. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, Yu. M. Bunkov, and V. I. Belotelov, "Optical registration of a coherent magnon state outside of the excitation region", Opt. Express **31**, 8335 (2023).
45. A. A. Serga, T. Schneider, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, and M. P. Kostylev, "Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets", Appl. Phys. Lett. **89**, 063506 (2006).
46. G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. E. Petrov, I. V. Savochkin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, "Direct observation of the transition from spin waves to the magnon Bose condensate", Opt. Express **32**, 13761 (2024).
47. П. Е. Петров, Г. А. Князев, А. Н. Кузмичёв, П. М. Ветошко, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, "Переход в магнонный Бозе конденсат", Письма в ЖЭТФ 119, 129 (2024) [P. E. Petrov, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, "Transition to a Magnon Bose–Einstein Condensate", JETP Lett. **119**, 118 (2024)].
48. A. N. Kuzmichev, V. I. Belotelov, Yu. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, A. I. Popov, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, Ch. K. Sabdenov, A. V. Koshelev, and A. A. Fedorenko, "Identification of a new source of magnon relaxation in interface between epitaxial iron garnet ferrite films and GGG substrate", Mater. Res. Bull. **149**, 111691 (2022).
49. А. Н. Кузмичев, П. М. Ветошко, Г. А. Князев, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, "Особенности взаимодействия магнонного Бозе конденсатас акустическими модами в пленках железо-иттриевого граната", Письма в ЖЭТФ **112**, 749 (2020) [A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, G. A. Knyazev V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, "Features of the interaction of a magnonic Bose condensate with acoustic modes in yttrium iron garnet films", JETP Lett. **112**, 710 (2020)].
50. K. An, A. N. Litvinenko, R. Kohno et al. (Collaboration), "Coherent Long-Range Transfer of Angular Momentum between Magnon Kittel Modes by Phonons", Phys. Rev. B **101**, 060407(R) (2020).
51. Г. А. Князев, А. Н. Кузмичев, П. Е. Петров, П. М. Ветошко, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, "Взаимодействие магнонных Бозе конденсатов в пленках железо-иттриевого граната через акустическую связь", Письма в ЖЭТФ **118**, 615 (2023) [G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. E. Petrov, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, "Acoustic Coupling between Magnon Bose–Einstein Condensates in Yttrium Iron Garnet Films", JETP Lett. **118**, 603 (2023)].
52. J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. van der Wal, and S. Lloyd, "Josephson Persistent-Current Qubit", Science **285**, 1036 (1999).
53. F. Yan, S. Gustavsson, A. Kamal, J. Birenbaum, A. P. Sears, D. Hover, T. J. Gudmundsen, D. Rosenberg, G. Samach, S. Weber, J. L. Yoder, T. P. Orlando, J. Clarke, A. J. Kerman, and W. D. Oliver, "A planar Josephson persistent current qubit", Phys. Rev. B **91**, 024516 (2015).