Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 5, с. 313 – 318

Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната

П. М. Ветошко[+*], *Г. А. Князев*[+], *А. Н. Кузмичев*[+], *А. А. Холин*[*], *В. И. Белотелов*[+*×], *Ю. М. Буньков*[+*1)]

[+]*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 22 июля 2020 г.
После переработки 31 июля 2020 г.
Принята к публикации 1 августа 2020 г.

Экспериментально исследовано образование Бозе конденсата магнонов (мБЭК) в перпендикулярно намагниченной пленке железо иттриевого граната при радиочастотной накачке в полосковой линии. Исследованы характеристики нелинейного магнитного резонанса и пространственное распределение Бозе конденсата магнонов в градиенте магнитного поля. В этих экспериментах Бозонная система магнонов ведет себя аналогично Бозе конденсату магнонов в антиферромагнитном сверхтекучем ^{3}He-B, детально исследованному ранее. Магнонный БЭК образует когерентно прецессирующее состояние, обладающее свойствами магнонной сверхтекучести. Его устойчивость определяется потенциалом отталкивания между возбужденными магнонами, который компенсирует неоднородность магнитного поля.

DOI: 10.31857/S1234567820170061

В настоящее время большой интерес вызывают макроскопические квантовые явления, которые могут быть использованы при создании платформ для квантовых вычислений. Недавний успех в создании фирмой Google квантового компьютера на основе сверхпроводящих кубитов [1] стимулировал поиск и других подобных систем. В частности, предполагается использовать явление магнонной сверхтекучести в качестве основы для магнонного квантового процессора [2]. В данной статье мы обращаем внимание на систему когерентных магнонов, возникающую при возбуждении нелинейного магнитного резонанса в пленке железо иттриевого граната (ЖИГ), намагниченной перпендикулярно плоскости. Динамические свойства этой системы во многом аналогичны свойствам магнонов в сверхтекучем ^{3}He-B, в котором и была обнаружена магнонная сверхтекучесть и когерентная прецессия намагниченности [3, 4]. В данной статье мы представляем вниманию читателей эксперимент по образованию состояния когерентно прецессирующих магнонов в ЖИГ в сильно неоднородном магнитном поле, результаты которого аналогичны пионерским наблюдениям этого эффекта в ^{3}He-B [5, 6].

Исследования пленок ЖИГ в условиях сильного возбуждения привели к наблюдению эффекта нелинейного резонанса, в котором частота прецессии зависит от амплитуды его возбуждения (*Foldover resonance*) [7]. Приблизительное аналитическое решение уравнений Ландау–Лифшица в условиях нелинейного резонанса удается получить только для простейшего случая одиночного осциллятора в пределе относительно небольшого сдвига частоты [8]. Реальные макроскопические образцы обладают пространственной неоднородностью и должны описываться набором связанных осцилляторов. Теоретический анализ осложняется тем, что возбуждение резонанса также пространственно неоднородно, в особенности при его возбуждении полосковой линией. Кроме того, в дополнение к локальному затуханию Гильберта следует учесть и процессы релаксации, связанные со спиновой диффузией при пространственной неоднородности резонанса, а также и взаимодействие с окружающей средой. Все эти факторы приводят к невозможности построения теории, реально описывающей сигналы нелинейного резонанса в пленках ЖИГ [9]. Использование программ микромоделирования также ограничено, так как необходимое время моделирования должно превышать время жизни магнона, которое для ЖИГа может достигать

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

100000 периодов прецессии. Кроме того, это время катастрофически растет с увеличением размеров образца. Однако для описания резонанса в случае большого уровня возбуждения можно использовать квантовые свойства магнонов, а именно то, что магноны являются Бозе частицами и конденсируются в магнонный Бозе конденсат (мБЭК) при их достаточной концентрации. Именно этот подход, предлагаемый в данной статье, и позволяет описать основные свойства нелинейного резонанса в магнетиках.

В отличие от атомов, число которых сохраняется, плотность магнонов может изменяться вследствие их рождения и уничтожения из физического вакуума магнитоупорядоченного состояния, в соответствии с формализмом Хольштейна–Примакова [10]. При низкой концентрации газ магнона может рассматриваться как спиновые волны – объект классической физики, описываемый уравнениями Ландау–Лифшица. При конечной температуре число термо активированных магнонов определяется статистикой Бозе и всегда ниже критической плотности образования мБЕК. Однако плотность магнонов можно существенно повысить путем возбуждения дополнительных магнонов из магнитоупорядоченного состояния (физического вакуума) методами магнитного резонанса. При этом отклонение намагниченности от равновесного направления соответствует рождению магнонов, число которых определяется изменением продольной намагниченности системы, $N_r = (M_0 - M_z)_r/\hbar$, где N_r – плотность магнонов, $(M_0 - M_z)$ – разница между полной намагниченностью и ее проекцией на ось стационарного магнитного поля. Плотность магнонов, необходимую для образования Бозе конденсата, легко рассчитать для различных магнитоупорядоченных веществ, как продемонстрировано в [11]. В частности, критическая плотность магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке ЖИГ соответствует отклонению намагниченности на $2.5°$, что в условиях экспериментов соответствует сдвигу внешнего поля около 2 Э, т.е. все описываемые результаты, полученные при мощности накачки более 1 дБм, соответствуют условиям сформировавшегося мБЭК, согласно статистике.

Строго говоря, свойства мБЕК выходят за рамки классической физики и традиционно описываются формализмом Гросс–Питаевского, разработанным для описания атомарного бозе конденсата [12]. Магнонный БЕК является макроскопическим квантовым состоянием, описываемым волновой функцией:

$$|\Psi|_r = \mathcal{N}_r^{\,1/2} e^{i\mu t_r + i\alpha_r}, \qquad (1)$$

где μ и α являются химическим потенциалом и фазой волновой функции, а N_r – плотность возбужденных магнонов. Химический потенциал магнонов определяется их частотой прецессии и может быть пространственно неоднородным. Градиент фазы волновой функции приводит к сверхтекучему потоку магнонов, направленному в область меньшего магнитного поля, т.е. меньшего химического потенциала:

$$\mathbf{J} = \mathcal{N}\boldsymbol{\nabla}\alpha. \qquad (2)$$

В перпендикулярно намагниченной пленке ЖИГ частота прецессии зависит от плотности возбужденных магнонов [13]:

$$\omega_N = \omega_0 - \gamma 4\pi M_0(\cos\beta), \qquad (3)$$

где $\omega_0 - \gamma 4\pi M_0$ – частота прецессии при малом возбуждении, которая определяется внешним полем и полем размагничивания. Мы здесь рассматриваем образец достаточно больших размеров, на котором величина обменного взаимодействия не может синхронизовать частоту прецессии на размерах образца. Сверхтекучий поток магнонов в область с меньшим эффективным магнитным полем приводит к увеличению их плотности и, соответственно, увеличению частоты прецессии. Этот процесс происходит до тех пор, пока не установится однородное состояние прецессии. То есть состояние с когерентной прецессией намагниченности, аналогичное тому, которое было открыто в ^{3}He-B [14, 15]. Если радиочастотное (РЧ) поле возбуждает магноны локально, как в случае с полосковой линией, то эти магноны сверхтекучим током переносятся в область с меньшим магнитным полем до тех пор, пока в ней не установится частота прецессии, равная частоте накачки, как и в экспериментах со сверхтекучем ^{3}He-B. Детально этот процесс описан в [16]. Образование состояния с когерентной прецессией намагниченности кардинально упрощает задачу теоретического описания нелинейного резонанса. В этом случае мы имеем дело с макроскопическим конденсатом магнонов, заполняющим все пространство образца, эффективное поле в котором меньше, чем поле, соответствующее частоте накачки. При этом намагниченность прецессирует когерентно на частоте накачки. Это состояние не зависит от мощности накачки, что является отличительной чертой формирования мБЭК. МБЭК автоматически адсорбирует энергию из возбуждающего поля, соответствующую его потерям [14], которые зависят от величины отклонения намагниченности. Сигнал нелинейного резонанса распадается, как только величина накачка не может компенсировать релаксацию. В данной статье мы впервый экспериментально

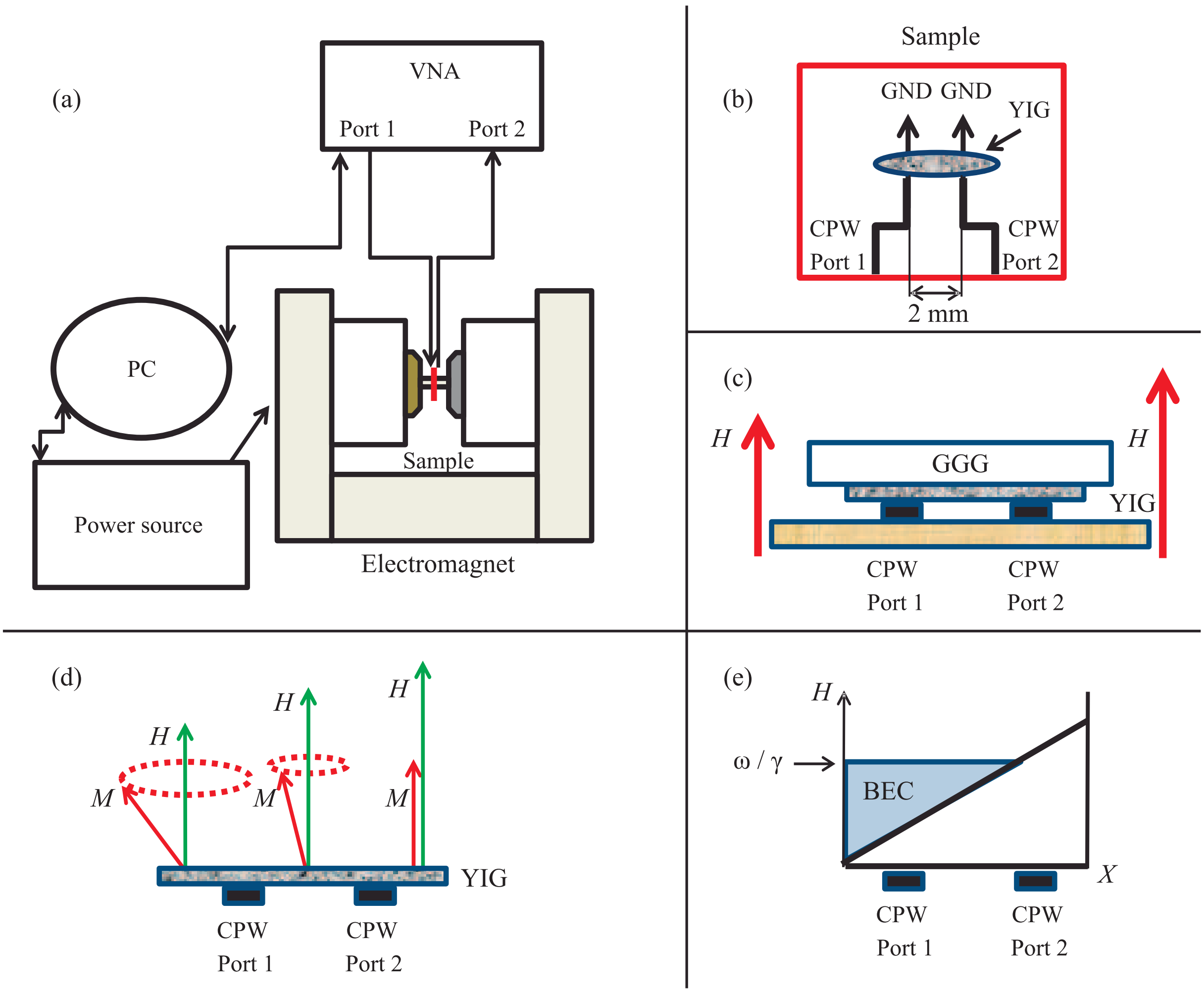

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема установки (a), плато с образцом, вид сверху (b) и с боку (c), распределение углов отклонения когерентно прецессирующей намагниченности в градиенте магнитного поля (d) и область заполнения образца магнонным БЭК (e)

показываем образование такого состояния в пленке ЖИГ и, в частности, в условиях, когда приложен достаточно большой градиент магнитного поля.

Общая схема установки показана на рис. 1a. Эксперименты проводились на двух образцах пленки ЖИГ толщиной 6 и 0.6 мкм. Первый образец имел форму круга диаметром 0.5 мм, а второй – форму эллипса с диаметрами 5 и 0.5 мм. Пленки выращены в Крымском федеральном университете. Первый образец располагался на одной полосковой линии, а второй – на двух полосковых линиях, расположенных симметрично от центра образца на растоянии 2 мм друг от друга, как показано на рис. 1b. Ширина полосковых линий составляла 0.2 мм. На образец подавалось магнитное поле, перпендикулярное плоскости пленки. Если в первом эксперименте поле было практически однородно, то во втором оно имело градиент, направленный вдоль пленки, как показано на Рис. 1c. В первом случае резонанс возбуждался на частоте 3.7 ГГц а во втором – 1.856 ГГц. В эксперименте использовался векторный анализатор цепей P5023A фирмы Кейсайт. РЧ накачка подавалась на первый полосок. При возбуждении резонанса амплитуда РЧ поле в полоске уменьшалось. На рисунке 2 показано уменьшение мощности РЧ при сканировании поля вниз при разных мощностях возбуждения. Важное наблюдение заключается в том, что мощность, поглощаемая образцом, не зависит от мощности, подаваемой на полосок. Это кардинально противоречит теории нелинейного резонанс [7, 8], однако полностью соответствует свойствам магнонного БЭК, исследованным ранее в ^{3}He-B. Действительно, состояние мБЭК полностью определяется его химическим потенциалом, который зависит от частоты

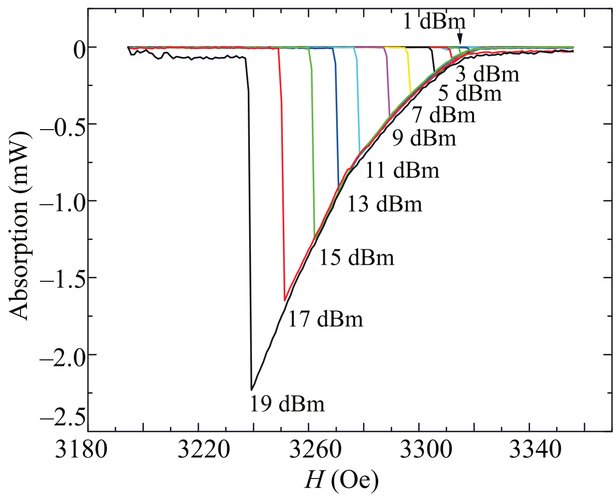

Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменение поглощения РЧ накачки в первом эксперименте при уменьшении внешнего магнитного поля при разных мощностях накачки, указанных около соответствующих кривых

накачки, но не от ее амплитуды. Мощность накачки определяет ту величину отклонения прецессирующей намагниченности и сдвига поля, при которой ее амплитуды не хватит для компенсации релаксации магнонов в мБЭК.

Другим свойством мБЭК является то, что он должен заполнять все пространство, в котором эффективное магнитное поле меньше, чем соответствующая частота накачки. Для подтверждения этого свойства мБЭК мы использовали второй образец и две полосковые линии (рис. 1b, c). Образец был помещен в градиент магнитного поля порядка 3.5 Э на мм вдоль длинной оси образца (рис. 1d, e). МБЭК возбуждался первым полоском. В случае однородного поля второй полосок принимал сигнал с первого, который повторял форму сигнала на первом полоске, уменьшенную приблизительно в 5 раз. Отличить этот наведенный сигнал от сигнала излучения мБЭК не представлялось возможным. Однако при наложении градиента магнитного поля сигнал со второго полоска кардинально изменился как показано на рис. 3. При сканировании поля вниз, в точке B образовывается мБЭК в районе первого полоска. При дальнейшем сканировании поля граница мБЭК, которая соответствует условию $H = \omega/\gamma$ (см. рис. 1e), двигается ко второму полоску и в точке A достигает его. При этом второй полосок начинает принимать сигнал излучения от мБЭК. На рисунке 4 показана мощность сигнала излучения мБЭК, принимаемого вторым полозком. Область получения сигнала от мБЭК не зависит от мощности РЧ накачки, а только от разности полей в области первого и второго полосков. Этот

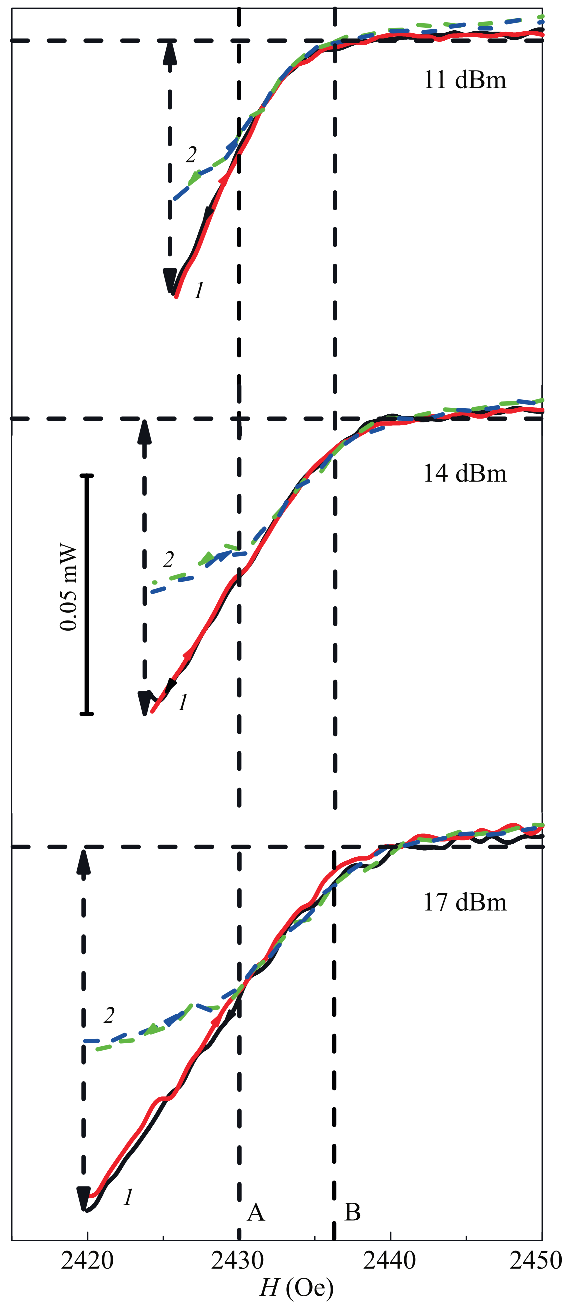

Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение поглощения мощности накачки во втором эксперименте при разных мощностях накачки. Линии *1* соответствуют сигналу с первого полоска, а *2* – со второго. Амплитуда сигнала со второго полоска увеличена в 5 раз для сравнения с сигналом с первого. Показаны также сигналы и при сканировании поля вверх. Обращает на себя внимание то, что они совпадают с сигналами при сканировании поля вниз. Таким образом, в случае с градиентом поля гистерезис не наблюдается

эксперимент напрямую показывает пространственный перенос магнонов из области возбуждающего в

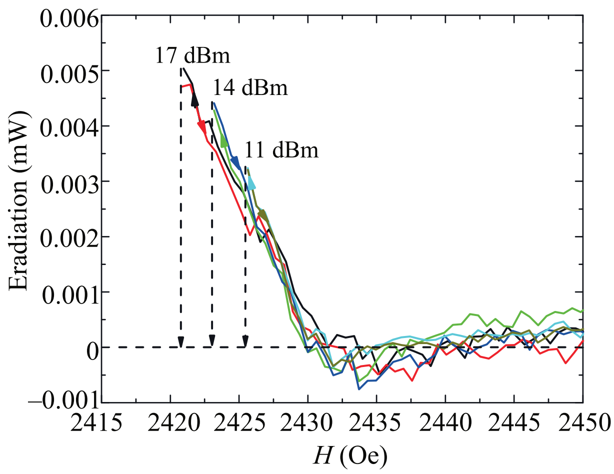

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сигналы дополнительного излучения от мБЭК во втором полоске, как функция поля при мощности накачки 17, 14 и 11 дБм

область приемного полоска. Этот перенос невозможен в случае нормального газа магнонов, и объясняется сверхтекучем потоком магнонов, вызванным градиентом химического потенциала. Аналогичный эксперимент был проведен и в сверхтекучем ^{3}He-B, в котором были исследованы свойства сверхтекучего тока магнонов между двумя РЧ катушками [17]. Обращает на себя внимание также то, что при обратном ходе сканирования поля гистерезис не возникает, как показано на рис. 3. Этот эффект нерезонансного возбуждения был ранее отмечен в $MnCO_3$ [18]. РЧ поле возбуждает магноны в модах неоднородного резонанса в градиенте магнитного поля, которые затем конденсируются в однородный мБЭК.

Полученные результаты однозначно подтверждают формирование мБЭК в пленке ЖИГ, намагниченной перпендикулярно. Сигнал однородной прецессии на втором полоске мог возникнуть только, если все пространство с меньшим полем заполнено однородно прецессирующим мБЭК. Результаты по исследованию пленок ЖИГ в ЭПР-спектрометре также подтверждают формирование мБЭК [19]. Также недавно в ЖИГ было обнаружено формирование долгоживущего сигнала индукции [20], во многом аналогичного сигналам в ^{3}He-B [21, 22]. Наконец, в нескольких работах с антиферромагнитными образцами $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ были также обнаружены эффекты, показывающие существование мБЭК и магнонной сверхтекучести [23–26]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что магнонная сверхтекучесть в твердотельных магнетиках имеет ту же самую природу, что и в сверхтекучем ^{3}He-B, несмотря на принципиальную разницу их основного состояния [27, 28].

Следует обратить внимание на то, что полученное состояние является сверхтекучем в том смысле, что отклонение от него вызывает образование градиентов фазы прецессии, которые возбуждают сверхтекучий ток магнонов, протекающий до тех пор, пока не исчезнут градиенты и не восстановится когерентность. В большом цикле экспериментальных работ с различными фазами сверхтекучего ^{3}He были получены все магнонные аналоги известных сверхтекучих и сверхпроводящих эффектов, таких как сверхтекучий спиновый ток в канале и проскальзывание фазы при достижении его критического значения [17, 29], спинтоковый эффект Джозефсона [30, 31], образование квантовых вихрей при круговом токе намагниченности [32], Голдстоуновские моды колебаний [33–35] и т.д.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования другого типа мБЭК, возникающего в продольно намагниченной пленке ЖИГ [36–39]. В этой конфигурации возбужденные магноны притягиваются. Поэтому однородная прецессия неустойчива и распадается на спиновые волны, как было показано экспериментально на примере сверхтекучего ^{3}He-A [40, 41]. Соответственно, о сверхтекучем состоянии говорить не приходится, так как критическая скорость Ландау равна нулю. В случае продольной намагниченности пленки ЖИГ минимум энергии соответствует бегущим магнонам, которые и образуют нетривиальный мБЭК. Если мБЕК, рассмотренный в первом случае, соответствует классическому атомарному БЭК покоящихся атомов, то для мБЭК второго типа нет аналогии в мире частиц. Однако он также остается весьма интересным объектом для исследований и применений.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант # 075-15-2019-1934.

1. F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al. (Collaboration), Nature **574**, 505 (2019).
2. Yu. M. Bunkov, ЖЭТФ **158**, 24 (2020).
3. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **40**, 256 (1984).
4. И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **40**, 260 (1984).
5. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, К. Флахбарт, ЖЭТФ **88**, 2025 (1985).
6. G. E. Volovik, J. Low Temp. Phys. **153,** 266 (2008).

7. P. W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **100**, 1788 (1955).
8. Y. S. Gui, A. Wirthmann, and C. Hu, Phys. Rev. B **80**, 184422 (2009).
9. Yu. K. Fetisov, IEEE Trans. Magn. **35**, 4511 (1999).
10. T. Holstein and H. Primakoff, Phys. Rev. **58**, 1098 (1940).
11. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, J. Magn. Magn. Mater. **452,** 30 (2018).
12. J. Rogel-Salazar, Eur. J. Phys. **34**, 247 (2013).
13. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, A. G. Temiryazev, and M. P. Tikhomirova, Phys. Solid State **42,** 1062 (2000).
14. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskii, E. V. Poddyakova, and O. D. Timofeevskaya, Sov. Phys. JETP **69**, 542 (1989).
15. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *Spin Superfluidity and Magnon BEC*, in *Novel Superfluids*, ed. by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson, Oxford Univ. Press, Oxford (2013), ch. 4.
16. Yu. M. Bunkov, Appl. Magn. Reson., DOI: 10.1007/s00723-020-01223-z (2020).
17. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy, and D. A. Sergatskov, Phys. Rev. Lett. **62**, 1631 (1989).
18. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safiullin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **109**, 43 (2019).
19. Yu. M. Bunkov, A. Farhutdinov, A. N. Kuzmichev, T. R. Safin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, arxiv.1911.03708 (2019).
20. Ю. М. Буньков, П. М. Ветошко, А. Н. Кузмичев, Г. В. Мамин, С. Б. Орлинский, Т. Р. Сафин, В. И. Белотелов, М. С. Тагиров, Письма в ЖЭТФ **111**, 52 (2020).
21. Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guenault, and G. R. Pickett, Phys. Rev. Lett. **69**, 3092 (1992).
22. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. **98**, 265302 (2007).
23. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, T. R. Safin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **94**, 68 (2011).
24. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, V. S. L'vov, and M. S. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **108**, 177002 (2012).
25. 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, J. Low Temp. Phys. **175**, 167 (2014).
26. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safiullin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **106**, 677 (2017).
27. Yu. M. Bunkov, J. Magn. Magn. Mater. **310**, 1476 (2007).
28. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, J. Low Temp. Phys. **150**, 135, (2008).
29. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **45**, 98 (1987).
30. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, А. де Ваард, В. В. Дмитриев, В. Макроциева, Ю. М. Мухарский, Д. А. Сергацков, Письма в ЖЭТФ **47**, 400 (1988).
31. Yu. M. Bunkov, SPIN **9**, 1940005 (2019).
32. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy, and D. A. Sergatskov, Physica B **165**, 649 (1990).
33. Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **43**, 131 (1986).
34. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, Physica B **178**, 196 (1992).
35. M. Kupka and P. Skyba, Phys. Rev. B **85**, 184529 (2012).
36. P. Nowik-Boltyk, O. Dzyapko, V. E. Demidov, N. G. Berloff, and S. O. Demokritov, Sci. Rep. **2,** 482 (2012).
37. D. A. Bozhko, A. J. E. Kreil, H. Yu. Musiienko-Shmarova, A. A. Serga, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, Nat. Commun. **10**, 2460 (2019).
38. D. A. Bozhko, A. J. E. Kreil, H. Yu. Musiienko-Shmarova, A. A. Serga, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, Nature Commun. **10**, 2460 (2019).
39. M. Schneider, T. Braacher, D. Breitbach et al. (Collaboration), Nature Nanotechn., DOI: 10.1038/s41565-020-0671-z (2020).
40. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, JETP Lett. **39**, 469 (1984).
41. Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, ЖЭТФ **88**, 1218 (1985).