

Фрустрированный вихрь в двумерном антиферромагнетике

М.М. Богдан

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: bogdan@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила 6 апреля 2005 г.

В рамках дискретной гейзенберговской модели двумерного антиферромагнетика с легкоплоскостным анизотропным обменом исследовано взаимодействие магнитного вихря и фрустрации, созданной магнитным дефектом. Численно найдены решения статических уравнений Ландау–Лифшица, описывающие распределение спинов в системе с магнитной фрустрацией и вихрем. Установлено, что энергия магнетика минимальна в случае, когда центр вихря совпадает с позицией магнитной примеси. Показано, что в результате притяжения между вихрем и фрустрацией в магнетике возникает двумерное солитонное связанное состояние, локализованное на магнитном дефекте — фрустрированный вихрь. Энергия такого вихря меньше энергии свободного вихря, и этот эффект может проявиться в особенностях поведения полуширины линии электронного парамагнитного резонанса в двумерных магнетиках.

В межах дискретної гейзенберґівської моделі двовимірного антиферромагнетика із легкоплоскостним анізотропним обміном досліджено взаємодію магнітного вихору і фрустрації, що створена магнітним дефектом. Чисельно знайдено розв'язки статичних рівнянь Ландау–Ліфшиця, які описують розподіл спінів у системі з магнітною фрустрацією та вихором. Встановлено, що енергія магнетика мінімальна у випадку, коли центр вихору співпадає з позицією магнітної домішки. Показано, що в результаті притягання між вихором та фрустрацією в магнетикі виникає двовимірний солітонний зв'язаний стан, який локалізовано на магнітному дефекті — фрустрований вихор. Енергія такого вихору менше за енергію вільного вихору, і цей ефект може виявитися у особливостях поведінки напівширини лінії електронного парамагнітного резонансу у двовимірних магнетиках.

PACS: 75.10.Nk, 75.30.Nx, 75.40.Mg

1. Введение

К классу квазидвумерных антиферромагнетиков, помимо металлоорганических соединений [1], с полным основанием можно отнести высокотемпературные сверхпроводники в магнитоупорядоченной фазе. Плоскости CuO_2 в ВТСП соединениях, таких как $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$, представляют собой двумерные гейзенберговские слои антиферромагнитно взаимодействующих спинов меди, величина которых близка к $1/2$ [2]. Косвенный обмен J между ионами Cu^{2+} осуществляется через ионы кислорода O^{2-} . Эти почти изотропные двумерные слои связаны слабым обменом $J_{\perp} \ll J$, имеющим такой же порядок, что и легкоплоскостная магнит-

ная анизотропия [3]. Известно [4], что электронное состояние плоскостей CuO_2 , а следовательно, и характер магнитного обмена между ионами Cu^{2+} существенно зависят от содержания кислорода в высокотемпературных сверхпроводниках. В частности, установлено, что в лантановых и иттриевых сверхпроводниках при изменении концентрации кислорода образуются «дырки» в плоскостях CuO_2 . Эти «дырки» являются переносчиками заряда в сверхпроводящей фазе [5], а их локализация на кислороде в магнитной фазе, по предположению Аарони и соавторов [2], приводит к изменению характера косвенного обмена между ионами Cu^{2+} с антиферромагнитного $J \approx 1000$ К на ферромагнитный

$J' \approx -3000$ К [3]. Возникающие при этом фрустрации [6] разрушают дальний магнитный порядок.

Квантово-механическое описание этих явлений является очень трудоемкой задачей [7], поэтому аналитический подход осуществляется обычно в рамках классических гейзенберговских моделей [8]. Гамильтониан гейзенберговской XYZ-модели на квадратной решетке, описывающий магнитные взаимодействия в медных плоскостях в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, имеет вид

$$H_0 = J \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{a}} [S_{\mathbf{r}}^x S_{\mathbf{r}+\mathbf{a}}^x + \eta S_{\mathbf{r}}^y S_{\mathbf{r}+\mathbf{a}}^y + \lambda S_{\mathbf{r}}^z S_{\mathbf{r}+\mathbf{a}}^z], \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_{\mathbf{r}}$ — классический спин, суммирование идет по узлам решетки и ближайшим соседям, константа $\lambda < 1$ соответствует легкоплоскостной анизотропии, а константа η введена для учета слабой анизотропии в плоскости: $1 - \eta \ll 1 - \lambda \ll 1$. В дальнейшем подразумевается, что полученные результаты применимы, прежде всего, к иттриевым соединениям, для которых $\lambda \approx 0,99$, в то время как для лантановых соединений важен дополнительный учет взаимодействия Дзялошинского. Поскольку в иттриевых соединениях спины двух ближайших соседних медных плоскостей взаимодействуют антиферромагнитно с обменом J_{\perp} , то, исследуя статические конфигурации, будем полагать, что ближайшие спины в разных плоскостях попарно антипараллельны.

Статические распределения спинов являются решениями следующих уравнений Ландау–Лифшица:

$$\mathbf{S}_{\mathbf{r}} \times \mathbf{F}_{\mathbf{r}} = 0, \quad \mathbf{F}_{\mathbf{r}} = -\frac{\delta H}{\delta \mathbf{S}_{\mathbf{r}}}, \quad (2)$$

где $\mathbf{F}_{\mathbf{r}}$ — эффективное поле на узле \mathbf{r} и H — гамильтониан магнитной системы. При наличии дефекта связи (обменной константы между двумя спинами, отличной по знаку от взаимодействия в матрице) в результате появления фрустрации основное состояние системы может оказаться неоднородным (в XY-модели это пороговый эффект по величине параметра J'/J [7]). Такое состояние с локализованным вблизи дефекта неоднородным распределением поля вектора антиферромагнетизма получило название основное состояние Виллена [6]. С другой стороны, такая локализованная спиновая структура естественно воспринимается как двумерный магнитный солитон, локализованный на дефекте. Поэтому в дальнейшем термин магнитная фрустрация стал использоваться для обозначения солитонного распределения спинов, возникающего вблизи эффективной фрустрированной связи [2]. Такие фрустрации могут влиять на магнитные характеристики ВТСП соединений, в частности на температуру Нееля фазового перехода в соединении $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [9], и давать вклад в восприимчивость кристаллов. Прямое эксперимен-

тальное измерение восприимчивости плоскостей CuO_2 затруднено из-за больших значений обменов J и J' . Однако позднее появилась возможность косвенной оценки восприимчивости слоев CuO_2 , что было связано с открытием нового класса ВТСП соединений: $GaBa_2Cu_3O_{6+x}$, $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ и т.д. [10,11], содержащих редкоземельные ионы R, в которых плоскости этих ионов соседствуют с плоскостями CuO_2 . В работах [12,13] предложен солитонный подход к рассмотрению вопросов, связанных со структурой магнитных фрустраций в слоях CuO_2 ВТСП соединений и их редкоземельных аналогов при учете магнитного поля, изучен вклад фрустраций в магнитную восприимчивость магнетиков и найдены магнитные поля, наведенные полем фрустрации в слоях редкоземельных ионов. Поскольку характерные взаимодействия в редкоземельных слоях существенно меньше обмена J в плоскости CuO_2 , магнитные свойства плоскостей с ионами Ga, Nd и др. исследуются традиционными методами. При измерении восприимчивости соединений класса R_2CuO_4 [11] был обнаружен слабый ферромагнетизм, одной из причин которого может быть наличие в плоскостях CuO_2 фрустраций, обладающих магнитным моментом. Поскольку фрустрации в CuO_2 плоскостях влияют на магнитное упорядочение в прилегающих редкоземельных слоях [13], следует ожидать, что фрустрационные вклады проявятся и в резонансных магнитных экспериментах.

С другой стороны, хорошо известно, что в двумерных изотропных и легкоплоскостных магнетиках возможно существование магнитных солитонов–вихрей [14,15]. В случае слабой анизотропии эти вихри имеют структуру со спиновыми компонентами, выходящими из плоскости [16]. Такие солитоны могут давать вклад в уширение линии электронного парамагнитного резонанса в квазидвумерных магнетиках [17,18]. Их взаимодействие с магнитными и немагнитными дефектами замещения стало предметом исследований только в последнее время [19–23].

В настоящей работе исследован характер взаимодействия магнитной фрустрации и вихря в легкоплоскостных антиферромагнетиках и предсказано образование их связанного состояния — *фрустрированного вихря*. Такие нелинейные возбуждения могут давать вклад в резонансные и термодинамические характеристики квазидвумерных магнетиков и ВТСП соединений в магнитоупорядоченной фазе.

2. Двумерный гейзенберговский магнетик с фрустрирующей примесью

При использовании планарной модели для описания магнитной фрустрации [2,8,12] возникает вопрос о правомерности замены почти изотропного

гейзенберговского гамильтониана, принятого для ВТСП соединений, XY-моделью. Важным обстоятельством, ставящим вопрос о допустимости такого приближения, является следующее. В легкоплоскостных магнетиках могут существовать двумерные солитоны–магнитные вихри [14,16]. Если анизотропия не мала, то вихревая спиновая конфигурация плоская. В почти изотропном случае, которому соответствуют плоскости CuO_2 , в конфигурации вихря появляются спиновые компоненты, выходящие из плоскости. Естественно возникают вопросы: как ведут себя магнитные фрустрации в почти изотропной гейзенберговской модели и каков характер взаимодействия фрустрации и магнитного вихря в такой системе?

Чтобы ответить на эти вопросы, сформулируем следующую классическую модель, описывающую взаимодействие спина дырки и спинов меди в плоскости CuO_2 (см. также [7]). Дополним гамильтониан (1) слагаемым, отвечающим за такое взаимодействие:

$$H = H_0 + H_{\text{fr}}, \quad H_{\text{fr}} = \tilde{J} \mathbf{S}_h (\mathbf{S}_{\mathbf{r}_1} + \mathbf{S}_{\mathbf{r}_2}), \quad (3)$$

где \mathbf{S}_h – спин дырки, и обмен \tilde{J} между спином дырки и спином меди для определенности будем считать антиферромагнитным, т.е. $\tilde{J} > 0$. (Напомним, что все спины заменены единичными классическими векторами и их абсолютная величина $S = 1/2$ входит в перенормировку обменных констант.) Эта модель в явном виде учитывает взаимодействие магнитной примеси со спинами матрицы и допускает переход по параметру $\tilde{J} \rightarrow 0$ к бездефектному случаю. Заметим, что статическое уравнение Ландау–Лифшица для спина дырки

$$\mathbf{S}_h \times (\mathbf{S}_{\mathbf{r}_1} + \mathbf{S}_{\mathbf{r}_2}) = 0 \quad (4)$$

имеет очевидное решение в соответствии с тем, что спин дырки антипараллелен сумме векторов спинов меди:

$$\mathbf{S}_h = -\frac{\mathbf{S}_{\mathbf{r}_1} + \mathbf{S}_{\mathbf{r}_2}}{|\mathbf{S}_{\mathbf{r}_1} + \mathbf{S}_{\mathbf{r}_2}|}. \quad (5)$$

Поэтому в предложенной модели фрустрационный вклад дырки во взаимодействие между статически распределенными спинами меди равен $H_{\text{fr}} = -\tilde{J} |\mathbf{S}_{\mathbf{r}_1} + \mathbf{S}_{\mathbf{r}_2}|$. Заметим, что эффективное взаимодействие спинов меди через спин дырки оказывается ферромагнитным, причем его характер не зависит от исходного знака взаимодействия спина дырки и меди (см. также [2]). При этом отметим, что в отличие от моделей, использующих приближение фрустрированной связи [2,8], результаты рассмотрения которых эквивалентны для ферро- и

антиферромагнетиков с точностью до замены знаков обменных констант, настоящая модель относится именно к антиферромагнетикам, поскольку обусловлена неизбежным фрустрационным влиянием магнитной примеси внедрения на антиферромагнитное упорядочение спинов матрицы.

Решение (5) уравнения (4) подсказывает алгоритм численного метода, позволяющего в общем случае эффективно решать статические уравнения (2). Итерационный метод решения статических уравнений Ландау–Лифшица для произвольных величин спинов S и произвольных взаимодействий, определяющих равновесное состояние системы (в частности, спиновые распределения типа двумерных магнитных фрустраций и вихрей) основан на следующей идее. Как следует из уравнения (2), вектор $\mathbf{S}_{\mathbf{r}}$ должен всегда быть параллелен эффективному полю $\mathbf{F}_{\mathbf{r}}$, поэтому элементарный итерационный шаг может быть записан как

$$\mathbf{S}_{\mathbf{r}}^{i+1} = S \cdot \mathbf{F}_{\mathbf{r}}^i / F_{\mathbf{r}}^i, \quad (7)$$

где $F_{\mathbf{r}}^i$ – длина вектора $\mathbf{F}_{\mathbf{r}}^i$, а индекс i нумерует итерации. Если начальное распределение спинов достаточно близко по форме к магнитной фрустрации или вихрю, то итерационные вычисления очень быстро сходятся и приводят к устойчивому решению уравнений (2).

3. Взаимодействие магнитной фрустрации и вихря в двумерном антиферромагнетике

В настоящей работе численно исследованы равновесные спиновые конфигурации в рамках дискретной гейзенберговской модели (3) на матрице спинов (n, m) размером 41×40 (постоянная решетки принята равной единице). Прежде всего были получены решения, описывающие магнитные фрустрации, они оказались практически такими же, как в планарной модели [2,8,12,13], т.е. локализованными в легкой плоскости, при сколь угодно слабой величине анизотропии (см. рис.1). Это позволяет полностью оправдать использование планарной модели для расчета структуры фрустраций при наличии магнитного поля [12,13]. Отметим, что в чисто изотропном случае ($\eta = \lambda = 1$) все спины фрустрации также лежат в одной плоскости, однако имеется вырождение относительно вращения этой плоскости вокруг произвольной оси. Во фрустрационной модели со взаимодействием (3) неоднородное основное состояние возникает при сколь угодно малых значениях параметра $W = \tilde{J}/J$. При $W = 0$ энергия однородного антиферромагнитного основного состояния матрицы спинов 41×40 в единицах J равна $E_0 = -3199$. Энергия системы с фрустрацией E_{fr} как функция параметра W сначала убывает квадратично, а затем, начиная с $W \approx 3$, практически линейно (рис. 2).

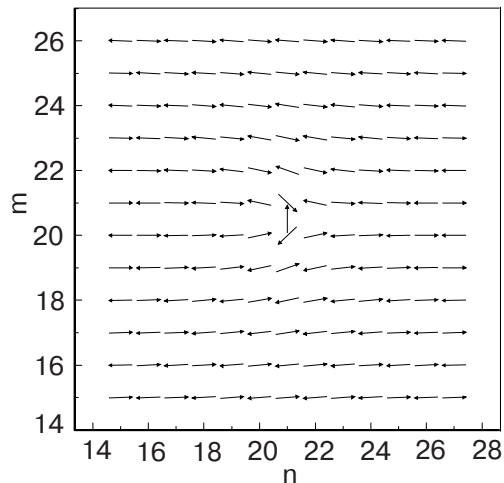


Рис. 1. Фрагмент 13×12 распределения спинов в магнитной фрустрации. Позиции центральных спинов — узлы (21,20) и (21, 21) соответственно. Между ними расположен спин магнитной примеси.

Таким образом, энергия системы с фрустрацией понижается на величину $\Delta E_{fr} = E_{fr} - E_0$, которую естественно называть собственной энергией фрустрации. Например, при $W = 3$ энергия $\Delta E_{fr} = -2,08$.

Предложенный численный метод эффективен и при расчете структуры вихря с компонентами, выходящими из легкой плоскости, поскольку и в этом случае спиновые распределения в ходе итераций быстро сходятся к устойчивым решениям. В качестве начального распределения для вихря в вычислениях использованы аналитические приближенные выражения для легкоплоскостных вихрей, приведенные в работе [16]. Численный расчет для энергии свободного вихря (т.е. в системе без фрустрирующей примеси, $W = 0$) на матрице спинов 41×40 дает $\Delta E_v = E_v - E_0 = 9,51$.

Следующий шаг состоит в расчете взаимодействия магнитного вихря и фрустрации в рамках предложенной модели. При этом постановка задачи соответствует такой физической ситуации: в систему спинов, в центре которой находится вихрь, вносится

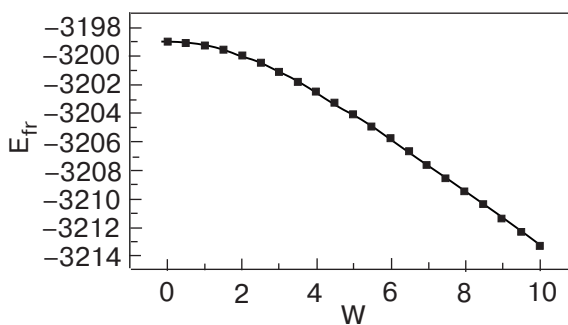


Рис. 2. Зависимость энергии антиферромагнетика с фрустрацией E_{fr} , измеренная в единицах J , как функция параметра фрустрационного взаимодействия W .

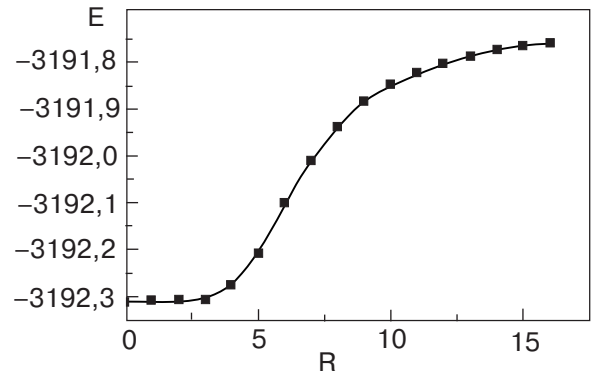


Рис. 3. Зависимость энергии антиферромагнетика с вихрем и фрустрацией, измеренная в единицах J , как функция расстояния между их центрами.

дырка и помещается на различных расстояниях от центра вихря. В расчетах полагалось, что константы анизотропии $\eta = 1$ и $\lambda = 0,99$, а отношение обменных констант $W = 3$. Для полученной устойчивой конфигурации находилась энергия системы. На рис. 3 представлена зависимость этой энергии от расстояния R между спином дырки и центром вихря. Видно, что взаимодействие носит характер притяжения. Из анализа полученных спиновых распределений следует, что при большом расстоянии между спином дырки и центром вихря наличие фрустрации практически незаметно (см. рис. 4) и внешне вихрь мало отличается по форме от свободного вихря [16]. В то же время оказывается, что вихрь сильно деформируется в наиболее энергетически выгодном состоянии, когда центр вихря расположен на оси между двумя спинами меди, в точности совпадая с позицией спина дырки (рис. 5). Такое связанное состояние магнитного вихря и примесного спина естественно назвать *фрустрированным вихрем*. Сильное фрустрирующее влияние магнитной примеси на выход компонент вихря из легкой плоскости хорошо видно на рис. 6, где изображен модуль S_r^z -компонент спинов матрицы.

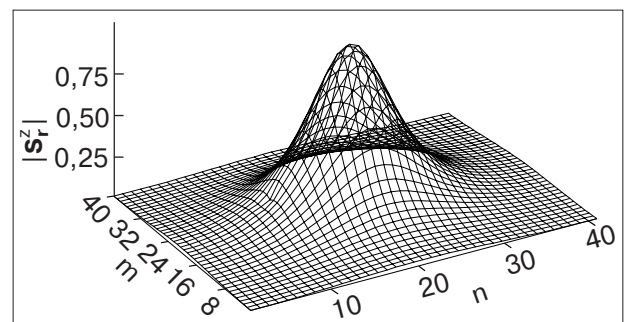


Рис. 4. Зависимость модуля проекции S_r^z от координат в антиферромагнетике с вихрем и магнитной фрустрацией в случае, когда спин примеси расположен между узлами (11,20) и (11,21).

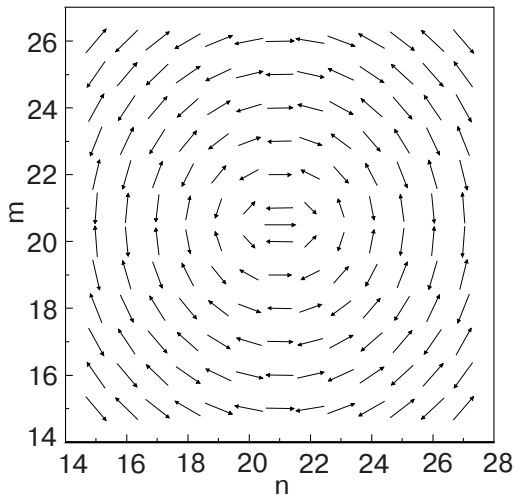


Рис. 5. Фрагмент 13×12 распределения проекций спинов во фрустрированном вихре. Стрелки обозначают составляющие векторов \mathbf{S}_r в XY-плоскости. В центре между узлами (21,20) и (21,21) расположен спин примеси.

Чтобы найти энергию фрустрированного вихря ΔE_{fv} , надо из полной энергии $E_{fv} = -3192,31$ вычесть энергию $E_{fr} = -3201,08$ неоднородного основного состояния системы с уединенной фрустрацией. Полученная энергия $\Delta E_{fv} = 8,77$ меньше энергии свободного вихря ΔE_v на величину энергии связи $\Delta E_b = -0,74$, что составляет порядка 8% от энергии вихря. Как видно на рис. 3, проделанные вычисления эквивалентны нахождению энергии связи во фрустрированном вихре посредством вычитания из величины E_{fv} (полной энергии при $R = 0$) энергии системы с разнесенными на большое расстояние магнитной фрустрацией и свободным вихрем.

Возвращаясь к исходной физической постановке задачи, подчеркнем, что внесение дырки в плоскость CuO_2 со свободным вихрем приводит к образованию их связанного состояния — фрустрированного вихря, и понижает в целом энергию системы на величину $\Delta E = -2,82$, складывающуюся из энергии фрустрации и энергии связи.

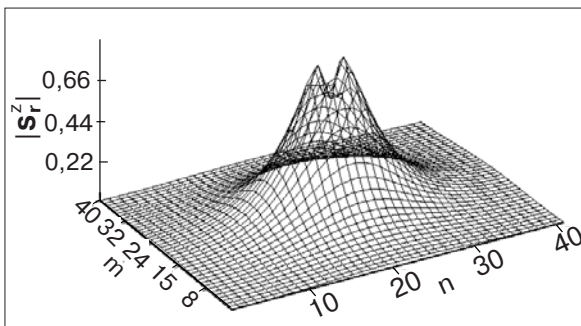


Рис. 6. Фрустрированный вихрь с центром локализации на магнитном дефекте. Зависимость модуля проекции S_r^z от координат.

Таким образом, при данных размерах решетки (или плотности вихрей и дырок) и значениях обменных констант численная оценка энергии фрустрированного вихря показывает, что уменьшение энергии системы за счет внесения в нее дырки и локализации на ней вихря составляет порядка 30% от энергии свободного вихря.

Такое уменьшение могло бы быть обнаружено в экспериментах по электронному парамагнитному резонансу в слоистых магнетиках — редкоземельных аналогах ВТСП соединений. При локализации магнитной примеси на узле в металлоорганических антиферромагнетиках наблюдается температурное уширение линии ЭПР. Одно из его возможных объяснений состоит в том, что в такое уширение линии резонанса вносят вклад магнитные вихри [17]. Оценка энергии вихрей может быть получена из температурной зависимости ширины линии ЭПР [18]. Непосредственно в ВТСП соединениях на ионах меди ЭПР не наблюдается, что является до сих пор одной из невыясненных загадок физики высокотемпературной сверхпроводимости [24,25]. Возможно, это происходит из-за очень сильного уширения линии резонанса в этих соединениях, куда могут давать вклад и магнитные вихри. В редкоземельных аналогах ВТСП соединений такой резонанс наблюдается [11], и вклад фрустрированных вихрей опосредованно, через поля, наведенные в плоскостях редкоземельных ионов, мог бы быть обнаружен так же, как в более простом случае реплики магнитной фрустрации [13]. Следует, однако, заметить, что для дальнейшего обобщения полученных результатов на лантановые соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ необходим последовательный учет влияния взаимодействия Дзялошинского, а также возможного движения дырок, которое приводит к рассмотрению более сложных спиновых гамильтонианов [26,27].

4. Выводы

В работе сформулирована дискретная классическая гейзенберговская модель двумерного антиферромагнетика с легкоплоскостной анизотропией обмена с магнитной примесью внедрения. Такая модель может описывать поведение магнитных слоев меди в ВТСП соединениях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с дырками в плоскостях CuO_2 . В рамках этой модели исследовано взаимодействие магнитной фрустрации и магнитного вихря и получены следующие результаты.

1. Предложен эффективный алгоритм численного решения статических уравнений Ландау–Лифшица для расчета равновесных устойчивых спиновых конфигураций магнитных систем с произвольным характером спиновых взаимодействий.

2. Численно найдены решения уравнений Ландау–Лифшица, отвечающие магнитной фрустрации и магнитному вихрю со спиновыми компонентами, выходящими из легкой плоскости, и рассчитаны их энергетические характеристики как функции параметров модели.

3. Показано, что энергия магнетика с вихрем и фрустрацией минимальна в случае, когда центр вихря совпадает с позицией дырки. В результате притяжения между вихрем и фрустрацией возникает двумерное связанное состояние, локализованное на магнитном дефекте — *фрустрированный вихрь*. Энергия такого вихря меньше энергии свободного вихря.

4. Этот эффект может быть обнаружен в экспериментах по электронному парамагнитному резонансу, поскольку оценка для энергии магнитных вихрей может быть получена из температурной зависимости полуширины линии резонанса, в которую эти нелинейные возбуждения дают экспоненциальный вклад.

Таким образом, в двумерных антиферромагнитных системах с примесями внедрения (типа дырок в ВТСП соединениях) возможно образование связанных состояний магнитных фрустраций и вихрей, которые оказывают существенное влияние на термодинамические и резонансные свойства этих систем.

Автор выражает благодарность Н.Ф. Харченко и Дж. Транкваде за полезные обсуждения и советы.

1. L.J. de Jongh and A.R. Miedema, *Adv. Phys.* **A23**, 1 (1974).
2. A. Aharony, R.J. Birgeneau, A. Coniglio, M.A. Kastner, and H.E. Stanley, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1330 (1988).
3. J.M. Tranquada, A.H. Moudden, A.I. Goldman, P. Zolliker, D.E. Cox, G. Shirane, S.K. Sinha, D. Vaknin, D.C. Johnston, M.S. Alvarez, A.J. Jacobson, J.T. Lewandowski, and J.M. Newsam, *Phys. Rev.* **B38**, 2477 (1988).
4. J.M. Tranquada, S.M. Heald, A.R. Moodenbaugh, and Xu Youwen, *Phys. Rev.* **B38**, 8893 (1988).
5. V.J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2794 (1987).
6. J. Villain, *J. Phys.* **C10**, 4793 (1977).
7. R.J. Gooding and A. Mailhot, *Phys. Rev.* **B44**, 11852 (1991).
8. J. Vannimenus, S. Kirkpatrick, F.D.M. Haldane, and C. Jayaprakash, *Phys. Rev.* **B39**, 4634 (1989).
9. М.М. Богдан, А.С. Ковалев, *ФНТ* **16**, 1576 (1990).
10. H. Takagi, S. Uchida, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1197 (1989).
11. R.D. Zysler, M. Tovar, C. Rettori, D. Rao, H. Shore, S.B. Oseroff, D.C. Vier, S. Schultz, Z. Fisk, and S-W. Cheong, *Phys. Rev.* **B44**, 9467 (1991).
12. М.М. Богдан, А.С. Ковалев, А.А. Степанов, *ФНТ* **18**, 838 (1992).

13. А.С. Ковалев, М.М. Богдан, *ФТТ* **35**, 1773 (1993).
14. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова Думка, Киев (1983).
15. А.А. Белавин, А.М. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 503 (1975).
16. M.E. Goueva, G.M. Wysin, A.R. Bishop, and F.G. Mertens, *Phys. Rev.* **B39**, 11840 (1989).
17. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 1203 (1983).
18. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57**, 873, (1986).
19. C.E. Zaspel, T.E. Grigereit, and J.E. Drumheller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4539 (1995).
20. C.E. Zaspel, C.M. McKennan, and S.R. Snaric, *Phys. Rev.* **B53**, 11317 (1996).
21. K. Subbaraman, C.E. Zaspel, and J.E. Drumheller, *J. Appl. Phys.* **79**, 101 (1996).
22. K. Subbaraman, C.E. Zaspel, and J.E. Drumheller, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2201 (1998).
23. М.М. Богдан and C.E. Zaspel, *Phys. Status Solidi* **189**, 983 (2002).
24. F. Mehran and P.W. Anderson, *Solid State Commun.* **71**, 29 (1989).
25. P. Simon, J.M. Bassat, Y. Henrion, B. Rives, J.P. Loup, P. Odier, and S.B. Oseroff, *Physica* **C235–240**, 1647 (1994).
26. R.J. Gooding, N.M. Salem, R.J. Birgeneau, and F.C. Chou, *Phys. Rev.* **B55**, 6360 (1997).
27. R.J. Gooding and A. Mailhot, *Phys. Rev.* **B48**, 6132 (1993).

The frustrated vortex in a two-dimensional antiferromagnet

M.M. Bogdan

Interaction between a magnetic vortex and a frustration created by a magnetic defect is investigated in the framework of the discrete Heisenberg model of a two-dimensional antiferromagnet with the easy-plane anisotropic exchange. Solutions of the static Landau–Lifshitz equations are found numerically, which describe the spin distributions in the magnetic frustration–vortex system. It is revealed that the total energy of the magnet reaches a minimum value in the case where the vortex center coincides with the magnetic impurity position. It is shown that the attraction between the vortex and the frustration gives rise to a two-dimensional solitonic bound state, a frustrated vortex, in the magnet. The energy of the vortex is less than the energy of a free vortex, and this effect can manifest itself in the behavior of EPR line half-width in two-dimensional magnets.