

Обнаружение классической бозэ-эйнштейновской конденсации магнонов в твердотельных антиферромагнетиках

Ю. М. Буньков*, Е. М. Алакшин⁺, Р. Р. Газизулин⁺, А. В. Клочков⁺, В. В. Кузьмин⁺, Т. Р. Сафин⁺,
М. С. Тагиров⁺

* Институт Нееля, Гренобль, Франция

⁺ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Поступила в редакцию 19 мая 2011 г.

Представлены результаты экспериментов по получению бозэ-эйнштейновского конденсата магнонов в легкоплоскостном антиферромагнетике CsMnF₃ на системе связанных ядерно-электронных колебаний с динамическим сдвигом частоты. Этот конденсат по своим динамическим свойствам сходен с бозэ-конденсатом магнонов в сверхтекучем ³He-A, помещенном в аэрогель.

Бозэ-эйнштейновская конденсация (БЭК) – одно из наиболее ярких проявлений макроскопических квантовых явлений. Она состоит в том, что макроскопическое число частиц формирует когерентное квантовое состояние, описываемое общей волновой функцией. Формирование такого состояния при определенных условиях было предсказано Эйнштейном в 1925 г. (см. обзор [1]). Почти идеальное состояние БЭК было обнаружено в сверхохлажденных атомарных газах. В бозэ-жидкостях состояние БЭК сильно искажается внутренними взаимодействиями, но остается основным механизмом формирования макроскопического квантового состояния. Основным динамическим свойством БЭК является сверхтекучесть – явление квантового переноса, возникающего при создании градиентов волновой функции БЭК.

Строго говоря, теория БЭК применима к устойчивым частицам. Однако она может быть применена и к квазисохраняющимся квазичастицам, если их время жизни существенно длиннее, чем характерные времена образования бозэ-конденсата. Так, например, атомные газы хотя и состоят из стабильных частиц, испаряются из ловушки за времена порядка секунды. При этом они успевают образовать БЭК. Магноны в сверхтекучем ³He являются квазичастицами, но их БЭК при определенных условиях может существовать дольше [2], и даже поддерживаться непрерывно [3].

Прежде чем перейти к описанию БЭК магнонов, следует внести ясность в терминологию. В ряде магнитных систем был экспериментально обнаружен фазовый переход в магнитное упорядоченное состояние. Этот переход был описан на языке изменения числа равновесных магнонов (см. обзор [4]). При переходе их плотность достигала макроскопического значения, что и являлось новой фазой. Этот эффект

авторы назвали бозэ-конденсацией магнонов. Магноны подчиняются статистике Бозэ, и, естественно, их плотность описывается формулами, идентичными формулам для бозэ-конденсации атомов. Однако есть и важное отличие. Оно заключается в том, что при классической БЭК, предсказанной Эйнштейном, меняется квантовое распределение частиц, а не вакуум, в котором они находятся. В случае же фазового перехода меняется основное состояние (вакуум) всей системы. Правомерность применения термина “БЭК” к данному типу состояний является вопросом дискуссионным. Рассматриваемый в данной статье конденсат магнонов имеет полную аналогию с атомарным конденсатом. Чтобы отличить его от случая фазовых переходов, мы будем называть данный конденсат классическим БЭК.

Классический БЭК магнонов и спиновая сверхтекучесть были обнаружены экспериментально в Б-фазе сверхтекучего ³He [5]. В дальнейшем было экспериментально обнаружено 6 различных состояний сверхтекучего ³He, в которых образовывался БЭК. Обзор различных экспериментов по наблюдению БЭК можно найти в [6–8]. Во всех случаях БЭК формируется на возбужденных, неравновесных магнонах. Для их возбуждения используется либо импульсная, либо непрерывная накачка на частоте ядерно-магнитного резонанса (ЯМР). При этом намагниченность отклоняется на некоторый угол β , что соответствует рождению магнонов с плотностью

$$N = \frac{S - S_z}{\hbar} = \frac{\chi H}{\hbar \gamma} (1 - \cos \beta), \quad (1)$$

где S_z – равновесная намагниченность, а S_z – ее проекция в направлении внешнего магнитного поля. После возбуждения магноны обычно прецессируют с локальными частотами прецессии, так что

сигнал индукции расфазирован за времена неоднородного уширения линии магнитного резонанса. Явление БЭК сводится к тому, что магныны создают когерентное состояние, в котором прецессируют с единой частотой и фазой, несмотря на неоднородность внешних условий. В случае непрерывного ЯМР частота накачки задает химический потенциал системы. Конденсат образуется либо в некоторой области, либо при малой плотности магнынов, которая определяется химическим потенциалом. В процессе изменения частоты ЯМР химический потенциал меняется, что соответствует увеличению либо размеров области конденсата, либо плотности магнынов. При этом возникает одно принципиальное преимущество по сравнению с атомарным БЭК. Мы можем рожать дополнительные магныны, которые компенсируют релаксацию когерентного состояния, и поэтому БЭК можно поддерживать непрерывно. Таким образом, импульсный метод соответствует образованию БЭК при фиксированной плотности частиц, а непрерывный – при фиксированном химическом потенциале.

Основой для теоретического описания БЭК магнынов является уравнение Гросса–Питаевского для параметра порядка

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \langle \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad N = |\Psi|^2, \quad N = \int d^3r |\Psi|^2, \quad (2)$$

где n описывает локальную плотность магнынов. Если время жизни магнынов достаточно длинное и можно пренебречь их диссипацией, то уравнение Гросса–Питаевского имеет стандартную форму:

$$-i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta \Psi^*}, \quad (3)$$

где $\mathcal{F}\{\Psi\}$ является функционалом свободной энергии. В случае когерентного состояния прецессии

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \quad (4)$$

и уравнение Гросса–Питаевского трансформируется в уравнение Гинзбурга–Ландау с $\omega = \mu$:

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{\delta \Psi^*} - \mu \Psi = 0. \quad (5)$$

Для малой концентрации магнынов функционал свободной энергии Гинзбурга–Ландау имеет вид:

$$\mathcal{F} - \mu N = \int d^3r \left\{ \frac{|\nabla \Psi|^2}{2m} + [\omega_L(\mathbf{r}) - \omega] |\Psi|^2 + F_{\text{SO}} \right\}, \quad (6)$$

где $\omega_L(\mathbf{r}) = \gamma H(\mathbf{r})$ – локальная ларморовская частота, играющая роль внешнего потенциала, например гравитационного поля Земли в случае атомарного конденсата. Последний, нелинейный член $F_{\text{SO}}(|\Psi|^2)$ возникает за счет спин-орбитального взаимодействия.

Он является аналогом члена четвертого порядка, описывающего взаимодействие в атомарном БЭК. Этот член определяет устойчивость бозе-конденсата. Частицы отталкиваются друг от друга в случае положительного значения этого члена. В противоположном случае частицы образуют кластеры. В случае магнитно-упорядоченных систем они соответствуют суловской или другим типам неустойчивости однородной прецессии намагниченности. Эта неустойчивость наблюдается во многих типах магнитно-упорядоченных систем. Для наблюдения БЭК в магнетиках необходимо найти в первую очередь магнитную систему, в которой член четвертого порядка положителен.

Сверхтекучий ^3He является жидким антиферромагнетиком. Его Б-фаза является уникальным трехподрешеточным антиферромагнетиком, в котором член $F_{\text{SO}}(|\Psi|^2)$ равен нулю до углов отклонения 104° . При больших углах он положителен. Поэтому БЭК образуется сразу при углах отклонения более 104° , то есть при большой плотности магнынов. В этом он качественно отличается от атомарного БЭК. Другая фаза, $^3\text{He-A}$, обладает структурой двухподрешеточного антиферромагнетика. Член $F_{\text{SO}}(|\Psi|^2)$ отрицателен, и поэтому наблюдается пространственная неустойчивость однородной прецессии [9]. Однако в работе [10] было показано, что при ориентации орбитальной части параметра порядка вдоль магнитного поля этот член становится положительным и поэтому возможна БЭК. В экспериментах со сверхтекучим $^3\text{He-A}$, помещенным в аэрогель (пористая структура кварца с пористостью порядка 98%), было обнаружено, что одноосное сжатие аэрогеля приводит к ориентации орбитального момента вдоль оси сжатия [11, 12]. При ориентации магнитного поля вдоль оси сжатия были получены сигналы ЯМР, характерные для БЭК [13, 14]. В последнем случае частота прецессии намагниченности зависит от угла отклонения β как

$$\omega = \omega_L - \frac{\Omega_L^2}{2\omega} \cos \beta, \quad (7)$$

где Ω_L^2 – квадрат частоты продольной моды колебаний ЯМР.

При малых амплитудах возбуждения ЯМР в линейном режиме наблюдается сигнал ЯМР только на частоте, соответствующей $\cos \beta = 1$. При увеличении амплитуды накачки число рождаемых магнынов превышает их релаксацию. Поэтому образуется равновесный БЭК с химическим потенциалом, соответствующим частоте накачки. Для удовлетворения этому условию при сканировании частоты ЯМР вверх (магнитного поля – вниз) угол β увеличивает

ся, так что частота прецессии соответствует частоте накачки. Амплитуда сигнала существенно увеличивается, так как вся намагниченность прецессирует когерентно на частоте накачки. Данное состояние БЭК является собственным состоянием магнитной системы. Внешняя накачка лишь определяет химический потенциал системы и, соответственно, плотность магнонов. В случае выключения ЯМР накачки наблюдается относительно долгоживущий сигнал ЯМР, время существования которого в несколько раз больше, чем время, следующее из неоднородности внешнего магнитного поля [14]. Мы описали здесь формирование БЭК в сверхтекучей А-фазе ${}^3\text{He}$ по той причине, что и свободная энергия, и все экспериментальные результаты формирования БЭК в CsMnF_3 , представленные в нашей статье, практически идентичны полученным в А-фазе ${}^3\text{He}$.

Описываемые далее эксперименты были поставлены на легкочлостном антиферромагнетике CsMnF_3 . Магнитное поле было направлено вдоль легкой плоскости. Оно определяло частоту антиферромагнитного резонанса ω_{e0} без учета сверхтонкого взаимодействия $A m_e M_n$. Ядра ${}^{55}\text{Mn}$ находятся в сильном сверхтонком поле, так что частота ЯМР ω_{n0} составляет порядка 600 МГц (666 МГц для низкочастотной ветви ЯМР в CsMnF_3). Сверхтонкое взаимодействие приводит к гибридизации мод магнитного резонанса. В результате в спектре АФМР появляется сверхтонкая щель $\Delta\omega_e$ порядка $7/\sqrt{T}$ ГГц (T – температура в градусах Кельвина), зависящая от проекции ядерной намагниченности на ось электронной намагниченности для каждой подрешетки. В спектре ЯМР появляется так называемый динамический сдвиг частоты ω_p (пуллинг). Строго говоря, в этой моде колебаний прецессирует как ядерная, так и электронная намагниченность. Поэтому мы будем называть ее ядерно-электронным магнитным резонансом. Частота ω_{ne} ЯЭМР в CsMnF_3 для слабого возбуждения и температуры 1.5 К показана на рис. 1. Она определяется соотношением

$$\omega_{n0}\omega_{e0} = \omega_{ne}\sqrt{\omega_{e0}^2 + \Delta\omega_e^2}, \quad \omega_p = \omega_{n0} - \omega_{ne}. \quad (8)$$

В случае больших амплитуд возбуждения частота прецессии зависит от угла отклонения намагниченности: $\omega_n(\beta) = \omega_{n0} - \omega_p(M_{nz}/M_n) = \omega_{n0} - \omega_p \cos \beta$, точно так же, как и в случае ЯМР в ${}^3\text{He}$ -А.

Свободная энергия ЯЭМР в данных условиях имеет вид

$$\mathcal{F} = \int d^3r \left\{ \frac{|\nabla\Psi|^2}{2m} + [\omega_{ne}(\mathbf{r}) - \mu]|\Psi|^2 + \frac{1}{2}b|\Psi|^4 \right\} \quad (9)$$

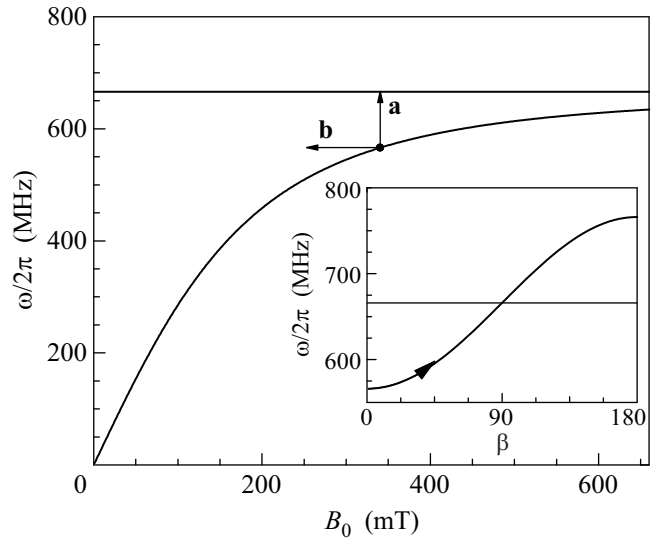


Рис. 1. Частота линейного ЯЭМР в монокристалле CsMnF_3 как функция внешнего магнитного поля. На врезке показана зависимость частоты ЯЭМР от угла отклонения ядерной намагниченности при внешнем поле 340 мТ

с химическим потенциалом $\mu = \omega_{rf}$. Член четвертого порядка положителен и имеет вид $b = \omega_p/M_n$.

Соответственно, равновесное значение плотности спиновых волн в БЭК определяется разностью между локальным полем и частотой прецессии:

$$|\Psi|^2 = \frac{\omega_{rf} - \omega_{ne}}{b} = M_n(1 - \cos \beta). \quad (10)$$

Правильный вид свободной энергии является необходимым, но не достаточным условием для наблюдения БЭК. Во-первых, необходимо иметь достаточно медленную скорость релаксации магнонов, чтобы последние могли образовать БЭК раньше, чем они срелаксируют при импульсном ЯМР. В случае непрерывного ЯМР магноны должны рождаться быстрее, чем они затухают при сравнительно небольших амплитудах накачки. Кроме того, магнитная подсистема не должна перегреваться. Во-вторых, для образования и поддержания однородного состояния БЭК необходима достаточная градиентная энергия, которая в данном случае отвечает за спиновый ток, возникающий при градиентах волновой функции. Этот ток перераспределяет намагниченность таким образом, что все внешние неоднородности компенсируются неоднородностью локального сдвига частоты, то есть пространственным изменением угла β . Здесь важную роль играет то, что мы имеем дело со связанной ядерно-электронной прецессией. Ядерная подсистема имеет относительно медленные времена релаксации. Градиентная энергия появляется за счет

магнитного упорядочения электронной спиновой системы. Таким образом, здесь мы имеем дело с очень нетривиальной магнитной системой, в которой за когерентность отвечает электронный антиферромагнетизм, а ядерная подсистема отвечает за нелинейный член в свободной энергии.

Образование типичных сигналов БЭК в CsMnF_3 подтверждает удовлетворение всех перечисленных требований. Описываемые здесь эксперименты ставились следующим образом. Образец находился в резонаторе, описанном в [15] ($Q \sim 200$). Облучение резонатора и прием сигнала ЯМР осуществлялись с использованием кольцевых антенн, согласованных с резонатором на 50 Ом. Основные узлы экспериментальной установки собраны на основе оборудования, произведенного фирмой Rohde & Schwarz. При постоянной РЧ-накачке мы сканировали величину магнитного поля. Объяснение формирования БЭК дано при изменении частоты РЧ-накачки (стрелка **a** на рис. 1). Однако, как обычно делается в случае ЯМР, эксперименты ставились при сканировании магнитного поля (стрелка **b** на рис. 1). На рис. 2 показаны сиг-

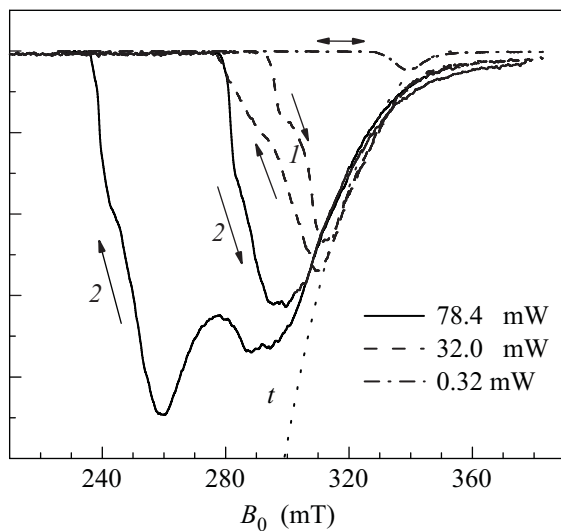


Рис. 2. Сигналы поглощения ЯЭМР в монокристалле CsMnF_3 при разной мощности РЧ-поля накачки; t – амплитуда сигнала, вычисленная при условии неизменности температуры ядерной подсистемы; $\omega/2\pi = 566.1$ МГц; $T = 1.5$ К

налы ЯЭМР при различной амплитуде РЧ-накачки. При малой амплитуде возбуждения мы видим сигнал линейного ЯЭМР. При больших амплитудах накачки при уменьшении магнитного поля ЯЭМР продолжает прецессировать на частоте РЧ-поля. При этом величина сигнала резко увеличивается, что свидетельствует об образовании БЭК. Подстройка частоты ЯЭМР

под частоту РЧ-накачки возникает за счет изменения числа магнонов. При сканировании поля в обратном направлении БЭК также образуется, но при больших полях. Следует иметь в виду, что эксперименты ставились на монокристаллах, магнитные свойства которых являются сильно неоднородными. В них есть и доменные стенки, и примесные центры. При этом, как и в $^3\text{He-A}$ в аэрогеле, БЭК может существовать независимо в различных частях образца. При увеличении угла отклонения в части образца магноны начинают релаксировать быстрее, чем они образуются или переносятся сверхтекучим током намагниченности. При этом БЭК локально разрушается. Поэтому суммарный сигнал БЭК начинает уменьшаться. При обратном проходе сигнал БЭК появляется при полях, при которых в части образца начинает генерироваться достаточное количество магнонов. Динамика образования БЭК при фиксированной расстройке очень интересна. Она показана на рис. 3. В этом эксперименте мы выключали РЧ-поле

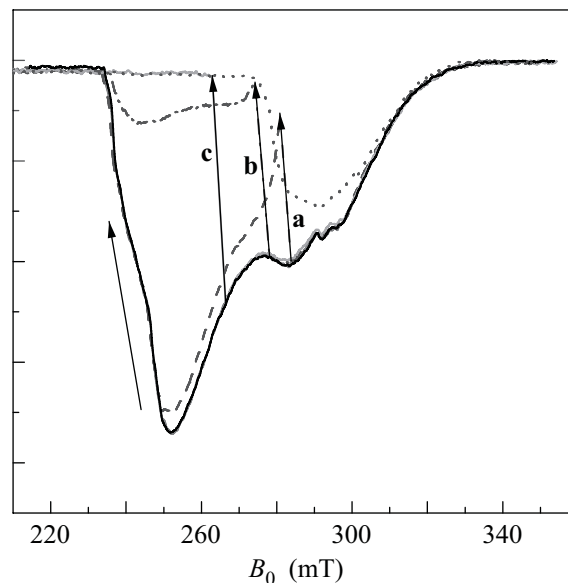


Рис. 3. Поведение сигнала БЭК в монокристалле CsMnF_3 при временном отключении РЧ-поля; $\omega/2\pi = 565.4$ МГц; $T = 1.5$ К; $P = 78.4$ мВ

на время порядка одной секунды. При включении накачки сигнал за тысячные доли секунды возвращался к положению, соответствующему значению при обратном проходе. Затем, за время, сравнимое с временем полного свипа поля (30 с), либо сигнал возвращался к максимальному сигналу (а), либо происходило образование БЭК в части образца (б), либо БЭК вообще не образовывался (с) (в зависимости от поля, при котором была выключена накачка). Все это говорит

о сложной доменной структуре образца. Столь долгие времена возвращения к равновесному распределению говорят о пространственном переносе магненов на размерах образца, порядка 1 мм. Более детальные исследования динамики образования БЭК предполагается опубликовать в дальнейшем.

Следует отметить следующий результат. Состояние с БЭК в данном случае является устойчивым по отношению к перегреву ядерной спиновой системы. Уменьшение сдвига частоты ЯЭМР может осуществляться как за счет отклонения ядерной намагниченности, так и за счет нагрева ядерной спиновой системы. В последнем случае при сканировании поля вниз ожидался постоянный по амплитуде сигнал ЯЭМР, получаемый от электронной системы, (как в экспериментах, описанных в [16]). Однако в данных экспериментах мы наблюдаем рост амплитуды сигнала, соответствующий углам отклонения $\cos\beta = \frac{\omega_{n0} - \omega_{rf}}{\omega_p}$ (кривая t на рис. 2). Это говорит о динамическом состоянии ядерной подсистемы и формировании БЭК. Дополнительным аргументом в пользу того, что температура ядерной подсистемы в некоторых условиях может оставаться постоянной, служат результаты экспериментов по одновременному наблюдению ЯМР и АФМР [17].

Итак, к известным ранее классическим БЭК-состояниям магненов в сверхтекучем ^3He [3, 14, 18] и в ферритовой пленке [19] добавилось новое состояние в легкоплоскостном антиферромагнетике CsMnF_3 на моде связанных ядерно-электронных колебаний.

Авторы посвящают настоящую работу светлой памяти академика А.В.С. Боровика-Романова, который мечтал обнаружить в этих антиферромагнетиках магнитные эффекты, аналогичные тем, что мы наблюдали в сверхтекучем ^3He . Мы благодарны В.А. Панфилову и С.Я. Хлебникову за техническую помощь.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Федеральная целевая программа “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”, контракт # 02.740.11.5217).

1. S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1215 (2008).
2. Yu. M. Bunkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3092 (1992).
3. A. S. Borovik-Romanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1631 (1989).
4. T. Giamarchi et al., *Nature Physics* **4**, 198 (2008).
5. A. S. Borovik-Romanov et al., *JETP Letters* **40**, 1033 (1984).
6. Yu. M. Bunkov and G. Volovik *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 164210 (2010); arXiv:1003.4889 (2010).
7. Yu. M. Bunkov, *Progress of Low Temperature Physics* **14**, 68, ed. by W. P. Halperin, Elsevier Science B.V., Amsterdam, 1995.
8. Ю. М. Буньков, *УФН* **180**, 884 (2010).
9. A. S. Borovik-Romanov et al., *JETP Letters* **39**, 469 (1984).
10. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *Europhys. Lett* **21**, 837 (1993).
11. T. Kunimatsu et al., *JETP Letters* **86**, 244 (2007).
12. J. Elbs et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 215304 (2008).
13. T. Sato et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 055301 (2008).
14. P. Hunger et al., *J. of Low Temp. Phys* **158**, 129 (2010).
15. Б. С. Думеш, *ПТЭ* **1**, 135 (1986).
16. В. А. Тулин, *ЖЭТФ* **55**, 831 (1968).
17. С. А. Говорков, В. А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 345 (1978).
18. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 265302 (2007).
19. S. O. Demokritov et al., *Nature* **443**, 430 (2006).