

05,07

Влияние большой одноионной анизотропии на динамические и статические свойства негейзенберговского ферримагнетика

© О.А. Космачев, Я.Ю. Матюнина, Ю.А. Фридман[¶]

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Республика Крым, Россия

[¶] E-mail: yuriiifridman@gmail.com

Поступила в Редакцию 31 марта 2023 г.

В окончательной редакции 31 марта 2023 г.

Принята к публикации 7 апреля 2023 г.

Исследовано влияние большой одноионной анизотропии типа „легкая плоскость“ на фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений ферримагнетика с подрешетками $S = 1$ и $\sigma = 1/2$ и биквадратичным обменным взаимодействием для подрешетки с $S = 1$. Показано, что при различных соотношениях материальных параметров системы возможно только одно фазовое состояние, характеризующееся как векторными, так и тензорными параметрами порядка (квадруполь-ферримагнитное). Определено условие компенсации спинов подрешеток, а также поведение спектров элементарных возбуждений вблизи линии компенсации спинов. Вблизи линии компенсации спектры магнонов „антиферромагнитноподобны“.

Ключевые слова: ферримагнетик, биквадратичное обменное взаимодействие, большая одноионная анизотропия.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55499.50

1. Введение

Современная электроника перестала быть электронной в чистом виде, а становится спинтроникой, т.е. основана на том, что перенос энергии или информации в твердом теле можно осуществлять не электронным током, а „спиновым“ током [1–4]. Основным материалом, используемым в современных устройствах спинтроники являются скомпенсированные магнетики, т.е. антиферромагнетики [5–7]. Такой выбор обусловлен тем, что антиферромагнетикам присущ эффект обменного усиления, что существенно повышает частоту резонанса до терагерцового диапазона, а также существенно усиливает другие динамические характеристики системы, такие как предельные скорости доменных стенок [8] и магнитных вихрей [9,10]. Необходимо подчеркнуть, что спиновый ток существенно влияет на свойства скомпенсированных магнетиков [11–18], и именно это обстоятельство делает их столь привлекательными для использования в спинтронике.

Однако, при всех достоинствах антиферромагнетиков, они имеют один существенный недостаток — магнитные свойства этих материалов очень чувствительны к наличию дефектов кристаллической структуры. Это обстоятельство сильно осложняет их применение. Но эту проблему можно обойти. Дело в том, что существует еще один класс магнитоупорядоченных систем, которые можно рассматривать как скомпенсированные магнетики (при определенных условиях), обладающие эффектом обменного усиления — это ферримагнетики в окрестности точки компенсации магнитных подрешеток [19–21]. При этом, ферримагнетики не столь чувствительны к качеству кристаллической решетки, а их поведение в

окрестности точки компенсации „антиферроподобно“. Следовательно, ферримагнетики в окрестности точки компенсации подрешеток могут быть использованы для устройств спинтроники. Так, в [22–25] были исследованы динамические свойства доменных стенок ферримагнетиков и высокочастотных ферримагнитных вихрей, а в [26] была предложена схема наногенератора на основе ферримагнетиков с накачкой спиновым током, работающего в субтерагерцовом диапазоне. Кроме того, ферримагнетикам присущ еще один крайне важный эффект: для сплава редкоземельных и переходных металлов $GdFeCo$ был обнаружен сверхбыстрый (за время порядка нескольких пикосекунд) переверт намагниченностей подрешеток под действием лазерного импульса с длительностью меньше 100 фемтосекунд [27,28]. Причем, как отмечено в [29,30], существенную роль здесь играет изменение модулей магнитных моментов подрешеток. Таким образом, при сверхбыстром перемагничивании существенную роль играет продольная эволюция магнитных моментов подрешеток [31,32].

Продольная динамика магнонов напрямую связана с эффектом квантового сокращения спина [33]. Этот эффект наблюдается как в магнетиках с одноионной анизотропией типа „легкая плоскость“, так и в, так называемых негейзенберговских магнетиках, учитывающих высшие спиновые инварианты в обменном гамильтониане [33–49]. Причем, описание продольной динамики как анизотропных, так и негейзенберговских магнетиков выходит за рамки уравнения Ландау–Лифшица и требует учета динамики тензорных переменных, представляющих собой квантовые средние от операторов, билинейных по компонентам спина [34–40].

Обычно, энергия, связанная с высшими спиновыми инвариантами, а также энергия одноионной анизотропии существенно меньше энергии гейзенберговского (билинейного) обменного взаимодействия. Однако, существует целый ряд магнитоупорядоченных систем, свойства которых не удается описать в рамках стандартных моделей. Прежде всего к ним относятся редкоземельные магнетики [38,42]. Так, например, EuSe при температурах порядка 3 К является ферромагнитно упорядоченным, причем биквадратичное обменное взаимодействие (негейзенберговское взаимодействие) существенно превосходит билинейное (гейзенберговское), что существенно влияет как на статические, так и динамические свойства системы [50,51]. Таким образом, вопрос о свойствах негейзенберговских ферромагнетиков с учетом влияния большой одноионной анизотропии (сравнимой, или даже превосходящей константу обменного взаимодействия) типа „легкая плоскость“ может представлять не только академический интерес, но и прикладное значение.

2. Модель

В качестве исследуемой системы рассмотрим двухподрешоточный ферромагнетик. Спин магнитного момента первой подрешетки $S=1$, а второй — $\sigma = 1/2$. Кроме того, в первой подрешетке учитывается как билинейное, так и биквадратичное обменные взаимодействия, а также учитывается большая одноионная анизотропия типа „легкая плоскость“. Под термином „большая“ анизотропия подразумевается, что константа одноионной анизотропии сравнима, или даже превосходит константы обменных взаимодействий. Гамильтониан такой системы можно представить в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} [J^{(2)}(n-n')(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}) + K(n-n')(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^2] - \frac{1}{2} \sum_{m,m'} J^{(1)}(m-m')(\sigma_m \sigma_{m'}) - \frac{1}{2} \sum_{n,m} A(n-m)(\sigma_m \mathbf{S}_n) + \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^x)^2, \quad (1)$$

где $J^{(1)} > 0$ — константа обменного взаимодействия для подрешетки со спином $\sigma = 1/2$; $J^{(2)} > 0$, $K > 0$ — константы билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий для подрешетки в $S=1$; $A < 0$ — константа межподрешоточного взаимодействия, $\beta > 0$ — константа одноионной анизотропии типа „легкая плоскость“ (базисная плоскость ZOY). Здесь и далее предполагается, что $\beta > J, K$. Дальнейшее рассмотрение будем проводить для случая низких температур ($T \ll T_N, T_N$ — температура Нееля).

Модель, описываемая гамильтонианом (1) была подробно исследована в работе [52]. Но в данной модели, в

отличие от работы [52], рассматривался случай большой одноионной анизотропии ($\beta \gg J, K$). Кроме того, в работе [34] исследовались свойства сильно анизотропного ферромагнетика, но без учета биквадратичного обменного взаимодействия. Нас же интересуют как статические, так и динамические свойства сильно анизотропного негейзенберговского ферромагнетика ($\beta > J, K$) в окрестности точки компенсации спинов подрешеток.

Рассмотрение модели, описываемой гамильтонианом (1) будем проводить в приближении среднего поля, используя технику операторов Хаббарда [53].

Используя результаты работы [52] мы можем опустить описание некоторых математических операций, и перейти сразу к определению энергетических состояний магнитного иона

$$E_1 = -B_2^0 + \frac{\beta}{4} - \bar{H}_s \cos 2\alpha - B_2^2 \sin 2\alpha + \Delta, \\ E_0 = -2B_2^0 + \frac{\beta}{2} + \Delta, \\ E_{-1} = -B_2^0 + \frac{\beta}{4} + \bar{H}_s \cos 2\alpha + B_2^2 \sin 2\alpha + \Delta, \\ \varepsilon_{1/2, -1/2} = \mp \bar{H}_\sigma \langle \sigma^z \rangle, \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\bar{H}_s \left(J_0^{(2)} - K_0/2 \right) \langle S^z \rangle - \frac{1}{2} A_0 \langle \sigma^z \rangle, \\ \bar{H}_\sigma = J_0^{(1)} \langle \sigma^z \rangle - \frac{1}{2} A_0 \langle S^z \rangle, \quad B_2^0 = \frac{K_0}{6} q_2^0, \\ B_2^2 = \frac{K_0}{2} q_2^2 - \frac{\beta}{4}, \\ \Delta = \frac{1}{2} J_0^{(1)} \langle \sigma^z \rangle^2 + \frac{1}{2} \left(J_0^{(2)} - \frac{K_0}{2} \right) \langle S^z \rangle^2 + \frac{K_0}{4} \left(\frac{(q_2^0)^2}{3} + (q_2^2)^2 \right) - \frac{1}{2} A_0 \langle S^z \rangle \langle \sigma^z \rangle. \quad (3)$$

В (3) величины $q_j^i = \frac{1}{2} \langle S^i S^j + S^j S^i \rangle$ — компоненты тензора квадрупольных моментов. В рассматриваемом случае, как следует из симметрии задачи, отличными от нуля компонентами тензора q_j^i являются $q_2^0 = 3 \langle (S^z)^2 \rangle - S(S+1)$ и $q_2^2 = \frac{1}{2} \langle (S^x)^2 - (S^y)^2 \rangle = \langle (S^+)^2 \rangle + \langle (S^-)^2 \rangle$. Волновые функции подрешеток, которые имеют вид

$$\psi(1) = \cos \alpha |1\rangle + \sin \alpha |-1\rangle; \\ \psi(0) = |0\rangle \quad \text{и} \quad \psi(-1) = -\sin \alpha |1\rangle + \cos \alpha |-1\rangle; \\ \Phi\left(\frac{1}{2}\right) = \left| \frac{1}{2} \right\rangle \quad \text{и} \quad \Phi\left(-\frac{1}{2}\right) = \left| -\frac{1}{2} \right\rangle. \quad (4)$$

На волновых функциях (4) построим операторы Хаббарда для каждой из подрешеток $X^{M'M} = |\psi(M')\rangle \langle \psi(M)|$,

$Y^{m'm} = |\Phi(m')\rangle\langle\Phi(m)|$, которые связаны со спиновыми операторами следующим образом [53]:

$$S_n^z = \cos 2\alpha(X_n^{11} - X_n^{-1-1}) - \sin 2\alpha(X_n^{1-1} + X_n^{-11});$$

$$S_n^+ = \sqrt{2} \left[\sin \alpha(X_n^{01} - X_n^{-10}) + \cos \alpha(X_n^{0-1} + X_n^{10}) \right],$$

$$S_n^- = (S_n^+)^+,$$

$$\sigma^z = \frac{1}{2} \left(Y^{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} - Y^{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \right), \quad \sigma^+ = Y^{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}, \quad \sigma^- = (\sigma^+)^+.$$

Здесь α — параметр унитарного $u-v$ преобразования, определяемый соотношением

$$\tilde{H}_s \sin 2\alpha = B_2^2 \cos 2\alpha.$$

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда позволяет определить параметры порядка как функцию параметра α [54]:

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha, \quad q_2^2 = \sin 2\alpha, \quad q_2^0 = 1.$$

Поскольку вторая подрешетка является изотропной и гейзенберговской, то она описывается лишь векторным (дипольным) параметром порядка $\langle \sigma^z \rangle$ и выполняет роль „подмагничивающего“ поля.

3. Плотность свободной энергии сильно анизотропного негейзенберговского ферримагнетика

Поскольку мы рассматриваем ферримагнетик в низкотемпературном пределе ($T \rightarrow 0$ К), то плотность свободной энергии, с хорошей степенью точности, совпадает с энергией основного состояния магнитного иона. Из соотношений (7) следует, что низжайшими энергетическими уровнями первой и второй подрешеток, являются уровни E_1 и $\varepsilon_{1/2}$ соответственно. Следовательно, плотность свободной энергии рассматриваемого ферримагнетика можно представить в виде $F = E_1 + \varepsilon_{1/2}$. Учитывая соотношения (4) и (7), для плотности свободной энергии получим

$$F = -\frac{1}{12} K_0 - \frac{1}{4} \beta - \frac{1}{2} J_0^{(1)} \langle \sigma^z \rangle^2 - \frac{1}{2} \left[J_0^{(2)} - K_0 \right] \langle S^z \rangle^2 + \frac{1}{2} A_0 \langle \sigma^z \rangle \langle S^z \rangle + \frac{\beta}{4} \sin 2\alpha.$$

При низких температурах $\langle \sigma^z \rangle = 1/2$, а $\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha$. Тогда, для плотности свободной энергии получим:

$$F = -\frac{1}{4} \left[\beta + \frac{4}{3} K_0 + \frac{1}{2} J_0^{(1)} \right] - \frac{1}{4} |A_0| \cos 2\alpha + \frac{\beta}{4} \sin 2\alpha - \frac{1}{2} \left[J_0^{(2)} - K_0 \right] \cos^2 2\alpha. \quad (5)$$

Здесь учтено, что константа межподрешеточного взаимодействия $A < 0$. Минимизируя соотношение (5) получим уравнение, позволяющее определить фазовые состояния ферримагнетика при различных соотношениях материальных параметров

$$\frac{|A_0|}{2} \sin 2\alpha + \frac{\beta}{2} \cos 2\alpha + 2(J_0^{(2)} - K_0) \cos 2\alpha \sin 2\alpha = 0. \quad (6)$$

Формально, уравнение (6) позволяет определить параметр $u-v$ преобразования α , но как следует из выражений для векторных и тензорных параметров порядка ($\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha$; $q_2^2 = \sin 2\alpha$), то это уравнение фактически определяет фазовые состояния системы при различных соотношениях материальных параметров.

Как следует из уравнения (6), намагниченность подрешетки с $S = 1$ существенно зависит от соотношения материальных параметров, причем намагниченность подрешетки со спином $1/2$ остается постоянной, и играет роль „подмагничивающего“ поля. Необходимо отметить, что условие $\langle \sigma^z \rangle = 1/2$ возникает естественным образом из связи z -ой компоненты оператора σ с операторами Хаббарда $Y^{m'm}$, и является точным в случае $T = 0$.

Отметим также, что уравнение (6) описывает астроиду в пространстве $(|A_0|, \beta)$. Как показано в [55], эта замкнутая кривая (астроида) делит плоскость $(|A_0|, \beta)$ на две части, в одной из которых возможно метастабильное состояние, а во второй — невозможно. Рассмотрим решения уравнения (6) при различных соотношениях материальных параметров и низких температурах, т.е. при каких условиях в системе реализуется стабильное состояние.

4. Фазовые состояния и спектры возбуждений негейзенберговского сильно анизотропного ферримагнетика

Рассмотрим уравнение (10) при следующих соотношениях материальных параметров, т.е. при $\beta > J > K$, либо при $\beta > K > J$, предполагая, что температура близка к 0 К.

В первую очередь рассмотрим ситуацию, когда константа гейзенберговского обменного взаимодействия превосходит биквадратичное обменное взаимодействие ($J_0^{(2)} > K_0$), учитывая, при этом, что $\beta > J > K$. Решение уравнения (6) в этом случае можно представить в виде

$$\cos 2\alpha = \frac{|A_0|}{\beta - 4(J_0^{(2)} - K_0)}.$$

Как уже отмечалось, при $T \rightarrow 0$ $\cos 2\alpha$ определяют среднее значение спина $\langle S^z \rangle$ подрешетки с $S = 1$. Таким образом, в рассматриваемом случае (при $\beta > J > K$),

намагниченность первой подрешетки становится меньше максимально возможного значения. Это связано с эффектом квантового сокращения спина первой подрешетки [38], обусловленного влиянием как большой одноионной анизотропии, так и биквадратичного обменного взаимодействия.

Если же биквадратичное обменное взаимодействие больше билинейного ($K_0 > J_0^{(2)}$), при преобладающей одноионной анизотропии, среднее значение намагниченности (на один узел) равно

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha = \frac{|A_0|}{\beta + 4(K_0 - J_0^{(2)})},$$

т.е. среднее значение намагниченности также остается меньше максимально возможного. При этом, как в первом, так и во втором случаях среднее значение магнитного момента не равно нулю ($\langle S^z \rangle \neq 0$), что обусловлено влиянием „подмагничивающего“ поля подрешетки $\sigma = 1/2$.

Следовательно, как при $\beta \gg K_0 > J_0^{(2)}$, так и при $\beta \gg J_0^{(2)} > K_0$ в системе реализуется состояние с намагниченностью первой подрешетки существенно меньше максимально возможного, а вторая подрешетка сохраняет насыщенное значение намагниченности ($|\langle \sigma^z \rangle| = 1/2$). Векторный и квадрупольные параметры порядка первой подрешетки в этом случае имеют вид

$$\langle S^z \rangle < 1, \quad q_2^2 = \sin 2\alpha < 1, \quad q_2^0 = 1.$$

Как следует из выражений для $\langle S^z \rangle$ среднее значение магнитного момента (на один узел) уменьшается с ростом константы биквадратичного обменного взаимодействия.

Таким образом, в системе реализуется фаза, в которой как векторный параметр порядка первой подрешетки ($\langle S^z \rangle$), так и компоненты тензора квадрупольных моментов (q_2^2) первой подрешетки принимают промежуточные значения, лежащие в интервале между нулем и единицей, а вторая подрешетка играет роль постоянного „подмагничивающего поля“. Таким образом, при немалой одноионной анизотропии, в первой подрешетке возникает эффект квантового сокращения спина [34,35,46]. Такое состояние назовем квадрупольно-ферромагнитным (QFiM).

Поскольку в рассматриваемой модели константа межподрешеточного обменного взаимодействия $a < 0$, вектора магнитных моментов первой и второй подрешеток антиколлинеарны, и, следовательно, в этом состоянии, с учетом квантового сокращения спина первой подрешетки [33,35,46], возможна компенсация спинов подрешеток. Из условия $\langle S^z \rangle = -\langle \sigma^z \rangle$, и учитывая, что $|\langle \sigma^z \rangle| = 1/2$, получим следующее уравнение, описывающее поверхность компенсации спинов подрешеток в пространстве $(A, J^{(2)}, K, \beta)$:

$$|A_0| = 2(J_0^{(2)} - K_0) - \beta/2. \quad (7)$$

Уравнение (7) удобнее переписать в относительных переменных $y = |A|/K$, $x = J/K$, $z = \beta/K$. В этих переменных уравнение поверхности компенсации имеет вид

$$y = 2(x - 1) - z/2. \quad (8)$$

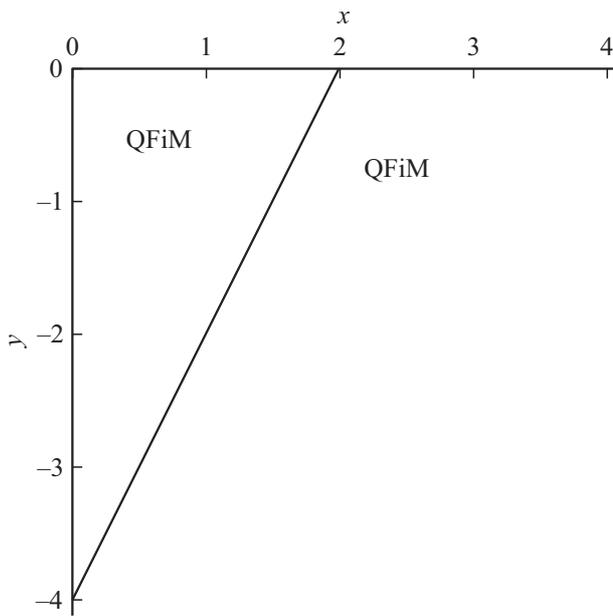
Таким образом, уравнение (7) (или (8)) описывает поверхность в переменных (J, K, A, β) на которой суммарный средний спин подрешеток равен нулю ($\langle S^z + \sigma^z \rangle = 0$). Подчеркнем, что здесь речь идет именно о компенсации спинов подрешеток, а не о компенсации магнитных моментов подрешеток. Поскольку магнитный момент связан со спиновым моментом подрешеток соотношением $\mathbf{M} = -g\mu_B \mathbf{S}$, где g — фактор Ланде (g -фактор), и в рассматриваемой модели подрешетки являются не эквивалентными, то необходимо учитывать, что g -факторы подрешеток не равны, а, следовательно, не равны и магнитные моменты подрешеток на плоскости компенсации [20]. Следовательно, хотя спиновые моменты и компенсируют друг друга при определенных соотношениях материальных параметров, но интегральный магнитный момент при этом может быть не равен нулю, и достигать достаточно большого значения. Причем, этот результирующий магнитный момент параллелен вектору антиферромагнетизма, и динамику ферромагнетика в точке компенсации можно рассматривать как „антиферромагнитную“ [20]. Необходимо отметить, что уравнение (7) или (8) в точности соответствует уравнению поверхности компенсации для слабо анизотропного ($\beta \ll J < K$) негейзенберговского ферромагнетика [34,52], но с учетом того, что в ферромагнетике с малой анизотропией эффект квантового сокращения спина связан с наличием биквадратичного обменного взаимодействия. В рассматриваемом в данной работе случае этот эффект обусловлен как влиянием биквадратичного обменного взаимодействия, так и большой одноионной анизотропией типа „легкая плоскость“.

Полученные результаты позволяют построить поверхность компенсации исследуемой системы (см. уравнение (7) или (8)), причем, ее удобнее изобразить в введенных переменных на плоскости (x, y) , при фиксированном значении z , т.е. при фиксированных значениях константы одноионной анизотропии β . Схематично эта диаграмма приведена на рисунок.

Исследуем поведение спектров элементарных возбуждений системы в окрестности поверхности компенсации спинов подрешеток. Как известно, спектры элементарных возбуждений, определяются полюсами функции Грина [56], которую в рамках техники операторов Хаббарда определим следующим образом [53,56–58]:

$$G^{\lambda\lambda'}(n, \tau; n', \tau') = -\langle \hat{T} \tilde{X}_n^\lambda(\tau) \tilde{X}_{n'}^{\lambda'}(\tau') \rangle,$$

где $\tilde{X}_n^\lambda(\tau) = \exp(H\tau) X_n^\lambda \exp(-H\tau)$ — оператор Хаббарда в представлении Гейзенберга, \hat{T} — оператор Вика, λ — корневые векторы, определяющиеся алгеброй операторов Хаббарда [48,50,51]. Вывод дисперсионного уравнения подробно изложен в работах [53,57,59]. Дисперсион-



Линия компенсации спинов подрешеток при $z = 4$.

ное уравнение, определяющее спектры магнонов, справедливо при произвольном соотношении материальных констант. В рассматриваемом нами случае $T \rightarrow 0$.

В рассматриваемой нами системе существуют три ветви элементарных возбуждений: две „поперечные“ ветви возбуждений, связанные с прецессией магнитных моментов подрешеток, и одна „продольная“, связанная с изменением модуля магнитного момента подрешетки с $S = 1$. Наибольший интерес представляет продольная ветвь возбуждений, которая определяется квадрупольными параметрами порядка, и квантовым сокращением спина. Спектр этой ветви в общем случае имеет вид

$$\varepsilon_1^2(k) = (E_{1-1} + K_k) \left(E_{1-1} + K_k + 2(J_k^{(2)} - K_k) \sin^2 2\alpha \right), \quad (9)$$

где

$$E_{1-1} = E_1 - E_{-1} = -K_0 - 2(J_0^{(2)} - K_0) \cos^2 2\alpha + \frac{A_0}{2} \cos 2\alpha + \frac{\beta}{2} \sin 2\alpha.$$

Учитывая, что в окрестности линии компенсации среднее значение магнитного момента подрешетки с $S = 1$

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha = \frac{|A_0|}{\beta + 4(K_0 - J_0^{(2)})} = \frac{1}{2},$$

спектр „продольных“ возбуждений примет вид

$$\varepsilon_1^2(k) = \left(-\frac{1}{2}(J_0^{(2)} - K_0) - \frac{|A_0|}{4} - \frac{\sqrt{3}\beta}{4} - (K_0 - K_k) \right) \times \left(-\frac{|A_0|}{4} - \frac{\sqrt{3}\beta}{4} - (K_0 - K_k) + (J_k^{(2)} - K_k) \right).$$

Используя уравнение (9) спектр продольных возбуждений ε_1 можно представить в виде

$$\varepsilon_1^2(k) \approx \left((K_0 - K_k) + \frac{\beta}{4}(\sqrt{3} - 1) \right) \left(\frac{|A_0|}{2} + \frac{\beta}{4}(\sqrt{3} + 1) \right). \quad (10)$$

Из (10) следует, что энергетическая щель в спектре продольных возбуждений пропорциональна константе одноионной анизотропии, но усиленной межподрешеточным обменным взаимодействием. Такое поведение энергии активации характерно для антиферромагнетиков. Следовательно, в окрестности линии (поверхности) компенсации негеизенберговский сильно анизотропный ферромагнетик ведет себя как антиферромагнетик [20,52]

Кроме рассмотренной продольной ветви возбуждений, в системе существуют и две „поперечные“ ветви элементарных возбуждений. Эти возбуждения связаны с прецессионным движением спинов подрешеток с $S = 1$ и $\sigma = 1/2$ соответственно. Энергии этих возбуждений определяются решениями биквадратного уравнения

$$\varepsilon^4(k) + b(k)\varepsilon^2(k) + c(k) = 0, \quad (11)$$

где

$$b(k) = \left[\left(\frac{A_k}{2} \right)^2 \cos 2\alpha - \left(E_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} + \frac{J_k^{(1)}}{2} \right)^2 - (E_{10} + J_k^{(2)})^2 + (J_k^{(2)} - K_k)^2 \sin^2 2\alpha \right],$$

$$c(k) = \left(E_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} + \frac{J_k^{(1)}}{2} \right)^2 \left[(E_{10} + J_k^{(2)})^2 - (J_k^{(2)} - K_k)^2 \sin^2 2\alpha \right] + \left(\frac{A_k}{2} \right)^2 \left[\frac{1}{4} \left(\frac{A_k}{2} \right)^2 \cos^2 2\alpha - \left(E_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} + \frac{J_k^{(1)}}{2} \right) \left(E_{10} + J_k^{(2)} - (J_k^{(2)} - K_k) \sin^2 2\alpha \right) \right],$$

$$E_{10} = -K_0 - (J_0^{(2)} - K_0) \cos^2 2\alpha + \frac{A_0}{4} \cos 2\alpha$$

$$- \frac{\beta}{4} (1 - \sin 2\alpha); \quad E_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = -\frac{J_0^{(1)}}{2} + \frac{A_0}{2} \cos 2\alpha.$$

Решения уравнения (11) можно представить в виде

$$\varepsilon_{2,3}^2(k) = \frac{|b(k)|}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{b(k)}{2} \right)^2 - c(k)}. \quad (12)$$

Решения уравнения (11) имеют довольно громоздкий вид, который затрудняет анализ этих решений, поэтому мы их здесь приводить не будем, но проанализировать спектры ε_2 и ε_3 можно из следующих соображений.

Учитывая, что в окрестности поверхности компенсации спинов подрешеток $\cos 2\alpha = 1/2$, $\sin 2\alpha = -\sqrt{3}/2$, можно показать, что коэффициенты $c(k)$ и $b(k)$ уравнения (11) в длинноволновом пределе (при $k \rightarrow 0$) имеют

вид

$$c(0) \approx \left(\frac{1 + \sqrt{3}/2}{16} |A_0| \beta \right)^2, \quad b(0) = -\frac{1 + \sqrt{3}/2}{4} |A_0| \beta.$$

Выделяя в решениях (12) явную зависимость от волнового вектора (в длинноволновом пределе при $k \rightarrow 0$), получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_{2,3}^2(k) &= \frac{|b(0)|}{2} \pm \frac{|b(0)|}{2} \sqrt{1 - \alpha k^2} \\ &\approx \frac{|b(0)|}{2} \pm \frac{|b(0)|}{2} \left(1 - \frac{\alpha k^2}{2} \right). \end{aligned}$$

Таким образом, одна из ветвей „поперечных“ возбуждений является безщелевой и пропорциональна k ($\varepsilon_2(k) \sim k$), а во второй ветви появляется энергетическая щель $b(0)$ ($\varepsilon_3(0) \sim |b(0)|$), которая пропорциональна константе одноионной анизотропии, усиленной межподрешеточным обменным взаимодействием.

5. Обсуждение результатов

В работах [34,50–52] было показано, что в анизотропном негеизенберговском ферримагнетике (со слабой одноионной анизотропией $\beta \ll J, K$), как и в изотропном, в зависимости от соотношений обменных интегралов возможна реализация как фазы, характеризуемой дипольным параметром порядка (FiM-фаза), так и фаза, характеризуемая как векторным, так и тензорными параметрами порядка (QFiM-фаза). Причем, в слабоанизотропном ферримагнетике, в отличие от изотропного случая, область существования QFiM фазы возрастает, что связано с влиянием одноионной анизотропии, которая, как и биквадратичное обменное взаимодействие стремится установить квадрупольный (или нематический) порядок. Кроме того, влияние даже малой (в сравнении с обменными взаимодействиями) одноионной анизотропии приводит к изменению типа фазового перехода между FiM- и QFiM-фазами.

Как показано в данной работе, влияние большой одноионной анизотропии типа „легкая плоскость“ ($\beta \gg J, K$) приводит к тому, что реализация истинно ферримагнитного состояния, характеризуемого векторными параметрами порядка подрешеток ($\langle S^z \rangle$, $\langle \sigma^z \rangle$) становится невыгодным, и в системе реализуется только квадрупольно-ферримагнитное упорядочение. Это состояние устойчиво при любых соотношениях обменных интегралов, т.е. оно существует как при $J > K$, так и в противоположном случае. Это фазовое состояние характеризуется как векторными, так и тензорными параметрами порядка, такими, что

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha < 1, \quad \langle \sigma^z \rangle = 1/2, \quad q_2^0 = 1, \quad q_2^2 = \sin 2\alpha < 1.$$

Наличие подрешетки $\sigma = 1/2$ и обменного взаимодействия между подрешетками, приводит к тому, что в

подрешетке $S = 1$ никогда не реализуется нематическое состояние, т.е. $\langle S^z \rangle \neq 0$, $q_2^2 \neq 1$.

Необходимо также отметить, что учет в подрешетке $S = 1$ большой одноионной анизотропии типа „легкая плоскость“ и биквадратичного обменного взаимодействия приводит к тому, что в системе, при определенном соотношении материальных параметров, возникает линия (поверхность) компенсации спинов подрешеток. Причем, уравнение этой линии (см. (7), (8)) в точности совпадает с аналогичным уравнением линии компенсации слабоанизотропного негеизенберговского ферримагнетика [52]. Следовательно, основным механизмом компенсации спинов подрешеток является биквадратичное обменное взаимодействие.

Кроме того, нами исследовано поведение спектров возбуждений ферримагнетика в окрестности линии компенсации спинов. Как показали эти исследования, спектры элементарных возбуждений, в окрестности этой линии, ведут себя „антиферроподобно“.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00054).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Slavin, V. Tiberkevich. IEEE Trans. Magn. **45**, 1875 (2009). <https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2009935>
- [2] S.D. Bader, S.S.P. Parkin, J.S. Langer. Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **1**, 71 (2010). <http://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123>
- [3] V.V. Kruglyak, S. Demokritov, D. Grundler. J. Phys. D **43**, 264001 (2010). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/260301>
- [4] A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands. Nature Phys. **11**, 453 (2015). <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
- [5] H.V. Gomonay, V.M. Loktev. Low Temp. Phys. **40**, 17 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4862467>
- [6] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015005>
- [7] M.B. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffmann. Phys. Lett. A **382**, 865 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.01.008>
- [8] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Ивнов, М.В. Четкин. УФН **146**, 416 (1985).
- [9] B.A. Ivanov, D.D. Sheka. Phys. Rev. Lett. **72**, 404 (1994).
- [10] Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов. Письма ЖЭТФ **61**, 495 (1995).
- [11] H.V. Gomonay, V.M. Loktev. Phys. Rev. B **81**, 144427 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.144427>
- [12] O.A. Tretiakov, D. Clarke, G-W. Chern, Y.B. Bazaliy, O. Tchernyshyov. Phys. Rev. Lett. **100**, 127204 (2008). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.127204>

- [13] E.G. Galkina, B.A. Ivanov, S. Savel'ev, F. Nori. *Phys. Rev. B* **77**, 134425 (2008). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.134425>
- [14] O. Gomonay, T. Jungwirth, J. Sinova. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 017202 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.017202>
- [15] E.G. Galkina, B.A. Ivanov. *Low Temp. Phys.* **44**, 618 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5041427>
- [16] R. Cheng, D. Xiao, A. Brataas. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 207603 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.207603>
- [17] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tyberkevych, B.A. Ivanov, A. Slavin. *Sci. Rep.* **7**, 43705 (2017). <https://doi.org/10.1038/srep43705>
- [18] R.V. Ovcharov, E.G. Galkina, B.A. Ivanov, R.S. Khymyn. *Phys. Rev. Appl.* **18**, 024047 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.024047>
- [19] Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. *ЖЭТФ* **84**, 370 (1983).
- [20] B.A. Ivanov. *Low Temp. Phys.* **45**, 935 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5121265>
- [21] E.G. Galkina, N.E. Kulagin, B.A. Ivanov. *Ann. Phys.* **447**, Part 2, 169080 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.aop.2022>
- [22] K.-J. Kim, S.K. Kim, Y. Hirata, Se-Hyeok Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W.S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, T. Ono. *Nature Mater.* **16**, 1187 (2017). <https://doi.org/10.1038/nmat4990>
- [23] Е.Г. Галкина, К.Э. Заспел, Б.А. Иванов, Н.Е. Кулагин, Л.Н. Лерман. Письма ЖЭТФ **110**, 474 (2019) <https://doi.org/10.1134/S0370274X1919007X>
- [24] S.K. Kim, Y. Tserkovnyak. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 032401 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4985577>
- [25] С.Е. Заспел, Е.Г. Галкина, В.А. Иванов. *Phys. Rev. Appl.* **12**, 044019 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.12.044019>
- [26] Lisenkov, R. Khymyn, J. Åkerman, N.X. Sun, B.A. Ivanov. *Phys. Rev. B* **100**, 100409(R) (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.100409>
- [27] Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Nature London* **472**, 205 (2011). <https://doi.org/10.1038/nature09901>
- [28] T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Nature Commun.* **3**, 666 (2012). <https://doi.org/10.1038/ncomms1666>
- [29] J.H. Mentink, J. Hellsvik, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, O. Eriksson, M.I. Katsnelson, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 057202 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.057202>
- [30] В.Г. Барьяхтар, В.И. Бутрим, Б.А. Иванов. Письма ЖЭТФ **98**, 327 (2013). <https://doi.org/10.1134/S0021364013180057>
- [31] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, Th. Rasing. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2731>
- [32] B.A. Ivanov. *Low Temp. Phys.* **40**, 91 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4865565>
- [33] Т. Moriya. *Phys. Rev.* **117**, 635 (1960).
- [34] Ю.А. Фридман, О.А. Космачев. ФТТ **51**, 1104 (2009). DOI: 10.1134/S1063783409060146
- [35] E.G. Galkina, V.I. Butrim, Yu.A. Fridman, B.A. Ivanov, Franco Nori. *Phys. Rev. B* **88**, 144420 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.144420>
- [36] E.G. Galkina, B.A. Ivanov, V.I. Butrim. *Low Temp. Phys.* **40**, 635 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4890989>
- [37] Э.Л. Нагаев. УФН **136**, 61 (1982).
- [38] V.M. Loktev, V.S. Ostrovskii. *Low Temp. Phys.* **20**, 775 (1994).
- [39] Yu.N. Mitsay, Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, M.S. Kochmanski. *Acta Phys. Pol.* **97**, 355 (2000). <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.97.355>
- [40] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev. *JMMM* **236**, 272 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(01\)00464-4](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00464-4)
- [41] А.Ф. Фадеев, И.Г. Гришук. ЖЭТФ **87**, 467 (1984).
- [42] Э.Л. Нагаев. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. Наука, М. (1988). 231 с.
- [43] B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk. *Phys. Rev. B* **68**, 052401 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.052401>
- [44] N. Papanikolaou. *Nucl. Phys. B* **305**, 367 (1988).
- [45] A.V. Chubukov. *J. Phys. Condens. Matter* **2**, 1593 (1990).
- [46] V.G. Bar'yakhtar, V.I. Butrim, A.K. Kolezhuk, B.A. Ivanov. *Phys. Rev. B* **87**, 224407 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.224407
- [47] E.G. Galkina, B.A. Ivanov, O.A. Kosmachev, Yu.A. Fridman. *Low Temp. Phys.* **41**, 382 (2015). <http://dx.doi.org/10.1063/1.4921470>
- [48] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, Ph.N. Klevets. *JMMM* **320**, 435 (2008). DOI: 10.1016/j.jmmm.2007.07.001
- [49] A. Läuchli, G. Schmid, S. Trebst. *Phys. Rev. B* **74**, 144426 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.144426>
- [50] A.V. Krivtsova, Ya.Yu. Matyunina, E.A. Polyanskaya, O.A. Kosmachev, Yu.A. Fridman. *JMMM* **513**, 167178 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167178>
- [51] А.В. Кривцова, Я.Ю. Матюнина, Ю.А. Фридман. ЖЭТФ **158**, 334 (2020). DOI: 10.1134/S1063776120060059
- [52] О.А. Космачев, Я.Ю. Матюнина, Ю.А. Фридман. ЖЭТФ **162**, 406 (2022). DOI: 10.1134/S1063776122090059
- [53] В.В. Вальков, Т.А. Валькова, С.Г. Овчинников. ЖЭТФ, **88**, 550 (1985).
- [54] В.В. Вальков. ТМФ **76**, 143 (1988).
- [55] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. М., Наука (1982). Т. 8. 621 с.
- [56] В.В. Вальков, С.Г. Овчинников. Квазичастицы в сильно коррелированных системах. Изд-во СО РАН, Новосибирск (2001). 277 с.
- [57] Р.О. Зайцев. ЖЭТФ **68**, 207 (1975).
- [58] Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман. ТМФ **81**, 263 (1989).
- [59] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, Ph.N. Klevets. *JMMM* **325**, 125 (2013). <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.08.027>

Редактор Т.Н. Василевская