

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.44

СПИНОВЫЙ НЕМАТИК В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2024 г. Я. Ю. Матюнина^а, О. А. Космачев^а, Ю. А. Фридман^{а, *}

^аКрымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
пр. Вернадского, 4, Симферополь, Республика Крым, 295006 Россия

*e-mail: yuriiifridman@gmail.com

Поступила в редакцию 30.11.2023 г.

После доработки 25.12.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2024 г.

В приближении среднего поля исследована возможность существования нематического состояния в сильном магнитном поле в ферромагнетике с большим биквадратичным обменным взаимодействием и спином магнитного иона $S=1$. Исследован случай как изотропного, так и анизотропного негейзенберговского ферромагнетика. Исследована трансформация геометрического образа спинового нематика в зависимости от величины магнитного поля.

Ключевые слова: внешнее магнитное поле, биквадратичное обменное взаимодействие, квадрупольный эллипсоид, тензорные параметры порядка

DOI: 10.31857/S0015323024050053, **EDN:** XWZDNF

ВВЕДЕНИЕ

Понятие “нематик” появилось в конце XIX века в связи с открытием жидкокристаллических фаз. Жидкие кристаллы сочетают в себе, казалось бы, взаимоисключающие свойства, т.е. как свойства жидкости (отсутствие кристаллической решетки, текучесть), так и кристалла (анизотропия). Почти столетие такие состояния считали экзотическими, прежде чем они стали повсеместными в технике [1, 2]. Термин “спиновый нематик” отражает тот факт, что в такой системе имеет место некоторое промежуточное состояние [3, 4], которое характеризуется определенным спиновым упорядочением, не связанным с нарушением симметрии относительно обращения времени ($t \rightarrow -t$). Это состояние связано со спиновым мультипольным (например, квадрупольным) упорядочением, и спонтанное нарушение симметрии определяется бесследовым тензором второго ранга:

$$Q_{\alpha\beta} = S_{\alpha}S_{\beta} + S_{\beta}S_{\alpha} - \delta_{\alpha\beta}[S(S+1)/3],$$

где S_{α} ($\alpha = x, y, z$) – проекции оператора спина [3, 5–8]. Средние значения компонент этого тензора определяют параметры порядка. Такие состояния с мультипольным упорядочением реализуются в сильно коррелированных магнитных материалах [7–11], в фрустрированных магнетиках со спином $\frac{1}{2}$ [12–21] и в ультрахолодных атомарных газах [22].

Состояние спинового нематика может возникать из-за корреляции спинов на различных узлах. При этом симметрия относительно отражения времени для всей системы не нарушена [14]. Вероятно, такие состояния обнаружены для низкоразмерного магнетика LiCuVO_4 [5, 14, 23]. Не менее интересна возможность реализации нематических состояний за счет существования спиновых мультипольных параметров порядка, в которые входят произведения средних значений проекций оператора спина на одном и том же узле.

Так, для магнетиков со спином магнитного иона $S=1$ реализация нематического упорядочения определяется большим биквадратичным обменным взаимодействием. В стандартных магнитных системах биквадратичный обмен обычно считается малым по сравнению с билинейным (гейзенберговским) обменным взаимодействием. Однако анализ результатов экспериментов с магнитными материалами на основе никеля [4, 24] и бозе-конденсатом ультрахолодных атомов [25, 26] показывают, что биквадратичное спин-спиновое взаимодействие имеет важное значение. Спиновые нематики обладают интересными динамическими свойствами. В них возникают дополнительные ветви спиновых колебаний. Эти возбуждения связаны с изменением длины вектора магнитного момента и являются слабо затухающими [7, 27–30]. В послед-

нее время большое внимание уделяется также нелинейным явлениям в спиновых нематиках, см., напр., [24, 31].

Свойства спиновых нематиков обычно исследуют для изотропных магнитоупорядоченных систем (со спином $S \geq 1$) в отсутствие внешнего магнитного поля [3, 7, 27, 32, 34–36, 38–40]. В работах [33, 37] было исследовано влияние внешнего магнитного поля на свойства изотропных магнетиков с билинейным и биквадратичным обменными взаимодействиями. Понятно, что включение внешнего магнитного поля приведет к возникновению ненулевого магнитного момента. В работах [41–43] рассматривали влияние магнитного поля на динамические свойства и стабильность фазовых состояний 1D-магнетиков со спином магнитного иона $S=1$ с учетом различных релятивистских взаимодействий (одноионная анизотропия, магнитоупругое взаимодействие). В работе [44] рассмотрено влияние внешнего поля и температуры на динамические свойства и фазовые состояния негейзенберговского магнетика со спином единица, при наличии взаимодействия Дзялошинского–Мории. Также активно исследуется возможность реализации нематических состояний во фрустрированных магнитоупорядоченных системах со спином магнитного иона $S=1/2$ и влияние магнитного поля на это состояние [45–47]. Необходимо отметить, что реализация состояния спинового нематика в этом случае связана с ненулевыми разноузельными спиновыми корреляторами. Однако вопрос о влиянии внешнего магнитного поля на устойчивость (и трансформацию) нематического состояния в 3D-магнетиках со спином магнитного иона $S=1$, и учетом биквадратичного обменного взаимодействия остается открытым. Таким образом, целью данной работы является исследование трансформации нематического состояния в 3D-ферромагнетике с $S=1$ в сильном магнитном поле.

В данной работе исследуется трансформация геометрического образа нематического состояния в спиновом пространстве в зависимости от внешнего магнитного поля, а также устойчивость нематической фазы как изотропного, так и анизотропного (с одноосной одноионной анизотропией) негейзенберговского магнетика с большим биквадратичным обменным взаимодействием в сильном магнитном поле.

ИЗОТРОПНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИК С $S=1$ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим изотропный спиновый нематик со спином магнитного иона $S=1$ с квадратной решеткой во внешнем поле. Изотропная

система не имеет выделенного направления, и, следовательно, направление оси квантования (оси OZ) может быть выбрано произвольно, поэтому удобно связать ее с ориентацией внешнего магнитного поля. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J(n-n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}) - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} K(n-n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^2 - H \sum_n S_n^z, \quad (1)$$

где $J, K > 0$ – константы билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий, соответственно; H – внешнее магнитное поле в энергетических единицах; S_n^i ($i = x, y, z$) – i -я компонента спинового оператора в узле n . Мы предполагаем, что $K > J$.

Аналогичная модель численно исследована в работе [48] для случая конечных температур. В настоящей работе проводится аналитический анализ структуры нематического состояния при $T \rightarrow 0^\circ\text{K}$. Это позволит выявить влияние магнитного поля на квантовые эффекты, исключив влияние тепловых флуктуаций.

В отсутствие внешнего поля в системе реализуется хорошо изученное [27, 30, 33, 34, 37, 40] нематическое состояние, которое характеризуется следующими параметрами порядка:

$$\begin{aligned} \langle S^z \rangle &= 0, \quad q_2^0 = 3 \langle (S^z)^2 \rangle - 2 = 1, \\ q_2^2 &= \langle (S^x)^2 \rangle - \langle (S^y)^2 \rangle = -1, \\ \langle (S^z)^2 \rangle &= \langle (S^y)^2 \rangle = 1, \quad \langle (S^x)^2 \rangle = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Соотношения (2) можно трактовать как результат вычисления квазисредних Боголюбова при бесконечно малом поле.

Как видно из соотношений (2), геометрическим образом нематической фазы является бесконечно тонкий диск, ориентированный в плоскости ZOY в спиновом пространстве (рис. 1). Вектор-директор в этом случае ориентирован по оси OX , т.е. перпендикулярен плоскости нематического диска:

$$\langle (S^x)^2 \rangle = 0, \quad \langle (S^z)^2 \rangle = \langle (S^y)^2 \rangle = 1.$$

При этом из соотношений (2) следует, что спонтанное нарушение вращательной симметрии связано с компонентами тензора $Q_{\alpha\beta}$.

Энергия основного состояния в нематической фазе, при $H = 0$, равна $E_{\text{gs}} = -\frac{K_0}{3}$, а

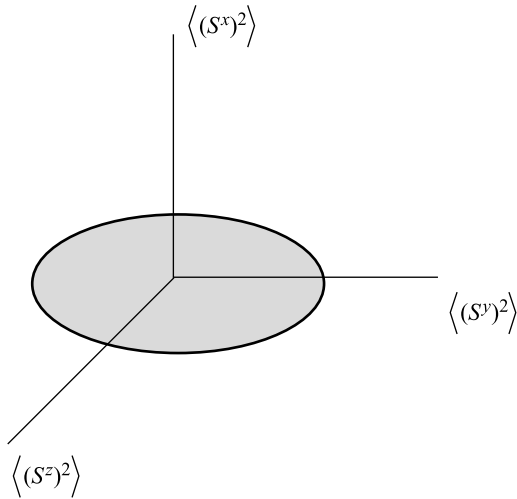


Рис. 1. Бесконечно тонкий диск.

волновая функция основного состояния имеет вид: $|\Psi_{gs}\rangle = \frac{|1\rangle - |-1\rangle}{\sqrt{2}}$.

Рассмотрим теперь, как изменится нематическое состояние при включении внешнего магнитного поля, т.е. ситуацию, описываемую гамильтонианом (1).

В этом случае ситуация более интересная. Используя приближение среднего поля, можно показать, что в присутствии внешнего магнитного поля энергия основного состояния имеет вид:

$$E_{gs} = -\frac{K_0}{3} - H \cos 2\alpha + \frac{1}{2}(K_0 - J_0) \cos^2 2\alpha, \quad (3)$$

а вектор состояния можно представить, как

$$|\Psi_{gs}\rangle = \cos \alpha |1\rangle + \sin \alpha |-1\rangle.$$

Здесь J_0, K_0 – нулевые фурье-компоненты констант билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий, соответственно; α – параметр обобщённого u–v-преобразования (параметр $\alpha < 0$) [49], который определяется уравнением

$$H \sin 2\alpha - (K_0 - J_0) \sin 2\alpha \cos 2\alpha = 0. \quad (4)$$

Кроме того, этот параметр связан как с дипольным параметром порядка, так и нематическими

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

Как следует из соотношений (3) и (4), выражение для параметра α имеет вид:

$$\cos 2\alpha = \frac{H}{K_0 - J_0}. \quad (5)$$

Таким образом, включение внешнего магнитного поля приводит к возникновению дипольного параметра порядка, т.е. магнитного момента, параллельного магнитному полю и линейно зависящего от магнитного поля:

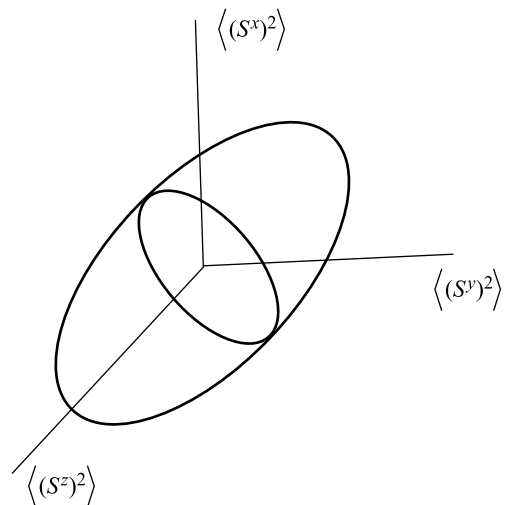
$$\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha = \frac{H}{K_0 - J_0}.$$

Возникает вопрос, можно ли данное состояние считать нематической фазой, или это некое метастабильное (промежуточное) состояние? Как уже отмечали, нематическое упорядочение характеризуется спонтанным нарушением вращательной симметрии, которое связано со спиновыми квадрупольными параметрами $\langle Q_{ik} \rangle = \langle S_i S_k + S_k S_i \rangle$, $i, k = x, y, z$ [27, 30, 32–40]. Следовательно, необходимо исследовать поведение компонент тензора квадрупольных моментов при $H \neq 0$. Простые вычисления позволяют определить одноузловые квадратичные корреляторы компонент спиновых операторов:

$$\begin{aligned} \langle (S^x)^2 \rangle &= \frac{1}{2}(1 + \sin 2\alpha), \\ \langle (S^y)^2 \rangle &= \frac{1}{2}(1 - \sin 2\alpha), \quad \langle (S^z)^2 \rangle = 1. \end{aligned}$$

Как видно из этих соотношений, включение магнитного поля приводит к трансформации плоского диска (при $H = 0$ – рис. 1) в двухосный эллипсоид (рис. 2), оси которого $\langle (S^i)^2 \rangle$ соотносятся как

$$\langle (S^z)^2 \rangle > \langle (S^y)^2 \rangle > \langle (S^x)^2 \rangle.$$

Рис. 2. Двухосный эллипсоид $\langle (S^z)^2 \rangle > \langle (S^y)^2 \rangle > \langle (S^x)^2 \rangle$.

При этом вектор-директор ориентирован вдоль оси OX . Параметры порядка определяются соотношениями (2), и в рассматриваемом случае принимают вид:

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha = \frac{H}{K_0 - J_0}, \quad q_2^0 = 1, \quad q_2^2 = \sin 2\alpha.$$

Таким образом, в магнетике с сильным биквадратичным обменным взаимодействием спонтанное нарушение вращательной симметрии сохраняется и при наличии магнитного поля. Нематическое состояние является устойчивым во внешнем поле, при полях $H < K_0 - J_0$. Магнитное поле при этом трансформирует квадрупольный эллипсоид, понижая его симметрию, и приводит к ориентации вектор-директора в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Если поле достигает величины $H_C = K_0 - J_0$, то среднее значение магнитного момента достигает насыщения $\langle S^z \rangle = \cos 2\alpha = 1$, а остальные параметры порядка принимают значения $q_2^0 = 1, q_2^2 = 0$. Следовательно, при этом значении поля $\langle (S^x)^2 \rangle = \langle (S^y)^2 \rangle = \frac{1}{2}; \langle (S^z)^2 \rangle = 1$, т.е. квадрупольный эллипсоид становится одноосным (эллипсоидом вращения), и при поле H_C магнетик переходит в парамагнитную фазу.

АНИЗОТРОПНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИК С $S=1$ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим теперь влияние одноосной анизотропии на устойчивость нематического состояния во внешнем магнитном поле. Как и ранее предполагается, что спин магнитного иона $S=1$, константа биквадратичного обмена превосходит константу билинейного обмена ($K > J$), и температура близка к нулю ($T \rightarrow 0^0 K$).

Рассмотрим вначале одноионную анизотропию типа “легкая ось”. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\mathcal{H} = -H \sum_n S_n^z - \beta \sum_n (S_n^z)^2 - \frac{1}{2} \sum_{n_1 \neq n_2} [J(n - n')(S_{n_1} S_{n_2}) + K(n - n')(S_{n_1} S_{n_2})^2]. \quad (6)$$

Здесь $\beta > 0$ — константа одноионной анизотропии типа “легкая ось”, легкая ось — ось OZ . Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии.

Вначале рассмотрим случай $H = 0$. Энергия основного состояния равна $E_{gs} = -\frac{K_0}{3} - \beta$, а волновая функция основного состояния совпадает с волновой функцией изотропного спино-

вого нематика. Параметры порядка в этом случае имеют вид, определяемый соотношениями (2). Таким образом, в нулевом поле анизотропия типа “легкая ось” не изменяет состояния спинового нематика, а геометрическим образом этого состояния в спиновом пространстве является бесконечно тонкий диск, лежащий в плоскости ZOY (рис. 1).

Как показывают достаточно простые вычисления, включение внешнего поля, параллельного оси анизотропии, приводит к тем же результатам, что и в изотропном случае. При этом энергия основного состояния естественно отличается от выражения (3) и имеет вид:

$$E_{gs} = -\frac{K_0}{3} - \beta - H \cos 2\alpha + \frac{1}{2}(K_0 - J_0) \cos^2 2\alpha.$$

Параметр α , как и ранее, имеет смысл параметра $u-v$ -преобразования и определяется уравнением:

$$\left[H + \left(J_0 - \frac{K_0}{2} \right) \langle S^z \rangle \right] \sin 2\alpha = \frac{K_0}{2} q_2^2 \cos 2\alpha.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\cos 2\alpha = \frac{H}{K_0 - J_0}.$$

Параметры порядка в этом случае равны:

$$\begin{aligned} \langle S^z \rangle &= \cos 2\alpha = \frac{H}{K_0 - J_0}, \\ q_2^0 &= 1, \quad q_2^2 = \sin 2\alpha, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{где } \langle (S^x)^2 \rangle = \frac{1}{2}(1 + \sin 2\alpha);$$

$$\langle (S^y)^2 \rangle = \frac{1}{2}(1 - \sin 2\alpha); \quad \langle (S^z)^2 \rangle = 1.$$

Как следует из соотношений (7), в анизотропном случае состояние спинового нематика сохраняется в достаточно сильном магнитном поле, вплоть до $H_C = K_0 - J_0$. Включение поля приводит к трансформации геометрического образа нематического состояния: бесконечно тонкий диск, лежащий в плоскости ZOY (при $H = 0$), преобразуется в двухосный эллипсоид (рис. 2) при $H < K_0 - J_0$. Как и в изотропном случае, в легкоосном нематике магнитное поле не приводит к изменению ориентации квадрупольного эллипсоида в спиновом пространстве. При достижении критического поля H_C система переходит в парамагнитную фазу, а двухосный эллипсоид трансформируется в одноосный.

Аналогичные результаты можно достаточно просто получить и для магнетика с одноионной анизотропией типа “легкая плоскость”. Для

простоты вычислений рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно базисной плоскости. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\mathcal{H} = -H \sum_n S_n^x + \beta \sum_n (S_n^x)^2 - \frac{1}{2} \sum_{n_1 \neq n_2} \left[J(n - n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}) + K(n - n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^2 \right]. \quad (8)$$

Здесь $\beta > 0$ – константа легкоплоскостной анизотропии, базисной плоскостью является плоскость ZOY , магнитное поле перпендикулярно этой плоскости. Как и ранее $K > J$, но магнитное поле в данном случае направлено параллельно оси OX .

При $H = 0$ мы получаем стандартную ситуацию: в системе реализуется нематическое состояние с параметрами порядка $\langle (S^z)^2 \rangle = 0$, $q_2^0 = 1$, $q_2^2 = -1$, а квадрупольный эллипсоид представляет собой бесконечно тонкий диск, лежащий в плоскости ZOY , т.е. $\langle (S^x)^2 \rangle = 0$; $\langle (S^y)^2 \rangle = 1$; $\langle (S^z)^2 \rangle = 1$ (рис. 1).

При включении внешнего поля вдоль оси OX возникает ненулевой магнитный момент, параллельный направлению поля, т.е. $\langle S^x \rangle \neq 0$. Энергия основного состояния имеет вид:

$$E_{\text{gs}} = -\frac{K_0}{3} + \beta - H \cos 2\alpha + \frac{1}{2} (K_0 - J_0) \cos^2 2\alpha,$$

где, как и ранее, α – параметр $u-v$ -преобразования, который теперь определяется уравнением

$$\left(H + \left(J_0 - \frac{K_0}{2} \right) \langle S^x \rangle \right) \sin 2\alpha = \frac{K_0}{4} (q_2^0 + q_2^2) \cos 2\alpha.$$

Решение этого уравнения (или же уравнения на минимум энергии основного состояния) позволяет определить параметр α :

$$\cos 2\alpha = \frac{H}{K_0 - J_0}. \quad (9)$$

Параметры порядка, определенные соотношением (2), в этом случае имеют вид:

$$\langle S^x \rangle = \cos 2\alpha, \quad q_2^0 = \frac{3 \sin 2\alpha - 1}{2}, \quad q_2^2 = \frac{1 + \sin 2\alpha}{2}.$$

Включение внешнего поля приводит к тому, что геометрическим образом данного состояния в спиновом пространстве становится двухосный эллипсоид (рис. 3) с осями:

$$\begin{aligned} \langle (S^x)^2 \rangle &= 1, \quad \langle (S^y)^2 \rangle = \frac{1}{2}(1 - \sin 2\alpha), \\ \langle (S^z)^2 \rangle &= \frac{1}{2}(1 + \sin 2\alpha). \end{aligned} \quad (10)$$

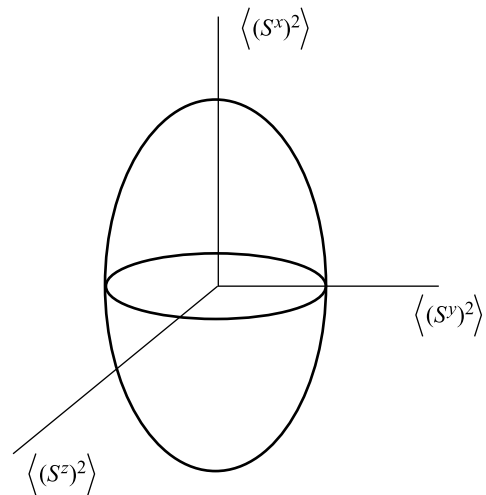


Рис. 3. Двухосный эллипсоид $\langle (S^x)^2 \rangle > \langle (S^y)^2 \rangle > \langle (S^z)^2 \rangle$.

Оси эллипсоида соотносятся как $\langle (S^x)^2 \rangle > \langle (S^y)^2 \rangle > \langle (S^z)^2 \rangle$ (здесь учтено, что $\alpha < 0$). Вектор-директор при этом направлен вдоль оси OZ (рис. 3). Как видно из выражений (10), для одноузельных двухспиновых корреляторов в системе реализуется нематическое состояние даже при ненулевом магнитном поле, меньшем некоторого критического. При этом влияние магнитного поля на нематическое состояние легкоплоскостного магнетика приводит не только к трансформации квадрупольного эллипсоида, но и к повороту его главной оси в спиновом пространстве. Из выражения (9) для $\langle S^x \rangle$ следует, что при достижении критического значения магнитного поля $H_c = K_0 - J_0$, намагниченность достигает насыщения ($\langle S^x \rangle = 1$).

При этом $\sin 2\alpha = 0$, а это означает, что квадрупольный эллипсоид становится эллипсоидом вращения, т.е. $\langle (S^x)^2 \rangle = 1$, $\langle (S^y)^2 \rangle = \langle (S^z)^2 \rangle = \frac{1}{2}$. Таким образом, при $H = H_c$ магнетик переходит в парамагнитное состояние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследована трансформация геометрического образа нематического состояния в спиновом пространстве в зависимости от внешнего магнитного поля. Показано, что как в изотропном, так и в анизотропном спиновом нематике внешнее магнитное поле сохраняет нематическое состояние в случае преобладающего биквадратичного обменного взаимодействия даже при наличии внешнего магнитного поля.

Геометрический образ спинового нематика со спином магнитного иона $S=1$ трансформируется от бесконечно тонкого диска (при $H = 0$) к двухосному эллипсоиду (при $H \neq 0$), при этом ориентация малых полуосей эллипсоида определяется направлением магнитного поля. Эта ситуация присуща как изотропной системе, так и при наличии одноосной анизотропии. Такое поведение одноузельных спиновых корреляторов (определяющих тензорные параметры порядка) свидетельствует о сохранении нематического состояния даже при достаточно больших магнитных полях.

При достижении критического значения магнитного поля $H_c = K_0 - J_0$ (являющегося, фактически, обменным полем) квадрупольный эллипсоид становится эллипсоидом вращения, т.е. его малые полуоси сравниваются. Это означает, что при таком значении магнитного поля спиновый нематик переходит в парамагнитное состояние с максимально возможным значением магнитного момента.

Необходимо отметить, что этот переход происходит при одном и том же значении магнитного поля как в изотропном, так и в анизотропном спиновом нематике.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 23-22-00054 <https://rscf.ru/project/23-22-00054/>, ФГАОУ ВО Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Республика Крым. Авторы благодарят профессора Иванова Б.А. за интересную дискуссию и полезные замечания.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 396 с.
2. Andrienko D. Introduction to liquid crystals // J. Mol. Liq. 2018. V. 267. P. 520–541.
3. Андреев А.Ф., Гришук И.А. Спиновые нематик // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 467–475.
4. Blume M., Hsieh Y.Y. Biquadratic Exchange and Quadrupolar Ordering // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 1249.
5. Zhitomirsky M.E. and Tsunetsugu H. Magnon pairing in quantum spin nematic // Europhys. Lett. 2010. V. 92. № 3. P. 37001.
6. Chandra P., Coleman P. Quantum spin nematics: Moment-free magnetism // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 100.
7. Chubukov A.V. Chiral, nematic, and dimer states in quantum spin chains // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. P. 4693.
8. Michaud F., Vernay F., Mila F. Theory of inelastic light scattering in spin-1 systems: Resonant regimes and detection of quadrupolar order // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 184424.
9. Fradkin E., Kivelson S.A., Lawler M.J., Eisenstein J.P., Mackenzie A.P. Nematic Fermi Fluids in Condensed Matter Physics // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2010. V. 1. P. 153.
10. Chu J.-H., Kuo H.-H., Analytis J.G., Fisher I.R. Divergent nematic susceptibility in an iron arsenide superconductor // Science. 2012. V. 337. P. 710.
11. Fernandes R.M., Chubukov A.V., Schmalian J. What drives nematic order in iron-based superconductors? // Nat. Phys. 2014. V. 10. P. 97.
12. Mila F. Closing in on a Magnetic Analog of Liquid Crystals // Physics. 2017. V. 10. P. 64.
13. Nath R., Tsirlin A.A., Rosner H., Geibel C. Magnetic properties of BaCdVO(PO₄)₂: A strongly frustrated spin-1/2 square lattice close to the quantum critical regime // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 064422.
14. Svistov L.E., Fujita T., Yamaguchi H., Kimura S., Omura K., Prokofiev A., Smirnov A.I., Honda Z., Hagiwara M. New high magnetic field phase of the frustrated $S=1/2$ chain compound LiCuVO₄ // JETP Letters. 2011. V. 93. P. 24–28.
15. Yoshida M., Nawa K., Ishikawa H., Takigawa M., Jeong M., Krämer S., Horvatić M., Berthier C., Matsui K., Goto T., Kimura S., Sasaki T., Yamaura J., Yoshida H., Okamoto Y., Hiroi Z. Slow dynamics and magnon bound states in the high-field phases of volborthite // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 180413(R).
16. Orlova A., Green E.L., Law J.M., Gorbunov D.I., Chandra G., Krämer S., Horvatić M., Kremer R.K., Wosnitza J., Rikken G.L.J.A. Nematic Tomonaga-Luttinger Liquid Phase in an $S=1/2$ Ferromagnetic-Antiferromagnetic Bond-Alternating Chain // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 247201.
17. Povarov K.Y., Bhartiya V.K., Yan Z., Zheludev A. Thermodynamics of a frustrated quantum magnet on a square lattice // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 024413.
18. Bhartiya V.K., Povarov K.Y., Blosser D., Bettler S., Yan Z., Gvasaliya S., Raymond S., Ressouche E., Beauvois K., Xu J., Yokaichiya F., Zheludev A. Presaturation phase with no dipolar order in a quantum ferro-antiferromagnet // Phys. Rev. Research. 2019. V. 1. P. 033078.
19. Landolt F., Bettler S., Yan Z., Gvasaliya S., Zheludev A., Mishra S., Sheikin I., Krämer S., Horvatić M., Gazi-zulina A., Prokhnenko O. Presaturation phase in the frustrated ferro-antiferromagnet Pb₂VO(PO₄)₂ // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 094414.
20. Ranjith K.M., Landolt F., Raymond S., Zheludev A., Horvatić M. NMR evidence against a spin-nematic nature of the presaturation phase in the frustrated magnet SrZnVO(PO₄)₂ // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. 134429.
21. Flavián D., Hayashida S., Huberich L., Blosser D., Povarov K.Y., Yan Z., Gvasaliya S., Zheludev A. Magnetic phase diagram of the linear quantum ferro-antiferromagnet Cs₂Cu₂Mo₃O₁₂ // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 224408.

22. *Andreev A.F. and Lifshitz I.M.* Quantum Theory of Defects in Crystals // *Sov. Phys. JETP*. 1969. V. 29. № 6. P. 1107.
23. *Gen M., Nomura T., Gorbunov D.I., Yasin S., Cong P.T., Dong C., Kohama Y., Green E.L., Law J.M., Henriques M.S., Wosnitza J., Zvyagin A.A., Chervanovskii V.O., Kremer R.K., Zherlitsyn S.* Magnetocaloric effect and spin-strain coupling in the spin-nematic state of LiCuVO_4 // *Phys. Rev. Research*. 2019. V. 1. P. 033065.
24. *Galkina E.G., Ivanov B.A., Butrim V.I.* Longitudinal spin dynamics in nickel fluorosilicate // *Low Temp. Phys.* 2014. V. 40. P. 635.
25. *Stenger J., Inouye S., Stamper-Kurn D.M., Miesner H.-J., Chikkatur A.P., Ketterle W.* Spin domains in ground-state Bose–Einstein condensates // *Nature (London)*. 1998. V. 396. P. 345.
26. *Demler E. and Zhou F.* Spinor Bosonic Atoms in Optical Lattices: Symmetry Breaking and Fractionalization // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 163001.
27. *Космачев О.А., Фридман Ю.А., Галкина Е.Г., Иванов Б.А.* Динамические свойства магнетиков со спином $s=3/2$ и негейзенберговским изотропным взаимодействием // *ЖЭТФ*. 2015. Т. 147. № 2. С. 320.
28. *Bar'yakhtar V.G., Butrim V.I., Kolezhuk A.K., and Ivanov B.A.* Dynamics and relaxation in spin nematics // *Phys. Rev. B*. 2013. V. 87. P. 224407.
29. *Бутрим В.И., Иванов Б.А., Кузнецов А.С.* Критическая динамика и релаксация элементарных возбуждений нематической фазы негейзенберговского магнетика со спином $S=1$ // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т. 92. № 3. С. 172–176.
30. *Fridman Yu.A., Kosmachev O.A., and Klepets Ph.N.* Spin nematic and orthogonal nematic states in $S=1$ non-Heisenberg magnet // *JMMM*. 2013. V. 325. P. 125.
31. *Галкина Е.Г., Иванов Б.А., Космачев О.А., Фридман Ю.А.* Двумерные солитоны в нематической фазе магнетиков с изотропным обменным взаимодействием // *ФНТ*. 2015. Т. 41. С. 490.
32. *Нагаев Е.Л.* Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988. 232 с.
33. *Ivanov B.A. and Kolezhuk A.K.* Effective field theory for the $S=1$ quantum nematic // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 68. P. 052401.
34. *Perelomov A.M.* Generalized coherent states and some of their applications // *Sov. Phys. Usp.* 1977. V. 20. P. 703.
35. *Papanikolaou N.* Unusual phases in quantum spin-1 systems // *Nucl. Phys. B*. 1988. V. 305. P. 367.
36. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков // *УФН*. 1980. Т. 130. С. 39.
37. *Läuchli A., Mila F., and Penc K.* Quadrupolar Phases of the $S=1$ Bilinear-Biquadratic Heisenberg Model on the Triangular Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 087205.
38. *Smerald A. and Shannon N.* Theory of spin excitations in a quantum spin-nematic state // *Phys. Rev. B*. 2013. V. 88. P. 184430.
39. *Fridman Yu.A., Kosmachev O.A., Kolezhuk A.K. and Ivanov B.A.* Spin Nematic and Antinematic States in a Spin-3/2 Isotropic Non-Heisenberg Magnet // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 097202.
40. *Мамсеев В.М.* Квантовый квадрупольный магнетизм и фазовые переходы при биквадратном обмене // *ЖЭТФ*. 1973. Т. 65. С. 1626.
41. *Zvyagin A.A. and Slavin V.V.* Spin nematic ordering in the spin-1 chain system // *Phys. Rev. B*. 2022. V. 106. P. 054429.
42. *Zvyagin A.A., Slavin V.V. and Zvyagina G.A.* Manifestation of spin nematic ordering in the spin-1 chain system // *Phys. Rev. B*. 2023. V. 107. P. 134421.
43. *Bhattacharjee Subhro, Shenoy Vijay B. and Senthil T.* Possible ferro-spin nematic order in NiGa_2S_4 // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. P. 092406.
44. *Chattopadhyay S., Lenz B., Kanungo S., Sushila, Panda S.K., Biermann S., Schnelle W., Manna K., Kataria R., Uhlarz M., Skourski Y., Zvyagin S.A., Ponomaryov A., Herrmannsdörfer T., Patra R., and Wosnitza J.* Pronounced 2/3 magnetization plateau in a frustrated $S=1$ isolated spin-triangle compound: Interplay between Heisenberg and biquadratic exchange interactions // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 100. P. 094427.
45. *Jiang Shengtao (蒋晟韬), Romhányi Judit, White Steven R., Zhitomirsky M.E., and Chernyshev A.L.* Where is the Quantum Spin Nematic? // *Phys. Rev. Lett.* 2023. V. 130. P. 116701.
46. *Sizanov A.V. and Syromyatnikov A.V.* Spin nematic states in antiferromagnets containing ferromagnetic bonds // *Phys. Rev. B*. 2013. V. 87. P. 014410.
47. *Rabuffo Ileana, De Cesare Luigi, D'Auria Alvaro Caramico, and Mercaldo Maria T.* Devlin-like approach to a spin-1 transverse XY model with biquadratic exchange and single-ion anisotropy // *Eur. Phys. J. B*. 2019. V. 92. P. 154.
48. *Tanaka Katsuhiko and Hotta Chisa.* Finite-temperature thermodynamic properties of spin-1 nematics in an applied magnetic field // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 102. P. 140401(R).
49. *Вальков В.В.* Унитарные преобразования группы $U(N)$ и диагонализация многоуровневых гамильтонианов // *ТМФ*. 1988. Т. 76. С. 143.

A SPIN NEMATIC IN A STRONG MAGNETIC FIELD

Ya. Yu. Matyunina¹, O. A. Kosmachev¹, Yu. A. Fridman^{1,*}

¹Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol', Republic of Crimea, 295006 Russia

**e-mail: yurii Fridman@gmail.com*

The possibility of the existence of a spin nematic state a strong magnetic field in a ferromagnetic substance, which exhibits large biquadratic exchange interaction and has a magnetic ion with spin $S = 1$, is investigated within the mean field approximation. The case of both isotropic and anisotropic ferromagnet beyond the Heisenberg model is studied. The transformation of the geometric projection of a spin nematic with respect to the magnetic field strength has been studied.

Keywords: external magnetic field, biquadratic exchange interaction, quadrupole ellipsoid, tensor order parameters