

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ МЕТАЛЛОФИЗИКИ

На правах рукописи

КИЧИЖИЕВ Александр Николаевич

УДК 538.221

ДИНАМИКА И РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В СИЛЬНОАНИЗОТРОПНЫХ МАГНЕТИКАХ СО СПИНОМ $S=1$.

Специальность 01.04.07 – Физика твердого тела

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

КИЕВ - 1993

№ 2920

Работа выполнена в отделе теоретической физики Института
Металлофизики АН Украины.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Иванов Б.А.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Иванов М.А.

доктор физико-математических наук Сукстанский А.Л.

Ведущая организация: Институт Теоретической Физики АН
Украины.

Автореферат разослан "27" декабря 1993 г.

Защита состоится "7" февраля 1994 г. в 14 часов
на заседании Специализированного Совета К 016.37.01 при Институте
Металлофизики АН Украины (г. Киев-142, пр. Вернадского 36,
конференц-зал Института Металлофизики).

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные
печатью, просим направлять по адресу: 252680, ГСП, Киев-142,
пр.Вернадского 36, Институт Металлофизики АН Украины.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института
Металлофизики.

Ученый секретарь Специализированного Совета

доктор физико-математических наук

Федоров О.П.

ЛНБ ім В Стефаніка
АН України

ЛНБ України ім.В.Стефаніка



00756863 (Z)

АВ-29.070

1. Актуальность темы.

Класс магнетиков с сильной одноионной анизотропией привлек внимание исследователей в последнее десятилетие. Это, возможно, обусловлено тем, что сильноанизотропные магнетики обладают необычными физическими свойствами и очень похожи на магнетики с биквадратичным (квадрупольным) взаимодействием, которые интенсивно исследовались с конца 60-х годов. Микроскопическая теория для магнетиков с сильной одноионной анизотропией, основанная на технике операторов Хаббарда, была предложена в работах многих авторов. Однако, в них основное внимание уделялось изучению статистики и линейной динамики. Исключение составляет статья Вальков и Валькова (ЖЭТФ 1991 т.99 стр.1881), где был выписан гамильтониан взаимодействующих магнонов, и докторская диссертация Ю.Н.Мицая (Институт Металлофизики, 1992), где исследовалось затухание магнонов в ромбическом сильноанизотропном ферромагнетике и торможение нелинейных возбуждений (солитонов типа кинков). Однако вычисление декрементов затухания магнонов на основе микроскопической теории в ферромагнетике столкнулись с серьезными трудностями.

Островским (ЖЭТФ 1986 т.91 стр.1690) был предложен феноменологический подход для описания ферромагнетиков с одноионной анизотропией. В рамках этого подхода были выписаны динамические уравнения, играющие роль уравнений Ландау-Лифшица. Однако, эти уравнения не позволяют достаточно просто описать релаксационные процессы и исследовать устойчивость кинков. Здесь необходимо отметить, что в сильноанизотропных ферромагнетиках возникают новые типы солитонов типа кинков (доменных границ) и магнитных вихрей, в которых существенно изменение направления намагниченности не только по направлению, но и по длине, за счет сокращения модуля среднего спина.

В данной работе на основе уравнений, записанных Островским, развивается метод, адекватно описывающий динамику магнетиков с сильной одноионной анизотропией вблизи перехода в квадрупольную фазу (т.е. когда $\langle S \rangle \ll 1$), и позволяющий значительно упростить вычисления декрементов затухания магнонов, коэффициента динамического торможения кинков, а также учесть влияния внешнего магнитного поля и эффективно изучить динамику двумерных солитонов

(вихрей) в сильноанизотропных ферромагнетиках.

2. Цель работы.

Целью настоящей работы являлось построение феноменологического подхода, удобного для описания нелинейных эффектов в сильноанизотропных магнетиках с анизотропией типа "легкая плоскость" и проведение на основе этого подхода анализа динамических и релаксационных свойств как линейных (магноны), так и существенно нелинейных (солитоны типа кинков и вихрей) элементарных возбуждений в таких магнетиках.

3. Научная новизна.

Предложенный метод позволил значительно упростить вычисления декрементов затухания магнонов и коэффициентов динамического торможения кинков в сильноанизотропных магнетиках вблизи перехода к квадрупольной фазе и провести соответствующие вычисления до конца. Впервые выписаны явные выражения для декрементов затухания магнонов в одноосном сильноанизотропном магнетике с анизотропией типа "легкая плоскость".

На основе введенного феноменологического лагранжиана удалось эффективно описать влияние внешнего магнитного поля на динамические и статические свойства солитонов. Впервые произведен расчет областей устойчивости кинков как при наличии поля, так и без него, а также учтено влияние поля на динамику нелокализованных солитонов (магнитных вихрей) в сильноанизотропных магнетиках.

4. Научная и практическая ценность работы.

Полученные результаты демонстрируют основные характерные особенности динамики спиновой плотности сильноанизотропных магнетиков с учетом сильного квантового сокращения спина. Предсказанное в работе сильное затухание дополнительной ветви магнонов и голдстоуновский характер затухания основной ветви должны учитываться при постановке экспериментов по магнитному резонансу в таких магнетиках. Анализ структуры кинков позволяет описать солитонный вклад в термодинамику в сильноанизотропных магнетиках типа CaNiF_3 с учетом квантового сокращения спина. Анализ вихрей необходим для описания динамических свойств сильноанизотропных квази-двумерных планарных магнетиков при температурах выше перехода

5. Апробация работы.

Основные результаты и положения диссертации докладывались на - семинаре по магнитоэлектронике, г.Алушта 1991
- выездной сессии Совета по магнетизму АН СССР, г.Алушта 1991
и обсуждались на семинаре отдела теоретической физики Института Металлофизики АН Украины.

6. Положения выносимые на защиту.

1. Динамика намагниченности сильноанизотропных магнетиков - как антиферромагнетика, так и ферромагнетика со спином $S=1$ в случае сильного квантового сокращения спина, $\langle S \rangle \ll 1$, описывается Лоренц-инвариантной моделью для компонент спина в базисной плоскости магнетика. Сильное магнитное поле, перпендикулярное базисной плоскости магнетика, разрушает Лоренц-инвариантность и существенно меняет характер динамики.

2. Одна из двух ветвей магнонов в сильноанизотропном магнетике (дополнительная) является сильнозатухающей везде, кроме узкой "ультраквантовой" области параметров $\langle S \rangle^2 \ll \beta / I_0 \ll I_0$, β - константа ванизотропии в базисной плоскости. Затухание обычной ветви магнонов при $\beta \ll I_0$ и малых волновых векторах k мало по параметрам β / I_0 и k .

3. Магнитное поле сильно меняет условия устойчивости солитонов типа кинков (доменных стенок) в сильноанизотропном магнетике: если при $H=0$ и данном значении параметра $I_0 S_0^2 / \beta$ устойчив только один из двух, то при наличии магнитного поля области устойчивости перекрываются.

4. В отсутствие внешнего магнитного поля динамика нелокализованного топологического солитона - магнитного вихря Лоренц-инвариантна. Внешнее магнитное поле приводит к невозможности движения вихря, то есть к "вымораживанию" его в "конденсат".

6. Основное содержание работы.

Первая глава посвящена описанию физических свойств сильноанизотропных магнетиков и магнетиков с биквадратичным обменным взаимодействием. Дан краткий обзор существующих на эту тему работ и подходов к описанию таких магнетиков. На основе методики, кото-

рая исходит из гамильтониана микроскопической теории

$$H = E_0 + \sum_1 H_{01} + H_{int} \quad (1)$$

$$E_0 = \frac{1}{2} \sum_{ik} \left[I^{ik} (1-1') \langle S_1^i \rangle \langle S_1^k \rangle + \sum_{mn} K^{ikmn} (1-1') \langle Q_1^{ik} \rangle \langle Q_1^{mn} \rangle \right]$$

$$H_{01} = - \sum_{ik} S_1^i I^{ik} (1-1') \langle S_1^k \rangle + \frac{1}{2} B(P) (S_1^x)^2 - \frac{1}{2} \beta(P, Q) (S_1^z)^2$$

где $B(P) = B - 2K_0 P$, $\beta(P, Q) = \beta + K_0(3Q + P)$, B и β - константы одноионной анизотропии ($\beta, B > 0, \beta < B \sim I$), $K_0 = \sum_1 K(1)$, $Q^{ik} = S^i S^k - S(S+1) \delta_{ik} / 3$, $Q = \langle Q^{zz} \rangle$, $P = \langle Q^{xx} - Q^{yy} \rangle$, получены спектры спиновых волн и формулы, описывающие структуру доменной границы в сильноанизотропном антиферромагнетике. Путем сравнения с аналогичными вычислениями для ферромагнетика, выполненными Мицаем и Гапоновым в совместной с Ивановым и автором работе [1], показано, что в рамках данной модели ферромагнетик и антиферромагнетик вблизи перехода от ферро(антиферро)магнитной к квадрупольной фазе имеют сходную структуру доменной границы и вид спектров спиновых волн, в том числе спиновых волн, локализованных на доменной границе, а также похожий вид свободной энергии. Путем сравнения с микроскопическими расчетами показано, что в рамках феноменологического подхода динамика ферро- и антиферромагнетиков описывается одинаковыми уравнениями, и следовательно все результаты, полученные для ферромагнетика легко переносятся на антиферромагнетик.

Далее, из уравнений, записанных Островским, для случая $\langle S \rangle \ll 1$ вводится феноменологический лагранжиан, который имеет вид

$$L = \left[\hbar / 2B(B+\beta) \right] \left[B(S^2 + S^2 \theta^2) + \beta (S \cos \theta) \right]^2 - \frac{1}{8} I_0 R_0^2 [(\nabla S)^2 + S^2 (\nabla \theta)^2] - \frac{1}{4} I_0 S_0^2 S^2 + \frac{1}{8} I_0 S^4 + \frac{1}{8} \beta S^2 \sin^2 \theta \quad (2)$$

и адекватно описывает динамику как ферро- так и антиферромагнетика вблизи перехода к квадрупольной фазе.

В §5 данной главы рассматривается влияние внешнего магнит-

ного поля. Показано, что в случае, когда поле направлено вдоль трудной оси кристалла, в лагранжиане появляются два дополнительных слагаемых

$$L(H) = L - \frac{\hbar^2}{(B+\beta)} S^2 gH\theta + \frac{\hbar^2}{2(B+\beta)} (SgH)^2 \quad (3)$$

Последнее слагаемое в этой формуле приводит просто к изменению равновесного значения $\langle S \rangle$, тогда как второе слагаемое приводит к разрушению Лоренц-инвариантности, и как следствие этого, к принципиальному изменению динамики солитонов.

Во второй главе, на основе феноменологического лагранжиана, проведено квазиклассическое квантование слабонелинейных колебаний намагниченности в этой системе. Введены операторы рождения и уничтожения магнонов, построен гамильтониан их взаимодействия. Расчитан декремент затухания магнонов. Предложены два способа описания динамики магнонов: на основе квантования "декартовых координат" S_y, S_z и "полярных координат" S, θ (S - модуль среднего спина, θ - угол между $\langle S \rangle$ и осью Z).

В декартовых координатах описанный выше лагранжиан имеет вид

$$L = (I_0 R_0^2 / 8c^2) \left[(\dot{S}_y)^2 + (\dot{S}_z)^2 - c^2 [(\nabla S_y)^2 + (\nabla S_z)^2] \right] + \\ + 1/4 I_0 S_0^2 (S_y^2 + S_z^2) - 1/8 \beta S_y^2 - 1/8 I_0 (S_y^2 + S_z^2)^2 \quad (4)$$

В таком виде он известен как лагранжиан двухкомпонентной модели ϕ^4 . В данном случае компонентами поля ϕ являются компоненты среднего спина в базисной плоскости. Производя квазиклассическое квантование малых колебаний S и θ или S_y и S_z мы получим, вообще говоря, два различных представления для описания взаимодействия магнонов. Показано, что в зависимости от соотношения параметров задачи удобным оказывается то или иное представление. В частности, в случае одноосного ферромагнетика с анизотропией типа "легкая плоскость", когда имеет место непрерывное вырождение по направлению среднего спина в базисной плоскости, представление в переменных S, θ оказывается предпочтительным, поскольку некоторые амплитуды в нем имеют малый параметр $\beta/I_0 S_0$, тогда как другое

представление вообще не имеет малого параметра (за исключением формального малого параметра теории среднего поля - a/R_0). В противоположном случае сильноанизотропной базисной плоскости т.е. при $\beta/I_0 S_0 > 1$, в рамках представления S, θ амплитуды взаимодействия не малы.

В §2 и §3 произведены конкретные расчеты для декрементов затухания магнов обеих ветвей (γ_t - декремент затухания магнов основной ветви, γ_1 - декремент затухания магнов дополнительной ветви) в двух различных представлениях для феноменологического лагранжиана: "цилиндрическом" (2), в котором этот лагранжиан записан в переменных S и θ , и "декартовом" (4), где в качестве переменных используются компоненты \vec{S} в легкой плоскости S_y и S_z .

Показано, что конкретный вид амплитуд соответствующих трех- и четырехмагнонных процессов различен в разных представлениях (2) и (4). Однако, несмотря на существенные различия все амплитуды трехмагнонных процессов совпадают на массовой поверхности. Благодаря этому совпадению трехмагнонный декремент затухания $\gamma^{(3)}$ одинаков в обоих представлениях. Отметим, что вне массовой поверхности, амплитуды различны и это может проявиться, например, при вычислении вещественных поправок к магнным спектрам.

Анализ законов сохранения показывает, что трехмагнонные процессы разрешены только при выполнении условия $I_0 S_0^2 \geq \beta$ и из всех процессов с участием трех магнов разрешены только процессы слияния двух магнов основной ветви (квaziголдстоуновские) в один магнон дополнительной ветви. Отношение декремента затухания $\gamma_t^{(3)}$ магнов основной ветви к их частоте ω всегда мало, причем при $k \rightarrow 0$ $\gamma_t^{(3)} \sim \exp(I_0/Tk)$.

Иначе обстоит дело с магнами дополнительной ветви (эта ветвь имеет активацию порядка $\langle S \rangle$ и является низколежащей только в силу малости $\langle S \rangle$). Вклад в их декремент затухания $\gamma_1^{(3)}$ дает процесс распада магна дополнительной ветви на два магна основной ветви. Благодаря этому величина $\gamma_1^{(3)}$ не зависит от T при низких температурах и остается конечной при $T \rightarrow 0$. Таким образом отношение γ_1 к частоте Ω может оказаться не малым. Естественный малый параметр (кроме формального $(a/R_0)^3$) возникает только в

узкой области параметров $(1 - \beta/I_0 S_0^2) \ll 1$.

При рассмотрении четырехмагнонных процессов возникают две естественные области параметров: 1) $\beta > I_0 S_0^2$, когда дополнительная ветвь магнонов лежит ниже основной. При этом предпочтительным является "декартово" представление. Рассмотрение четырехмагнонных процессов в этой области актуально т.к. при таком соотношении параметров запрещены трехмагнонные процессы; 2) при $\beta < I_0 S_0^2$ расчеты необходимо производить в "цилиндрическом" представлении, поскольку именно в этом представлении гамильтониан взаимодействия содержит реальный малый параметр. В этой области наибольший интерес представляет случай $\beta \rightarrow 0$, поскольку при этом $\gamma_t^{(3)}$ экспоненциально мало и $\gamma^{(4)}$ может конкурировать с $\gamma^{(3)}$.

При $I_0 S_0^2 < \beta$ и при низких температурах ($T < T_0 \sim I_0 S_0$) четырехмагнонное затухание магнонов обеих ветвей экспоненциально мало по температуре. При высоких температурах ($T > T_0$) обе ветви магнонов являются сильнозатухающими, если не считать малым параметром $(a/R_0)^6$. Однако, рассмотрение высоких температур должно ограничиваться неравенством $T < T_c \approx I_0 \ln(6/S_0)$, где T_c - температура разрушения магнитного порядка в такой системе. Учет этого условия дает, что сильное затухание магнонов основной ветви если и может проявиться, то только в магнетиках с чрезвычайно сильным сокращением среднего спина, при $S_0 < 10^{-2}$.

В случае $\beta < I_0 S_0^2$ наибольший интерес представляет предел $\beta \rightarrow 0$, когда магноны основной ветви являются голдстоуновскими. Особенность системы в том, что при $\beta = 0$ амплитуды процессов с участием только голдстоуновских магнонов, которые обычно дают основной вклад в γ , тождественно обращаются в ноль при конечных k (принцип Адлера утверждает только, что эти амплитуды должны быть пропорциональны k или ω_k и стремиться к нулю при $k \rightarrow 0$). Стандартным "адлеровским" поведением обладают процессы с участием двух голдстоуновских магнонов и двух магнонов дополнительной ветви, которые дают $\gamma_t^{(4)}$ пропорциональное k^4 .

Оказывается, однако, что основной вклад в затухание голдстоуновских магнонов при $k \rightarrow 0$ дает учет следующих порядков теории возмущений. Их вклад можно описать, построив эффективную вершину процесса с участием четырех голдстоуновских магнонов. Эта эффе-

ктивная вершина имеет стандартную зависимость от волновых векторов,

$$\psi^{eff}(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4) \sim \sqrt{k_1 k_2 k_3 k_4}$$

и приводит к стандартной зависимости $\gamma_t^{(4)} \sim k^2$.

Магноны дополнительной ветви при $\beta < I_0 S_0^2$ являются сильнозатухающими за счет трехмагнонных процессов при любых температурах и четырехмагнонные процессы можно не рассматривать.

В третьей главе исследуются солитоны (кинки и вихри) в сильноанизотропных ферромагнетиках, их динамические свойства, а также области устойчивости двух типов кинков (линейный и поворотный), которые могут существовать в таких магнетиках. Исследование производится на основе феноменологического лагранжиана, записанного в переменных S_y, S_z . Анализ спектров магнонов, локализованных на кинке показывает, что при отсутствии внешнего поля частота одной моды магнонов, локализованных на поворотном кинке $\Omega \sim (I_0 S_0^2 / \beta - 1)^{1/2}$. Для линейного кинка $\Omega \sim (\beta / I_0 S_0^2 - 1)^{1/2}$. Таким образом, в точке $\beta / I_0 S_0^2 = 1$ оба кинка теряют устойчивость.

При включении магнитного поля частоты соответствующих магнонов приобретают положительную добавку $\sim (gH)^2$, что приводит к расширению областей устойчивости обоих типов кинков и возможности их сосуществования.

Торможение кинка определяется рассеянием магнонов обеих ветвей на кинке (двухмагнонные процессы), а также процессами превращения одного магнона в два (трехмагнонные процессы). Двухмагнонные процессы актуальны только для поворотного кинка. Их вклад обращается в нуль на границе устойчивости этого кинка и при достаточно высокой температуре ($T \gg I_0 S_0^2$) степенным образом зависит от температуры

$$\eta^{(2)} = \zeta (I_0 S_0^2 / \beta - 1)^{1/2} (\hbar / 4\pi^3 \Delta^{d+1}) (T / T_0)^{(d+1)/2}, \quad T_0 = I_0 S_0^2$$

где ζ - численный множитель порядка единицы, Δ - толщина кинка, $d=1$ и 3 для кинка в одномерном и трехмерном магнетике

соответственно.

Вклад трехмагнанных процессов отличен от нуля для обоих типов кинков и при высоких температурах определяется выражением

$$\eta^{(3)} = (\hbar/R_0^{d+1}) g(I_0 S_0^2 / \beta) (T/T_0)^{(d+3)/2}$$

Здесь $T_0 = I_0 S_0^2$ и $T_0 = (\beta I_0)^{1/2}$ для линейного и поворотного кинков соответственно. $g(x)$ - громоздкая функция, которая для одномерного ($d=1$) случая имеет особенность, $g \sim (|x-1|)^{-1/2}$, вблизи точки потери устойчивости кинка. Для трехмерного ($d=3$) случая эта функция близка к константе. При низких температурах ($T \ll T_0$) все вклады в торможение экспоненциально малы, $\eta^{(2,3)} \sim \exp(-T_0/T)$.

В §3 изучаются динамические свойства двумерных солитонов (вихрей). Такие вихри хорошо изучены в жидком гелии и в гейзенберговских магнетиках. Показано, что динамика намагниченности в планарном ферромагнетике при H параллельном трудной оси может быть описана основе лагранжиана

$$L = (1/8) I_0 R_0^2 \left[\dot{S}^2 / \epsilon^2 - (\nabla S)^2 + S^2 \left[(\dot{\theta}^2 - 2\omega_H \dot{\theta}) / \epsilon^2 - (\nabla \theta)^2 \right] - 4(S^2 - S_0^2)^2 / R_0^2 \right] \quad (5)$$

где $\omega_H = g|H|$, а $S_0 = S_0(H)$ записано с учетом перенормировки магнитным полем. Используя лагранжиан (5), можно получить выражение для интегралов движения: энергии E и импульса P

$$\vec{P} = - (a I_0 R_0^2 / 4 \epsilon^2) \int d\vec{r} \left[S \nabla S + S^2 (\dot{\theta} - \omega_H) \nabla \theta \right]$$

Неподвижному топологическому $2D$ -вихрю отвечает солитонное решение уравнений движения, следующих из (5):

$$\theta^{(0)} = \theta_0 + \nu \phi \quad ; \quad S^{(0)} = S_0 f \left[(2S_0 \sqrt{\nu} / R_0) \cdot r \right]$$

где r и ϕ - полярные координаты в легкой плоскости, ν - целое число, определяющее топологический заряд вихря. Функция $f(\xi)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению Гросса-Питтвеевского для плотности сверхтекучей компоненты слабо неидеального бозе-газа в вихре: $f(\xi \rightarrow 0) \sim \xi^{|\nu|}$, $f(\xi \rightarrow \infty) \sim 1 - \nu^2 / 2\xi^2$.

Динамика вихря в планарном ферромагнетике принципиально отличается от динамики вихрей в сверхтекучем Бозе-газе и гейзенберговском ферромагнетике. Причем характер динамики принципиально зависит от поля \vec{H} . При $H=0$ система Лоренц-инвариантна и в силу этого все соотношения для вихря, движущегося со скоростью \vec{V} вдоль оси \vec{X} , получаются из неподвижных при помощи преобразований Лоренца $r-r' = \sqrt{x'^2 + y'^2}$,

$\phi - \phi' = \arctg(y'/x')$, $x' = (x - Vt) / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, $t' = (t - xV) / \sqrt{1 - v^2/c^2}$. Если же $H \neq 0$, то Лоренц-инвариантность отсутствует, но формально появляется в уравнениях для переменных S и $\phi = \theta - \omega_H t'$. Тогда, исходя из статического решения, для движущегося вихря получим

$$S = S^{(0)}(r'), \quad \theta = \theta_0 + \text{varctg}(y'/x') + \omega_H(t - t')$$

Легко видеть, что при $H \neq 0$ вдали от вихря $\nabla\theta$ не убывает, а имеет конечное значение, $\nabla\theta = \vec{k} = \vec{V}\omega_H/c^2$. Такое свойство имеет место для вихрей в сверхтекучих системах и в гейзенберговском ферромагнетике и означает "вмораживание" вихря в конденсат. Сопоставление формул для энергии и импульса поля спиновой плотности, следующих из (5), приводит к выводу, что аналогом плотности сверхтекучей компоненты ρ в планарном ферромагнетике следует считать $\rho^{(f)} = \alpha I_0 R_0^2 S_0^2 \omega_H^2 / 4c^4$. В этом случае легко убедиться, что значение локальной скорости "сверхтекучего"

движения "конденсата" $\vec{V}_s = \rho_s^{-1} \nabla\theta$ в планарном ферромагнетике имеет вид $\vec{V}_s = (vc^2/\omega_H)(\vec{e}_x/r) + \vec{V}$, где \vec{V} - скорость вихря. Вблизи вихря \vec{V}_s имеет обычную асимптотику типа e_x/r , а вдали от вихря совпадает со скоростью вихря V . Это однозначно свидетельствует о вмороженности вихря в конденсат. Если $H=0$, то $\rho^{(f)}=0$ и сверхтекучая компонента отсутствует и, следовательно, отсутствует эффект вмораживания.

Основные результаты опубликованы в следующих статьях:

1. Гапонов А.И. Иванов Б.А. Кичижиев А.Н. Мицай Ю.Н. Спектр магнонов в сильноанизотропных магнетиках с доменной границей. ФНТ 1991 т.17 стр.84
2. Mitsay Yu. N. Ivanov B.A. Kichizhiev A.N. Garonov A.I. Kinks in highly-anisotropic magnets. Ground state and spectrum of excitations. JMMM 1992 v.110 p.80
3. Иванов Б.А. Кичижиев А.Н. Мицай Ю.Н. О нелинейной динамике и релаксации сильноанизотропных ферромагнетиков. ЖЭТФ 1992 т.102 стр.618
4. Иванов Б.А., Кичижиев А.Н., Шека Д.Д. Магнитные вихри в сильноанизотропных магнетиках со спином $S=1$. ФНТ 1992 т.18 вып.8 стр.921
5. Иванов Б.А., Кичижиев А.Н., Тартаковская Т.Н. Устойчивость доменных границ в сильноанизотропных ферромагнетиках со спином единица. УФЖ 1992 т.37 вып.7 стр.1039

Подп. в печ. 29.11.93. Формат 60x84/16. Бум. офс.
Печ. офс. Усл. печ. л. 0,7. Усл.кр.-отт. 0,7.
Уч.-изд.л. 0,5. Тираж 100 экз. Заказ 1384.

Институт проблем материаловедения
им. И.А.Францевича АН УССР.
252680 Киев 680, ГСП, ул.Кржижановского,3.
Участок оперативной полиграфии
Института проблем материаловедения
им. И.А.Францевича АН УССР.
252680 Киев 680, ГСП, ул.Кржижановского,3.



459 173

AB 29.010