Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 3, с. 172 – 176 © 2010 г. 10 августа

Критическая динамика и релаксация элементарных возбуждений нематической фазы негейзенберговского магнетика со спином $S = 1$

В. И. Бутрим, Б. А. Иванов[*1)], *А. С. Кузнецов*

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, 95007 Симферополь, Украина

[*] *Институт магнетизма НАН Украины, 03142 Киев, Украина*

[*] *Киевский Национальный Университет имени Тараса Шевченко*

Поступила в редакцию 9 июня 2010 г.

Исследованы процессы релаксации элементарных возбуждений (магнонов) в нематической фазе магнетика со спином $S = 1$ в критической точке перехода от нематической фазе к ферромагнитной. Для трехмерного нематика в критической точке магноны обладают всеми свойствами голдстоуновских возбуждений, в частности, при стремлении волнового вектора к нулю декремент их затухания стремится к нулю быстрее, чем частота возбуждений. В двумерном случае отношение декремента затухания к частоте мало в длинноволновом пределе. Отмечено сходство поведения магнонов в спиновом нематике и в изотропном гейзенберговском ферромагнетике.

Обменное взаимодействие спинов в кристаллах при низких температурах обычно приводит к магнитному упорядочению, то есть появлению фаз (как обычных ферромагнитных или антиферромагнитных [1 – 3], так и более сложных [3, 4]) со спонтанным нарушением симметрии отражения времени $t \to -t$. Эти состояния параметризуются единичным вектором $\mathbf{m}$, параллельным среднему значению оператора спина $\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle$ на данном узле, и мы естественно приходим к описанию системы в рамках уравнения Ландау-Лифшица. Однако для спиновых систем возможен другой тип порядка, отвечающий состоянию спинового нематика. Эти состояния симметричны относительно инверсии времени, то есть для них среднее значение спина на узле обращается в нуль, но имеет место спонтанное нарушение непрерывной симметрии, связанное с нетривиальными квадрупольными средними, то есть средними значениями величин, билинейных по компонентам спина [5 – 8]. Возможность существования нематических состояний для кристаллических магнетиков обусловлена высокой симметрией обменного взаимодействия, инвариантного относительно произвольных вращений в спиновом пространстве, то есть группы вращений SO(3). Статические и динамические свойства нематических фаз активно изучаются в последнее время не только в связи с описанием обычных кристаллических магнетиков, но и для описания бозе-эйнштейновских конденсатов нейтральных атомов с целым спином $S = 1$ [9] и $S = 2$ [10].

Интересный пример нематического состояния известен для магнетиков со спином единица, описывающихся изотропным обменным гамильтонианом общего вида, который включает в себя инварианты $\left(\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{m}}\right)$ и $\left(\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{m}}\right)^2$, $\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}}$ – оператор спина в узле $\mathbf{n}$ [5 – 8]. Далее мы рассмотрим только взаимодействие между ближайшими соседями с векторами $\mathbf{a}$, в этом случае гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} J_1 \sum_{\mathbf{n},\mathbf{a}} \left(\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}+\mathbf{a}}\right) - \frac{1}{2} J_2 \sum_{\mathbf{n},\mathbf{a}} \left(\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{n}+\mathbf{a}}\right)^2. \tag{1}$$

Здесь параметры $J_1 > 0$ и $J_2 > 0$ определяют билинейное и биквадратичное по спинам обменное взаимодействие, соответственно. Симметрия гамильтониана (1) в точке $J_2 = J_1$ определяется группой SU(3). Эта симметрия выше, чем очевидная симметрия относительно произвольных вращений в спиновом пространстве SO(3) $\sim$ SU(2), характерная для случая $J_2 \neq J_1$.

Для описания нематической фазы удобен феноменологический подход, основанный на использовании полного набора обобщенных когерентных состояний группы SU(3) [11, 12]. Эти состояния удобно записать в виде

$$|\mathbf{u}, \mathbf{v}\rangle = \sum_{j=x,y,z} (u_j + i v_j)\, |\psi_j\rangle, \tag{2}$$

где $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ – вещественные ортогональные векторы, связанные условиями

[1)] e-mail: bivanov@i.com.ua

$$\mathbf{u}^2+\mathbf{v}^2=1,\ (\mathbf{u},\,\mathbf{v})=0\,, \tag{3}$$

состояния $|\psi_x\rangle = (|-1\rangle-|+1\rangle)/\sqrt{2}$, $|\psi_y\rangle = i(|-1\rangle+|+1\rangle)/\sqrt{2}$ и $|\psi_z\rangle = |0\rangle$, где $|\pm1\rangle$ и $|0\rangle$ – обычные квантовые состояния с заданной $z-$проекцией спина, $S_z|\sigma\rangle=\sigma|\sigma\rangle$, $\sigma=1,0,-1$. Полное состояние спина $S=1$ определяется вектором среднего значения спина $\left\langle\hat{\mathbf{S}}\right\rangle$ и квадрупольными средними, которые в терминах векторов $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ выражаются соотношениями

$$\left\langle\hat{\mathbf{S}}\right\rangle=2\,[\mathbf{u},\mathbf{v}]\,,\ \left\langle\hat{S}_i\hat{S}_k+\hat{S}_k\hat{S}_i\right\rangle=2\,(\delta_{ik}-u_iu_k-v_iv_k)\,. \tag{4}$$

Среднее значение гамильтониана (1) по состояниям (2), $\langle\mathbf{u},\,\mathbf{v}|\,\hat{H}\,|\mathbf{u},\,\mathbf{v}\rangle$ определяет энергию системы в приближении молекулярного поля, построенного с последовательным учетом квантовых свойств системы спинов $S=1$, $W=\langle\mathbf{u},\,\mathbf{v}|\,\hat{H}\,|\mathbf{u},\,\mathbf{v}\rangle$. Это приближение применимо для описания трехмерного случая и является удобной основой для исследования немалых флуктуаций (квантовых и/или классических тепловых) в низкоразмерных системах. В терминах векторов $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$, заданных на различных узлах решетки, эта энергия имеет вид суммы по парам ближайших соседей, $W=W(\mathbf{u},\,\mathbf{v})=\sum\limits_{\mathbf{n},\mathbf{m}}W_{\mathbf{n},\mathbf{m}}$, энергия взаимодействия пары спинов $W_{1,2}$ описывается выражением

$$W_{1,2}=2(J_2-J_1)[(\mathbf{u}_1,\mathbf{u}_2)(\mathbf{v}_1,\mathbf{v}_2)-(\mathbf{u}_1,\mathbf{v}_2)(\mathbf{v}_1,\mathbf{u}_2)]-\\ -\frac{J_2}{2}[((\mathbf{u}_1,\mathbf{u}_2)+(\mathbf{v}_1,\mathbf{v}_2))^2+((\mathbf{u}_1,\mathbf{v}_2)-(\mathbf{v}_1,\mathbf{u}_2))^2]. \tag{5}$$

Если в этом выражении положить $\mathbf{u}_1=\mathbf{u}_2=\mathbf{u}$, $\mathbf{v}_1=\mathbf{v}_2=\mathbf{v}$, получится энергия $W(\mathbf{u},\,\mathbf{v})$, которая определяет возможные однородные состояния системы в рамках приближения молекулярного поля. При $J_1>J_2>0$ устойчиво ферромагнитное состояние с насыщенным значением среднего спина $|\langle\mathbf{S}\rangle|=1$, для которого $\mathbf{u}_0^2=\mathbf{v}_0^2=1/2$. Состояние спинового нематика с $\langle\mathbf{S}\rangle=0$ устойчиво при $J_2>J_1>0$. Спонтанное нарушение симметрии нематической фазы проявляется в свойствах квадрупольных средних, билинейных по операторам спина. Например, для одной из возможных реализаций нематической фазы, которой отвечает $|\mathbf{u}_0|=1$, $\mathbf{v}_0=0$, величина $\left\langle(\mathbf{S},\mathbf{u}_0)^2\right\rangle=0$, а средние $\left\langle(\mathbf{S},\mathbf{e}_{1,2})^2\right\rangle=1$, здесь векторы $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ и $\mathbf{u}_0$ образуют ортогональную тройку. Образом состояния спинового нематика является предельно сплюснутый эллипсоид вращения (тонкий диск) с избранной осью вдоль $\mathbf{u}_0$. Это состояние вырождено по направлениям вектора-директора $\mathbf{u}_0$ (ясно, что состояния с $\mathbf{u}_0$ и $-\mathbf{u}_0$ тождественны). В самой SU(3)-точке энергия вообще не зависит от относительных длин векторов $|\mathbf{u}_0|$ и $\mathbf{v}_0$, и не только нематическое и ферромагнитное состояния, но и все промежуточные обладают одинаковой энергией.

В рамках последовательной теории среднего поля, базирующейся на использовании SU(3)-когерентных состояний (2), динамика магнетика с гамильтонианом (1) описывается лагранжианом, который можно записать в виде [12]

$$L=-2\hbar\sum_n\mathbf{v}_{\mathbf{n}}\frac{\partial\mathbf{u}_{\mathbf{n}}}{\partial t}-W\,(\mathbf{u},\,\mathbf{v})\,, \tag{6}$$

где $W\,(\mathbf{u},\,\mathbf{v})$ – введенная выше энергия системы. Таким образом, для данной системы может быть построена эффективная теория поля, на основе которой можно исследовать как нелинейную динамику таких систем, так и ее линейный предел. Нелинейная динамика солитонов и топологические дефекты типа дисклинаций вектора-директора $\mathbf{u}_0$ описаны в работах [13 – 15]. Однако в общем случае эта теория включает четыре независимые переменные и является достаточно громоздкой.

В работе [12] было показано, что для системы, находящейся вдали от квантовой критической точки (SU(3)-точки, $J_2=J_1$), то есть при выполнении неравенств $(J_2-J_1)\sim J_2$, нелинейная динамика спинового нематика может быть описана в рамках изотропной нелинейной сигма-модели. В этом случае при описании динамики спинового нематика можно использовать большое число результатов, известных для этой модели. Для сигма-модели (в связи с возможностью ее использования для описания антиферромагнетиков, см. [4, 16, 3]) хорошо исследованы процессы релаксации элементарных возбуждений системы (для сокращения мы будем называть их магнонами) [16 – 18]. На основе этих данных, известных для сигма-модели, можно сделать вывод, что в трехмерном случае вдали от квантовой критической точки спиновый нематик представляет собой голдстоуновскую систему с линейным законом дисперсии и квадратичным по волновому вектору затуханием магнонов. Этот вывод согласуется с прямым расчетом на основе полного лагранжиана (6) [19].

Описание спинового нематика на основе сигма-модели становится неприменимым в SU(3)-симметричной точке $J_2=J_1$. В этой точке спектр магнонов размягчается (фазовая скорость магнонов обращается в нуль) и магноны имеют параболический закон дисперсии. Целью данной работы является расчет затухания магнонов вблизи SU(3)-симметричной точке квантового спинового нематика.

Для описания взаимодействия магнонов рассмотрим малые колебания переменных $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$, описывающих состояние спинового нематика, на основе лагранжиана (6). Введем ортогональную тройку векторов $\mathbf{u}_0$, $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$, и запишем декартовы координаты векторов $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ в этом базисе. Легко убедиться, что четыре независимые переменные, u_1, v_1 и u_2, v_2, имеют первый порядок малости, а проекции динамических частей $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ на $\mathbf{u}_0$, с учетом геометрических условий (3), квадратичны по указанным компонентам. Далее можно представить величины $(1-u_3)$ и v_3 через u_1, u_2 и v_1, v_2 и разложить лагранжиан по степеням этих переменных. Легко видеть, что переменные u_1 и u_2 имеют смысл независимых координат, а величины v_1 и v_2 играют роль соответствующих им канонических импульсов, см. детали в [19]. Таким образом, в спиновом нематике существуют два сорта магнонов, которым соответствуют колебания вектора $\mathbf{u}$, поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях.

Для анализа взаимодействия магнонов удобно перейти от лагранжева к гамильтонову формализму. При этом магнонный гамильтониан распадается на сумму слагаемых, билинейных и биквадратичных по операторам координат и импульсов,

$$H = H_2 + H_4. \tag{7}$$

Далее вместо операторов координат и импульсов удобно использовать их стандартное представление через бозевские операторы. Для магнонов двух поляризаций введем операторы рождения и уничтожения бозонов, соответственно, $a_k^\dagger$, a_k и $b_k^\dagger$, b_k (например, $u_1 \propto (a_k^\dagger + a_k)$, $v_1 \propto i(a_k^\dagger - a_k)$). В терминах бозевских операторов первое слагаемое в (7) представляет собой гамильтониан двухкомпонентного идеального газа магнонов

$$H_2 = \sum_k \varepsilon_k \left(a_k^\dagger a_k + b_k^\dagger b_k \right)$$

с законом дисперсии

$$\varepsilon_k = z\sqrt{J_2\left(1-c_k\right)\left[2\left(J_2-J_1\right)c_k + J_2\left(1-c_k\right)\right]}, \tag{8}$$

где $c_k = (1/z)\sum_{\mathbf{a}} \exp(i\mathbf{ka})$, $\mathbf{a}$ – радиус-векторы ближайших соседей, z – число ближайших соседей. Внутри области устойчивости фазы спинового нематика, при $J_2 - J_1 \sim J_{1,2}$ при малых k, $(ak)^2 \ll \ll 2z\left(1 - J_1/J_2\right)$, закон дисперсии магнонов линейный, $\varepsilon_k = \hbar c k$, где $c = (a/\hbar)\sqrt{2zJ_2\left(J_2-J_1\right)}$, что типично для сигма-модели. В SU(3)-точке $J_2 = J_1$, скорость магнонов c обращается в нуль, спектр размягчается и при малых k становится квадратичным, $\varepsilon_k = zJ(1-c_k) \simeq J\,(ak)^2$ при $ak \ll 1$.

Второе слагаемое в (7) представляет собой гамильтониан взаимодействия, который описывает процессы рассеяния различных магнонов и процессы превращения магнонов,

$$H_4 = \frac{1}{N}\sum_{1,2,3,4} \Delta\left(1+2-3-4\right)\left[\Psi a_1^\dagger b_2^\dagger a_3 b_4 + \right. \\ \left. + F\left(a_1^\dagger a_2^\dagger a_3 a_4 + b_1^\dagger b_2^\dagger b_3 b_4\right)\right]. \tag{9}$$

Здесь обозначено $1 \equiv \mathbf{k}_1$; F и Ψ – амплитуды соответствующих процессов. Внутри области устойчивости фазы спинового нематика амплитуды различных процессов пропорциональны различным степеням импульсов магнонов. В силу этого затухание магнонов при малых импульсах определяется в основном процессами рассеяния магнонов различных ветвей друг на друге, которые определяются амплитудой Ψ. В SU(3)-точке амплитуды F и Ψ одного порядка величины, в интересующем нас длинноволновом приближении

$$\Psi = 2F = -Ja^2\left(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3\mathbf{k}_4\right), \tag{10}$$

и все возможные процессы рассеяния дают сравнимый вклад в затухание.

Отметим, что при $k \to 0$ амплитуды всех процессов стремятся к нулю, как это и следует из принципа Адлера для голдстоуновских возбуждений [20]. Здесь важно подчеркнуть, что и закон дисперсии и амплитуды процессов взаимодействия магнонов по виду совпадают с соответствующими величинами для изотропного ферромагнетика [20]. Однако есть и существенное отличие, проявляющееся в том, что в ферромагнетике только одна ветвь магнонов, а в нематике их две. Соответствие спинового нематика и модели двух связанных ферромагнетиков отмечалось в работе [8], в которой было использовано представление операторов спина $S = 1$ через бозевские операторы, являющиеся обобщением представления Дайсона-Малеева, см. [1].

Дальнейшая наша задача состоит в расчете затухания магнонов в SU(3) критической точке. Магнонный декремент, вычисляемый как мнимая часть массового оператора для одночастичных функций Грина [20], для D-мерной гиперкубической решетки может быть представлен в виде

$$\gamma_k^{(\mathrm{D})}(T) = \frac{3\pi}{4}\left(\frac{a}{2\pi}\right)^{2D} \mathrm{sh}\left(\frac{\varepsilon_k}{2T}\right) \times \\ \times \int d^D p \int d^D q \frac{\Psi^2 \delta\left(\varepsilon_k + \varepsilon_p - \varepsilon_q - \varepsilon_{k+p-q}\right)}{\mathrm{sh}\left(E_p\right)\mathrm{sh}\left(E_q\right)\mathrm{sh}(E_{k+p-q})}. \tag{11}$$

Здесь введено обозначение $E_p = \varepsilon_p/2T$, T – температура в энергетических единицах, а интегрирование ведется в пределах первой зоны Бриллюэна. Для трехмерного случая $D = 3$ легко получить

$$\gamma_k^{(3)}(T) = \frac{3}{8\pi^3}\left(\frac{T}{J}\right)^3 \varepsilon_k I\left(\frac{\varepsilon_k}{2T}\right). \qquad (12)$$

Здесь функция $I(x)$ определяется интегралом

$$\frac{I(x)}{\operatorname{sh} x} = \int \frac{\xi^{3/2} d\xi}{\operatorname{sh}\xi \operatorname{sh}(x+\xi)} \int_{-1}^{1} \ln\frac{\operatorname{sh}\eta_1}{\operatorname{sh}\eta_2} \frac{y^2 dy}{\sqrt{\xi + x + 2y\sqrt{\xi x}}},$$

$$\eta_{1,2} = \left(x + \xi \pm \sqrt{(x+\xi)^2 - 4x\xi y^2}\right)/2. \qquad (13)$$

Расчет интеграла (13) может быть проведен асимптотически, для энергий магнонов, больших или малых по сравнению с температурой, $\varepsilon_k \gg T$ или $T \gg \varepsilon_k$. Поскольку спин-волновое приближение может иметь смысл только при достаточно низких температурах, $T \ll J$, что приводит к условию $T \ll J(ak)^2 \ll J$. Для реализации первой асимптотики нужно считать, что $ak \ll 1$ и $\varepsilon_k \simeq J(ak)^2$, далее в случае немалых ε_k, то есть при $T \ll \varepsilon_k \ll J$, получается

$$\frac{\gamma_k^{(3)}(T)}{\varepsilon_k} = \frac{3}{64\pi^{5/2}}\zeta\left(\frac{5}{2}\right)\left(\frac{T}{J}\right)^{5/2}\left(\frac{\varepsilon_k}{J}\right)^{1/2}. \qquad (14)$$

Видно, что при разумном значении температуры, $T \ll J$, и при $T \ll \varepsilon_k \ll J$ затухание магнонов с немалыми энергиями ε_k мало.

Рассмотрим теперь принципиально важный случай магнонов с предельно малой энергией, $\varepsilon_k \ll T \ll J$. В этом случае для относительного затухания получается, что $(\gamma_k/\varepsilon_k) \propto \varepsilon_k$,

$$\frac{\gamma_k^{(3)}(T)}{\varepsilon_k} = \frac{1}{16\pi^3}\frac{\varepsilon_k T^2}{J^3}\left[\ln^2\left(\frac{T}{\varepsilon_k}\right) + \frac{10}{3}\ln\left(\frac{T}{\varepsilon_k}\right) + C_0\right], \qquad (15)$$

где $C_0 = 7/3 - (1 - \ln 2)^2$.

Численный расчет показывает, что в промежуточной области волновых векторов асимптотики (15) и (14) достаточно плавно переходят друг в друга при значении $\varepsilon_k/T \sim 0.5 - 3$. Таким образом, даже в самой критической точке для достаточно малых волновых векторов магноны представляют собой хорошо определенные элементарные возбуждения. Для них относительное затухание мало, и оно стремится к нулю при $\varepsilon_k \to 0$. Подчеркнем, что малость относительного затухания имеет место в конечной области волновых векторов. В нематической фазе вдали от критической точки зависимость энергии магнонов и их затухания от волнового вектора существенно иная, но условие $\gamma^{(3)}(k,T) \propto \varepsilon_k^2$ сохраняется [19], при $2z(1 - J_1/J_2) \gg (ak)^2$ и $\varepsilon_k = \hbar ck \ll T$ имеет место соотношение

$$\frac{\gamma^{(3)}(k,T)}{\varepsilon_k} = \left(\frac{J_2 a}{16\hbar c}\right)^2\left(\frac{T}{J_2}\right)^3\frac{\varepsilon_k}{\pi J_2}\left[\ln\left(\frac{2T}{\hbar ck}\right) + \frac{1}{3}\right] \qquad (16)$$

(отметим, что формула (15) для затухания в критической точке не может быть получена из (16) предельным переходом $J_1 \to J_2$). Естественно, голдстоуновское поведение для безактивационных магнонов имеет место и при приближении к SU(3)-критической точке $J_2 = J_1$ со стороны ферромагнитной фазы, для описания которой можно использовать стандартную теорию. Таким образом, для трехмерного спинового нематика во всей его области стабильности, как в самой критической точке, так и вдали от нее, спиновые элементарные возбуждения с малыми импульсами являются хорошо определенными голдстоуновскими возбуждениями.

Отметим, что для другой критической точки, $J_1 = 0$ (для трехмерного случая эта точка соответствует переходу нематика в антиферромагнитное состояние), в которой спектр магнонов размягчается на краю зоны Бриллюэна, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\mathrm{edge}} = (\pi/a)(\pm1, \pm1, \pm1)$ ситуация отличается принципиально. При значении $J_1 = 0$ энергия магнонов $\varepsilon_k = zJ_2\sqrt{(1 - c_k)(1 + c_k)}$. Таким образом, частота магнонов стремится к нулю и при $\mathbf{k} \to 0$ $(c_k \to 1)$, когда $\varepsilon_k = \overline{c}|\mathbf{k}|$, и при $\mathbf{k} \to \mathbf{k}_{\mathrm{edge}}$ $(c_k \to -1)$, в последнем случае $\varepsilon_k = \overline{c}|\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\mathrm{edge}}|$, $\overline{c} = (aJ_2/\hbar)\sqrt{2z}$. При малых импульсах для спектра имеет место обычное голдстоуновское поведение типа (16), однако наш расчет показал, что относительное затухание при $\mathbf{k} \to \mathbf{k}_{\mathrm{edge}}$ расходится по закону $\gamma_k^{(3)}/\varepsilon_k \propto (T/\varepsilon_k)^2 \ln(T/\varepsilon_k)$. Таким образом, поведение спектра магнонов в SU(3)-критической точке $J_2 = J_1$ является особым.

Рассмотрим теперь особый случай критической размерности $D = 2$. Строго говоря, для описания этого случая обычный спин-волновой подход в рамках теории возмущений неприменим. Для конечной температуры в двумерных системах с непрерывным вырождением дальний порядок разрушен (теорема Мермина-Вагнера), и при любой температуре $T > 0$ в системе существует конечная корреляционная длина ξ. Значение ξ, определяющее масштаб разрушения дальнего магнитного порядка в двумерной системе, можно оценить через энергию топологических солитонов $E_{\mathrm{sol}} \simeq \eta\pi J_2$, существующих как вдали от критической точки $(\eta = 4)$ [12], так и в самой SU(3)-точке $(\eta = 2)$ [15], значение $\xi \simeq a\exp(E_{\mathrm{sol}}/T)$ экспоненциально велико при низких температурах. Последовательное описание динамики магнонов может быть проведено с использованием ренормгруппы, что для нематика проделано в работе [8].

Несмотря на отсутствие дальнего порядка, пертурбативный спин-волновой подход применим для волновых векторов $k\xi \gg 1$, вне экспоненциально узкой области около нуля, причем вне этой области отсутствием дальнего порядка и конечностью ξ можно пренебречь, см. [21, 22]. Рассмотрим затухание магнонов для двумерного спинового нематика. Простой расчет интеграла (13) при $D = 2$ в интересующем нас случае $\varepsilon_k \ll T$ дает

$$\frac{\gamma_k^{(2)}(T)}{\varepsilon_k} = \frac{3}{2\pi}\left(\frac{T}{J}\right)^2. \tag{17}$$

Таким образом, для двумерного нематика в критической точке при выполнении условия $k\xi \gg 1$ относительное затухание мало и не зависит от волнового вектора. Хотя эта величина и не обращается в нуль при $k \to 0$, то есть голдстоуновское поведение отсутствует, относительное затухание содержит малый температурный множитель $(T/J)^2$.

Отметим отсутствие логарифмического расходящегося слагаемого типа $\ln(T/\varepsilon_k)$, характерного для двумерного изотропного антиферромагнетика и для сигма-модели [21], а также для двумерного спинового нематика вдали от критической точки [19]. При расчете затухания в рамках теории возмущений появление такого множителя и логарифмическая расходимость относительного затухания при $k \to 0$ связывались с отсутствием дальнего порядка [21]. Однако в нашем случае поведение похоже на то, что имеет место для двумерного изотропного гейзенберговского ферромагнетика [22], в котором затухание отличается от нашего результата (17) только числовым множителем. Таким образом, даже в двумерном SU(3)-симметричном спиновом нематике затухание магнонов мало для всех волновых векторов вне узкой области $k\xi \gg 1$.

Таким образом, мы показали, что даже в критической SU(3)-симметричной точке при всех разумных значениях температуры $T \ll J$ элементарные возбуждения для изотропного спинового нематика являются слабозатухающими. В *трехмерном случае* магноны в SU(3)-симметричном нематике обладают всеми свойствами голдстойновских элементарных возбуждений. Несмотря на отсутствие дальнего порядка в *двумерном случае*, затухание магнонов мало для волновых векторов, больших, чем экспоненциально малая величина $1/\xi$. Поведение элементарных возбуждений в SU(3)-симметричном спиновом нематике похоже на поведение магнонов в изотропном гейзенберговском ферромагнетике.

Мы благодарны В.Г. Барьяхтару, Е.Г. Галкиной и А.К. Колежуку за важные обсуждения и помощь. Работа поддержана совместным грантом Российского фонда фундаментальных исследований и Национальной Академии Наук Украины (НАНУ 220 - 10).

1. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
3. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, М.: Физматлит, 2001.
4. А. Ф. Андреев, В. И Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
5. А. Ф. Андреев, И. А. Грищук, ЖЭТФ **87**, 467 (1984).
6. N. Papanicolaou, Nucl. Phys. B **305**, 367 (1988).
7. В. И Марченко, Письма в ЖЭТФ **48**, 387 (1988).
8. A. V. Chubukov, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 1593 (1990).
9. F. Zhou, Phys. Rev. Lett. **87**, 080401 (2001); E. Demler and F. Zhou, Phys. Rev. Lett. **88**, 163001 (2002); A. Imambekov, M. Lukin, and E. Demler, Phys. Rev. A **68**, 063602 (2003); M. Snoek and F. Zhou, Phys. Rev. B **69**, 094410 (2004).
10. A. M. Turner, R. Barnett, E. Demler, and A. Vishwanath, Phys. Rev. Lett. **98**, 190404 (2007).
11. N. A. Mikushina and A. S. Moskvin, Phys. Letters A **302**, 8 (2002).
12. B. A. Ivanov and A. K. Kolezhuk, Phys. Rev. B **68**, 052401 (2003).
13. Б. А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **84**, 90 (2006).
14. Б. А. Иванов, Р. С. Химин, ЖЭТФ **131**, 343 (2007).
15. B. A. Ivanov, R. S. Khymyn, and A. K. Kolezhuk, Phys. Rev. Lett. **100**, 047203 (2008).
16. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985); V. G. Baryakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. N. Gadetskii, *Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory*, Springer Tract in Modern Physics **139**, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
17. B. A. Ivanov and A. L. Sukstanskii, J. Magn. Magn. Mat. **117**, 102 (1992).
18. B. A. Ivanov and A. K. Kolezhuk, Phys. Rev. Lett. **74**, 1859 (1995).
19. В. И. Бутрим, Б. А. Иванов, А. С. Кузнецов, Р. С. Химин, ФНТ **34**, 1266 (2008).
20. В. Г. Барьяхтар, В. Н. Криворучко, Д. А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Киев, Наукова думка, 1984.
21. S. Tyc and B. I. Halperin. Phys. Rev. B **42**, 2096 (1990).
22. P. Kopietz and G. Castilla. Phys. Rev. B **43**, 11100 (1991).