

Переход в магнонный Бозе конденсат

П. Е. Петров^{†*}, Г. А. Князев^{†*}, А. Н. Кузмичёв[†], П. М. Ветошко^{†×°}, В. И. Белотелов^{†×*}, Ю. М. Буньков^{†1)}

[†]Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Москва, Россия

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

×Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

°Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 2023 г.

После переработки 30 ноября 2023 г.

Принята к публикации 30 ноября 2023 г.

Впервые экспериментально получены параметры перехода от классической динамики спиновых волн к образованию когерентного магнонного конденсата Бозе–Эйнштейна. Исследования проведены на пленке железо–иттриевого граната за пределами области радиочастотного возбуждения, так что когерентное состояние магнонов является собственным состоянием и не наведено внешним радиочастотным полем. Критическая плотность магнонов при образовании Бозе конденсата хорошо согласуется с теоретическим предсказанием. Переход получен при комнатной температуре, что стало возможным благодаря малой массе магнонов и их большой плотности.

DOI: 10.31857/S1234567824020095, EDN: rtrpbh

Образование нового агрегатного состояния – когерентного квантового состояния вещества определяется в первую очередь конденсацией Бозе частиц. Оно проявляется в таких квантовых явлениях, как электронная сверхпроводимость и массовая сверхтекучесть. Непосредственно Бозе–Эйнштейновская конденсация, в чистом виде наблюдалась в разряженном газе атомов [1, 2], а также фотонов [3–5]. Кроме частиц, макроскопические квантовые состояния могут образовывать и квазичастицы – магноны [6], фононы [7], ротоны [8], экситоны [9], поляритоны [10], связанные экситон-поляритонные состояния [11] и т.д. В условиях Бозе–Эйнштейновской конденсации макроскопическое число квазичастиц находится в едином квантовом состоянии. Оно возникает при возбуждении достаточного числа неравновесных квазичастиц и определяется известной формулой Бозе–Эйнштейновской конденсации, в которую входят плотность, температура и масса квазичастиц.

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

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.

Впервые Бозе конденсация квазичастиц возбуждения магнитоупорядоченного состояния – магнонов (МБЭК) была обнаружено в 1984 г. в антиферромагнитном сверхтекучем $^3\text{He-B}$ [6, 12–14]. Она была обнаружена по спонтанному восстановлению когерентности магнонов после их импульсного возбуждения и первоначальной расфазировки в неоднородном магнитном поле [15, 16]. Особенностью образования когерентного состояния магнонов в $^3\text{He-B}$ является специфический механизм пространственного перераспределения спинов за счет сверхтекучего противотока компонент сверхтекучей жидкости с противоположной намагниченностью. Именно этот механизм в данном случае приводил к образованию домена с однородной прецессией [17, 18].

Однако этот механизм отсутствует в большинстве других случаев образования БЭК, когда выполняется условие (1), и, в частности, БЭК магнонов в твердых телах, рассматриваемом в данной статье. В этом случае когерентное состояние магнонов осуществляется за счет их взаимодействия друг с другом. В данной статье мы рассмотрим образование магнонного БЭК для стационарных магнонов с $k = 0$, который во многом аналогичен условиям образования атомарного БЭК. В некоторых экспериментальных условиях распространяющиеся магноны с не нулевым k обладают меньшей энергией, чем покоящиеся магноны. В этом случае также наблюдаются когерентные эффекты [19], которые мы в данной ста-

¹⁾e-mail: y.bunkov@rqc.ru

ть рассматривать не будем в силу специфики этого случая.

Магнный БЭК при $k = 0$ был обнаружен в системах со связанной ядерно-электронной прецессией в ряде антиферромагнетиков [20–22]. В частности, в этих системах был обнаружен эффект подавления спин-спиновой релаксации T^2 при образовании магнного Бозе конденсата. Оказалось, что сигнал индукции от магнного БЭК длится на порядок дольше, чем должно следовать из величины T^2 , полученной методом спинового эха. Этот эффект объясняет и результаты, представленные в дальнейшем в этой статье.

Настоящим прорывом стало обнаружение МБЭК в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) при комнатной температуре [23, 24]. Магноны в пленках ЖИГ, намагниченных перпендикулярно плоскости образца, имеют минимум энергии при волновом векторе k , равном нулю, и характеризуются взаимодействием отталкивания, как и в $^3\text{He-V}$. Поэтому МБЭК образуется стационарными магнонами, как и в атомарном БЭК. Назовем его МБЭК атомарного типа.

В связи с тем, что магноны являются квазичастицами в магнитоупорядоченных системах, их равновесная плотность определяется температурой системы. При этом она всегда меньше, чем концентрация магнонов, необходимая для Бозе конденсации. Однако их плотность можно существенно увеличить путем возбуждения неравновесных магнонов. Критическая концентрация магнонов для образования МБЭК для различных систем может быть вычислена из параметров спектра магнонов. Так, для рассматриваемой в данной статье системы, состоящей из пленки ЖИГ, намагниченной перпендикулярно поверхности, критическая плотность магнонов соответствует динамическому отклонению намагниченности на угол 2.5° [25].

В системе неравновесных магнонов роль плотности частиц $\mathcal{N}$ играет изменение проекции полного спина на направление внешнего магнитного поля $\mathcal{S}_z$. Возбуждение неравновесных магнонов приводит к уменьшению продольной намагниченности системы $\mathcal{S}_z$ на величину, пропорциональную $1 - \cos \beta$, где β – угол динамического отклонения равновесной намагниченности [26, 27]. Взаимодействие между магнонами приводит к сдвигу частоты прецессии от ларморовской на величину $\Delta\omega$, которая определяет длину когерентности и критическую скорость сверхтекучего тока магнонов [26, 27].

Большим достоинством магнной сверхтекучести является то, что данное состояние с отклоненной и прецессирующей намагниченностью является ос-

новым состоянием системы при заданной плотности магнонов. Поэтому его можно поддерживать непрерывно, возмещая испаряющиеся магноны внешней накачкой. При этом новые возбужденные магноны рождаются в состоянии уже существующего Бозе конденсата [28]. Более того, частота радиочастотной (РЧ) накачки определяет химический потенциал и соответствующую плотность неравновесных магнонов [29, 6]. Следствием этого явления то, что плотность магнонов определяется разницей частот между ларморовской частотой и частотой РЧ накачки и не зависит от амплитуды РЧ поля, что явно противоречит интуитивному подходу некоторых исследователей [30, 31]. Сканируя частоту (или магнитное поле), при постоянной РЧ накачке возможно изменять плотность магнонов в конденсате [32].

Обычно распределение и динамика магнонов в пленках ЖИГ исследуются с помощью эффекта Мандельштам–Брилюэновского рассеяния света. Он нашел широкое применение для исследования Бозе конденсации магнонов в пленках, намагниченных в плоскости пленки [19, 33]. В этом случае, при параметрической накачке спиновых волн, последние концентрируются в минимуме энергии, соответствующем магнонам с ненулевым волновым вектором k . Следует добавить, что магнная Бозе конденсация была обнаружена в этой геометрии также и для магнонов при $k = 0$ при резонансном возбуждении [34].

Однако метод Мандельштам–Брилюэновского рассеяния света не применим для исследования магнонов с нулевым k . В Российском квантовом центре была разработана оптическая установка, позволяющая исследовать пространственное распределение плотности и фазы прецессии намагниченности для магнонов с нулевым k . Эта установка использует эффект вращения Фарадея плоскости поляризации света при его взаимодействии с поперечной компонентой прецессирующей намагниченности. Данная установка была создана для исследования процессов Бозе конденсации магнонов в пленках ЖИГ намагниченных перпендикулярно. Детальное описание и характеристики установки представлены в [35, 36].

На этой установке нами было проведено детальное исследование пространственного распределения прецессирующей намагниченности при малой и большой величине возбуждения магнонов как функция внешнего магнитного поля [37]. Были экспериментально получены два режима распределения магнонов: спин волновой режим и режим когерентной прецессии, соответствующий Бозе конденсации магнонов. В экспериментах использовался образец пленки

ЖИГ толщиной 6 мкм в виде эллипса размером 4.5 на 1.5 мм, намагниченного перпендикулярно плоскости. Магнитный резонанс возбуждался при помощи узкой полосковой линии шириной 0.2 мм, ориентированной перпендикулярно к главной оси образца. Было продемонстрировано, что при относительно малой мощности накачки существенное отклонение прецессирующей намагниченности наблюдается только в области возбуждения, соответствующей расположению полосковой линии. Наблюдались также спиновые волны, переносящие это возбуждение за пределы области возбуждения.

Распределение прецессирующей намагниченности изменилось кардинальным образом при увеличении мощности накачки до 6 мВт. В широком диапазоне полей мы получили пространственно однородную амплитуду и фазу прецессии на размере всего образца, кроме области возбуждения, где сигнал имел большую амплитуду и измененную фазу. Данное состояние мы можем идентифицировать как состояние Бозе конденсации магнонов.

Нами также было проведено компьютерное моделирование условий экспериментов с использованием программного пакета для микромагнитного моделирования MuMax³ [38], которое показало хорошее соответствие с экспериментальными результатами при мощности накачки в 0.05 мВт, когда образуются спиновые волны, распространяющиеся из области накачки. Однако в рамках квазиклассического расчета на основе уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта нам не удалось получить когерентного состояния прецессии за пределами области возбуждения при широком варьировании как мощности накачки, так и физических параметров пленки ЖИГ [37]. Таким образом мы пришли к выводу, что наблюдаемое когерентное состояние магнонов в данном случае лежит за пределами применимости квазиклассической теории.

При обсуждении результатов данной работы встал вопрос об условиях перехода от спинволновой динамики к образованию магнонного Бозе конденсата. Именно этому эксперименту и посвящено данное письмо. Для этих исследований мы использовали тот же самый образец, что и в [37]. Возбуждающую линию мы поместили в центре образца (координата 2.5 на рис. 1, 2). Эксперимент проводился при фиксированном поле, величина которого была уменьшена на 3 Э от поля ларморовского резонанса на данной частоте. На рисунке 1 показана амплитуда отклонения прецессирующей намагниченности в магнитном диске при изменении мощности накачки. В пределе малой накачки мы видим образование

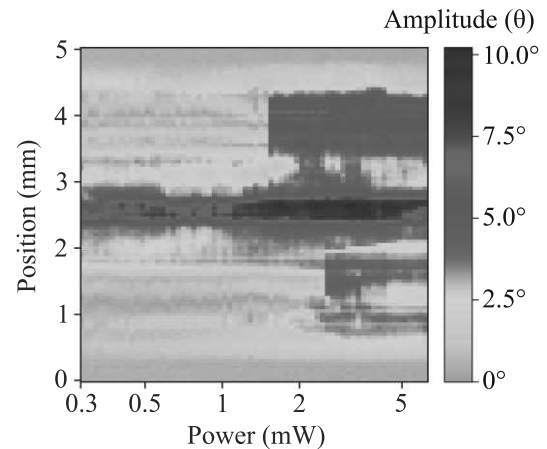


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределение амплитуды сигнала прецессии намагниченности на размерах образца при изменении возбуждающей мощности в возбуждающей полоске, расположенной посередине образца

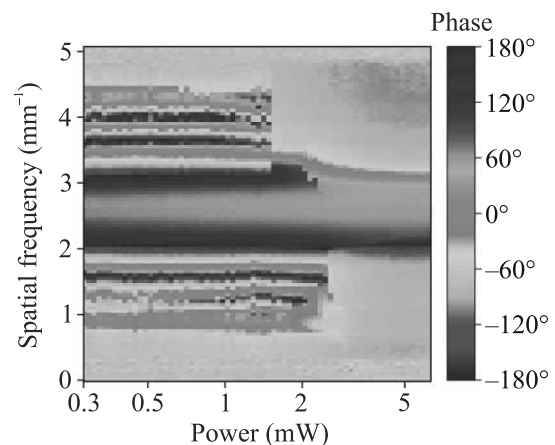


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение фазы сигнала прецессии намагниченности на размерах образца при изменении возбуждающей мощности. Видно образование спиновых волн в области малых возбуждений и образование когерентной прецессии при большой мощности возбуждения

существенного отклонения намагниченности только в области накачки. За пределами области накачки отклонение составляет порядка 2° и меньше (кроме небольшой локальной области около возбуждающей полоски). При увеличении мощности накачки до 1.6 мВт увеличивается пороговым образом амплитуда прецессии намагниченности в области, которая расположена выше области возбуждения, а при мощности 2.5 мВт также она увеличивается и ниже области накачки. В обеих областях угол прецессии пороговым образом превышает значение 5° . Мы можем сделать вывод, что при данной мощности

образовались области мБЭК магнонов. При этом процессы диссипации магнонов резко уменьшились, как это было показано ранее в антиферромагнетиках, что приводит к скачкообразному увеличению амплитуды прецессии. При увеличении мощности накачки угол отклонения прецессии остается практически постоянным, так как плотность магнонов в БЭК определяется разностью частот, а не мощностью накачки. Этот эффект является еще одним доказательством формирования мБЭК.

Наиболее интересные результаты показаны на рис. 2, где представлено распределение фазы прецессии при изменяемой мощности накачки. Хорошо видно образование спиновых волн при малой мощности накачки. При увеличении мощности накачки более 1.6 мВт пропадают спиновые волны в области выше области накачки и прецессия намагниченности становится когерентной. При этом угол отклонения намагниченности, а значит и плотность магнонов достигает величины более 3° . Этот же процесс происходит и в нижней части образца при увеличении мощности накачки более 2.5 мВт. Таким образом мы непосредственно видим образование когерентного состояния прецессии намагниченности соответствующему магнанным Бозе конденсату.

Мы можем обратить внимание на то, что фаза прецессии резко меняется от около 90° в области накачки до -90° в области за пределами накачки. Кроме того, направление вращения фазы за пределами области накачки становится асимметричным. Этот эффект требует дальнейшего исследования.

Таким образом мы получили экспериментальное наблюдение перехода прецессии намагниченности в области за пределами области накачки от режима спиновых волн к режиму когерентной прецессии, когда плотность магнонов превысила критическую величину для образования магннного БЭК, которая теоретически была предсказана как 2.5° . Естественным условием формирования мБЭК является установление необходимой плотности магнонов на всем расстоянии от области возбуждения до края образца. Небольшая разница перехода в верхней и нижней части образца, видимо, связана с неоднородностью локальных процессов релаксации в образце.

Для исследования пространственной когерентности прецессии магнонов мы произвели анализ возбужденных магнонов при различной мощности возбуждения. Для этого нами было взято обратное дискретное преобразование Фурье (IDFT) от сигнала по пространственному положению вдоль образца (вертикальная ось, в мм). Затем амплитуда Фурье преобразования нормировалась на единицу для каждо-

го значения мощности накачки. Обратное дискретное преобразование Фурье осуществлялось с использованием алгоритма Кули–Тьюки с основанием два, для которого можно записать центросимметричное соотношение для восстановления правой половины от $N/2$ до N обратного быстрого преобразования Фурье (IFFT) по его левой части от 1 до $N/2$:

$$f_{(N-i)} = f_i^*, i = 1, 2, \dots, \lfloor N/2 \rfloor, \quad (2)$$

где $\lfloor N/2 \rfloor$ обозначает операцию округления до целого в меньшую сторону. Полученные зависимости нормированных амплитуд Фурье преобразований от пространственной частоты в мм^{-1} объединялись в единую матрицу и строились распределения нормированных амплитуд обратного быстрого Фурье преобразования (IFFT) по пространственным частотам и мощностям. На рисунке 3 показан результат об-

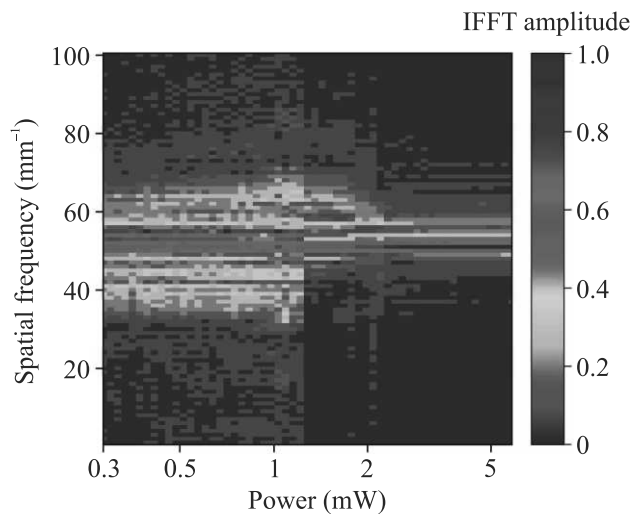


Рис. 3. (Цветной онлайн) Амплитуда обратного быстрого Фурье преобразования (IFFT) по пространственным частотам от мощности накачки

ратного быстрого преобразование Фурье для всего образца от 0 до 4.5 мм в зависимости от мощности накачки. Видно резкое сужение линии при 1.25 и, затем, при 2 мВт, которые связаны с образованием Бозе конденсата в верхней и затем нижней части образца. Однако, в область анализа, кроме областей с БЭК, попала и область накачки, которая, естественно, имеет другие характеристики, так как в ней идет непрерывное возбуждение магнонов с фазой, определяемой полем накачки. Для более аккуратного анализа спектра именно Бозе конденсата мы провели аналогичное исследование только для верхней части образца от 3.2 до 4.5 мм, не затрагивая область возбуждения. Результат показан на рис. 4. Центральная линия спектра стала существенно уже, что говорит

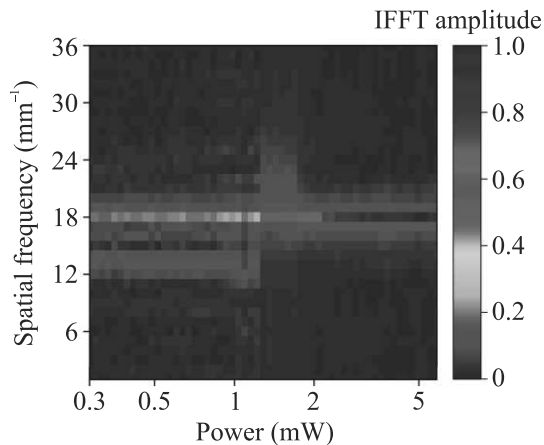


Рис. 4. (Цветной онлайн) Амплитуда обратного быстрого Фурье преобразования (IFFT) по пространственным частотам от мощности накачки для верхней части образца, исключая область возбуждения магнонов. Хорошо видна пространственная когерентность магнонов при достаточно большой мощности накачки

об образовании односвязной области магнонной Бозе конденсации. Следует также отметить, что в силу свойств преобразования Фурье ширина линии определяется размером образца. Если образец имел бы неограниченные размеры и мощности накачки были бы достаточно для конденсации магнонов, получившаяся спектральная линия должна обратиться в дельта-функцию.

В результате проведенных исследований нам удалось экспериментально наблюдать переход от динамики спиновых волн, описываемой уравнениями Ландау–Лифшица–Гильберта к образованию Бозе конденсата магнонов. Данное исследование является прямым наблюдением перехода магнонов от газового состояния к состоянию магнонного Бозе конденсата для магнонов с $k = 0$ в перпендикулярно намагниченной пленке ЖИГ. Критическая концентрация магнонов при переходе согласуется с предсказанной ранее величиной, соответствующей углам динамического отклонения прецессирующей намагниченности более 3° . Данная работа показывает, что полученный магнонный Бозе конденсат имеет свойства, во многом аналогичные атомарному Бозе конденсату. Из этой работы также следует, что в работе [39] наблюдался магнонный Бозе конденсат за счет возбуждения магнонов акустической накачкой.

Мы благодарны Крымскому федеральному университету им. В. И. Вернадского за предоставленные нам образцы пленок ЖИГ, изготовленные на установке, созданной в рамках мегагранта #075-15-2022-1108 Министерства науки и высшего образования РФ.

Финансирование работы. Эта работа финансировалась в рамках проекта # 22-12-00322 Российского научного фонда.

Конфликт интересов. Авторы декларируют отсутствие конфликта интересов при выполнении данной работы.

1. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
2. K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, M. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
3. J. Klaers, J. Schmitt, F. Vewinger, and M. Weitz, *Nature* **468**, 545 (2010);
4. J. Schmitt, T. Damm, F. Vewinger, and M. Weitz, *Appl. Phys. B Laser Opt.* **105**, 17 (2011).
5. J. L. Figueiredo, J. T. Mendonça, and H. Terças, *Phys. Rev. E* **108**, L013201 (2023).
6. G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **153**, 266 (2008).
7. D. M. Stamper-Kurn, A. P. Chikkatur, A. Görlitz, S. Inouye, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2876 (1999).
8. L. A. Melnikovsky, *Phys. Rev. B* **84**, 024525 (2011).
9. L. V. Butov, A. L. Ivanov, A. Imamoglu, P. B. Littlewood, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, K. L. Campman, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5608 (2001).
10. B. Deveaud-Pledran, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, A138 (2012).
11. 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, *Nature* **443**, 409 (2006).
12. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 256 (1984).
13. И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 260 (1984).
14. Yu. M. Bunkov, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 164201 (2009).
15. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 164210 (2010).
16. Yu. M. Bunkov, *J. Low Temp. Phys.* **185**, 399 (2016).
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 and G. E. Volovik, *Spin superfluidity and magnon Bose-Einstein condensation*, K. H. Bennemann and J. B. Ketterson, *International Series of Monographs on Physics* **156**, 253 (2013).
19. A. A. Serga, C. W. Sandweg, V. I. Vasyuchka, M. B. Jungfleisch, B. Hillebrands, A. Kreisel, P. Kopietz, and M. P. Kostylev, *Phys. Rev. B* **86**, 134403 (2012).

20. 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).
21. L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, D. Konstantinov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeyev, *Phys. Rev. B* **97**, 024425 (2018).
22. Ю. М. Буньков, А. В. Клочков, Т. Р. Сафин, К. Р. Сафиулин, М. С. Тагиров, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 43 (2019).
23. Ю. М. Буньков, П. М. Ветошко, А. Н. Кузмичёв, Г. В. Мамин, С. Б. Орлинский, Т. Р. Сафин, В. И. Белотелов, М. С. Тагиров, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 62 (2020).
24. П. М. Ветошко, Г. А. Князев, А. Н. Кузмичёв, А. А. Холин, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 299 (2020).
25. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, *Journal MMM* **452**, 30 (2018).
26. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Phys. Condens. Matter* **22**, 164210 (2010).
27. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 135 (2008).
28. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Basic Books (2011).
29. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Е. В. Поддякова, О. Д. Тимофеевская, *ЖЭТФ* **96**, 956 (1989).
30. С. Ш. Демокритов, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 736 (2022).
31. Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 740 (2022).
32. Yu. M. Bunkov, *Appl. Mag. Res.* **51** (2020).
33. A. S. Borovik-Romanov and N. M. Kreines, *Phys. Rep.* **81**, 353 (1982).
34. Ю. М. Буньков, П. М. Ветошко, Т. Р. Сафин, М. С. Тагиров, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 314 (2023).
35. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, Yu. M. Bunkov, and V. I. Belotelov, *Opt. Express* **30**, 1737 (2022).
36. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, Yu. M. Bunkov, and V. I. Belotelov, *Opt. Express* **31**, 8335 (2023).
37. G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. E. Petrov, I. V. Savochkin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, <https://doi.org/10.1364/opticaopen.24591147> (2023).
38. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. van Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
39. Г. А. Князев, А. Н. Кузмичев, П. Е. Петров, П. М. Ветошко, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **118**, 615 (2023).