УДК 530.19

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ И ЯДЕРНОЙ СПИНОВЫХ СИСТЕМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**В. Л. Марченко, А. М. Савченко, Б. И. Садовников**

(*кафедра квантовой статистики и теории поля*)

**В статье рассматривается взаимодействие системы электронных спинов с системой ядерных спинов в антиферромагнетиках типа «легкая плоскость» в случае опрокидывания спина (спин-флип фаза), что является весьма важным для изучения термодинамических и кинетических свойств ядерных систем. В работе исследованы равновесные конфигурации электронных и ядерных намагниченностей. Найдена связь электронной и ядерной спиновых систем с упругими полями, создаваемыми дефектами в кристалле.**

Интерес, проявляемый в настоящее время к динамике неидеальных кристаллов, объясняется тем, что кристаллические дефекты существенно влияют на термодинамические и кинетические свойства рассматриваемых кристаллов. Физические свойства таких систем существенно зависят от размерности дефектов. В этой работе исследуется влияние одномерных дефектов (дислокаций) на структуру спин-волнового спектра.

Рассмотрим антиферромагнетик типа «легкая плоскость» [1], помещенный во внешнее магнитное поле, направленное параллельно базисной плоскости. Гамильтониан системы определим выражением

$$H=\sum_{f,g}\left[J\left(\mathbf{r}_{fg}\right)\mathbf{S}_f\mathbf{S}_g+K_2\left(\mathbf{S}_f\mathbf{n}\right)\left(\mathbf{S}_g\mathbf{n}\right)\right]+ \\ +K_1\left[\sum_f\left(\mathbf{S}_f\mathbf{n}\right)^2\sum_g\left(\mathbf{S}_g\mathbf{n}\right)^2\right]+\mu\mathbf{H}\left(\sum_f\mathbf{S}_f+\sum_g\mathbf{S}_g\right)- \\ -\mu_n\mathbf{H}\left(\sum_f\mathbf{I}_f+\sum_g\mathbf{I}_g\right)-A_0\left(\sum_f\mathbf{I}_f\mathbf{S}_f+\sum_g\mathbf{I}_g\mathbf{S}_g\right), \tag{1}$$

где электронные спины $\mathbf{S}_f,\mathbf{S}_g$ принадлежат различным подрешеткам, $\mathbf{I}_f,\mathbf{I}_g$ — ядерные спины, $J\left(\mathbf{r}_{fg}\right)$ — обменный интеграл, $\mathbf{r}_{fg}=\mathbf{r}_f-\mathbf{r}_g$, $K_1$ и $K_2$ — константы анизотропии, $\mathbf{n}$ — нормаль к плоскости легкого намагничивания, $A_0$ — константа электрон-ядерного взаимодействия.

В рассматриваемой области низких температур $T\ll T_N$ для средних значений проекций электронных спинов на соответствующие оси квантования верно $\langle S_f^{z'}\rangle=\langle S_g^{z''}\rangle\cong S'$.

Определим равновесное распределение намагниченности в антиферромагнетике типа «легкая плоскость», содержащем дислокации. Уравнение движения для плотности магнитного момента $M_j$ без учета релаксации имеет вид

$$\frac{\partial\mathbf{M}_j}{\partial t}=\mu\left[\mathbf{M}_j,\mathbf{H}_j^{\text{eff}}\right], \tag{2}$$

где $\mathbf{H}_j^{\text{eff}}=\mathbf{H}-\frac{\partial F}{\partial\mathbf{M}_j}+\frac{\partial}{\partial x_k}\frac{\partial F}{\partial(\partial\mathbf{M}_j/\partial x_k)}$ [2], $\mathbf{H}_j^{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, действующее на $j$-ю подрешетку, $\mu=g\mu_B$, $g$ — спектроскопический фактор, $\mu_B$ — магнетон Бора, $F$ можно рассматривать как потенциальную энергию единицы объема антиферромагнетика, $F=F_m+F_{my}+F_y$, где учтены магнитное, магнитоупругое и упругое взаимодействие.

Из уравнения (2) следует, что равновесные намагниченности удовлетворяют равенству

$$\mathbf{H}_j^{\text{eff}}-\frac{\left(\mathbf{M}_j,\mathbf{H}_j^{\text{eff}}\right)}{M^2}\mathbf{M}_j=0. \tag{3}$$

При этом пространственную ориентацию намагниченности будем характеризовать азимутальным углом $\vartheta_j$ и полярным углом $\psi_j$:

$$\mathbf{M}_j=M\left(\cos\psi_j\sin\vartheta_j,-\cos\psi_j\sin\vartheta_j,\sin\psi_j\right).$$

Следует отметить, что фурье-компоненты углов $\vartheta(\mathbf{r}),\psi(\mathbf{r})$ имеют вид

$$\begin{aligned}\vartheta(\mathbf{k})&=\int d\mathbf{r}\vartheta(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{kr}}=\frac{2J_0\Theta}{\varepsilon_{1k}^2}u_{xy}(\mathbf{k}),\\ \psi(\mathbf{k})&=\int d\mathbf{r}\psi(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{kr}}=\frac{2J_0\Theta}{\varepsilon_{2k}^2}u_{yz}(\mathbf{k}),\end{aligned} \tag{4}$$

где $\varepsilon_{1k}=\left\{\mu^2\left[H(H+H_D)+2H_EH_{1ms}\right]+s^2k^2\right\}^{1/2}$, $\varepsilon_{2k}=\left\{\mu^2\left[H_D(H+H_D)+2H_E(H_A+H_{2ms})\right]+s^2k^2\right\}^{1/2}$ — соответственно энергии магнонов квазиферромагнитной (КФ) и квазиантиферромагнитной (КАФ) ветвей спектра, $H_A$ — поле анизотропии, $H_{1ms},H_{2ms}$ — эффективные магнитные поля, обусловленные спонтанной магнитострикцией, $H_E$ — поле обменного взаимодействия, $H_D$ — поле Дзялошинского, $s$ — скорость распространения магнонов, $J_0=\frac{\mu H_E}{S}$, $S$ — спин, $\Theta$ — константа магнитоупругого взаимодействия, $u_{ij}(\mathbf{k})$ — Фурье образ тензора упругих деформаций $u_{ij}(\mathbf{r})$. В каждой точке кристалла равновесный вектор $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ получается поворотом вектора $\mathbf{M}_{j0}$ вокруг оси $X$ на угол $\psi(\mathbf{r})$ и вокруг оси $Z$ на угол $\vartheta(\mathbf{r})$, причем положительному значению угла соответствует поворот по правилу правого винта:

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r})=\mathbf{M}_{j0}+\psi(\mathbf{r})\left[\mathbf{i},\mathbf{M}_{j0}\right]+\vartheta(\mathbf{r})\left[\mathbf{n}_0,\mathbf{M}_{j0}\right], \tag{5}$$

где $\mathbf{i}$ — орт оси $X$, $\mathbf{n}_0$ — орт оси $Z$.

Рассмотрим влияние магнитной системы на дислокационные деформации в предположении, что вызываемые дислокациями искажения однородного распределения намагниченностей невелики ($|\vartheta(\mathbf{r})| \ll 1,\ |\psi(\mathbf{r})| \ll 1$). При этом искажения будут определяться формулами (4), (5), содержащими тензор упругих деформаций $u_{ik}$. Выберем случай упругих полей, создаваемых винтовой дислокацией. Уравнение равновесия для тензора напряжений $\sigma$ в отсутствие объемных сил имеет вид

$$\frac{\partial \sigma_{ml}}{\partial x_l} = 0, \quad m,l = 1,2,3 \tag{6}$$

или для фурье-компонент

$$k_l \sigma_{ml}(\mathbf{k}) = 0. \tag{7}$$

Из свойств симметрии винтовой дислокации следует, что отличны от нуля лишь компоненты $\sigma_{xz}, \sigma_{xy}$. Тогда уравнение равновесия принимает вид:

$$k_y \sigma_{xy}(\mathbf{k}) + k_z \sigma_{xz}(\mathbf{k}) = 0. \tag{8}$$

В магнитоупорядоченном кристалле связь между напряжениями и деформациями определяется выражением

$$\sigma_{ml} = C_{mlpq} u_{pq} + \frac{\partial F_{my}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \hat{u})}{\partial u_{ml}}, \tag{9}$$

где в рассматриваемом приближении $C_{mlpq} = \lambda \delta_{ml} \delta_{pq} + G(\delta_{mp}\delta_{ls} + \delta_{ms}\delta_{lp})$. Из (8) с учетом (3), (5) следует

$$\begin{gathered} \sigma_{xy}(\mathbf{k}) = 2G u_{xy}(\mathbf{k})(1-S), \sigma_{yz}(\mathbf{k}) = 2G u_{yz}(\mathbf{k}), \\ J(0) = \sum_f J(\mathbf{r}_{fg}). \end{gathered} \tag{10}$$

После введения осей квантования для операторов $\mathbf{S}_j, \mathbf{I}_j (j = g, f)$ углы $\vartheta, \vartheta_n$ определяются самосогласованным образом из следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} &\mu H \cos\vartheta - J(0) S \sin 2\vartheta - A_0 \langle I \rangle \sin(\vartheta - \vartheta_n) = 0, \\ &\mu H \cos\vartheta - A_0 S \sin(\vartheta - \vartheta_n) = 0, \\ &\langle I \rangle = b(\omega_n / T), \\ &\omega_n = A_0 S \cos(\vartheta - \vartheta_n) - \mu_n H \sin\vartheta_n, \end{aligned} \tag{11}$$

где $b(x) = (1+1/2I) cth (1+1/2I)x - (1/2I) cth (x/2I)$.

При этом из нескольких решений системы необходимо выбрать то, которому соответствует минимальное значение квадратичной формы, получаемой из гамильтониана (1) заменой спиновых операторов классическими векторами.

При нахождении углов квантования $\vartheta, \vartheta_n$ следует различать две температурные области.

I. $\omega_n \ll T$. В данном случае $\langle I \rangle \cong \frac{\omega_n I(I+1)}{3T}$, и, исключив из системы (11) угол $\vartheta_n$, получаем соотношение

$$H\left[1 - \frac{\mu_n \langle I_1 \rangle_0}{\mu S}\right] - \frac{2J(0)S}{\mu}\sin\vartheta = 0,$$

определяющее поле схлопывания [3,4] магнитных подрешеток

$$H_c = 2H_E \left(1 - \frac{m_0}{M}\right)^{-1}.$$

В области магнитных полей $H \geqslant H_c$ равновесное состояние антиферромагнетика типа «легкая плоскость» характеризуется углами $\vartheta = -\vartheta_n = \pi/2$, $H_n > H_c$ (состояние «1») и $\vartheta = \vartheta_n = \pi/2, H_n < H_c$ (состояние «2»).

II. $T \ll \omega_n$. В данном случае $\langle I \rangle \cong 1$, и исключение угла $\vartheta_n$ из системы (11) дает соотношение

$$(H - 2H_E \sin\vartheta)\left(H_n^2 + H^2 - 2HH_n \sin\vartheta\right)^{1/2} - H_N H = 0.$$

Сформулируем основные результаты. Введем следующие величины:

$$\begin{aligned} H_I = 1/2\Big[&2H_E + H_n - H_N - \\ &- \sqrt{(2H_E + H_n - H_N)^2 - 8H_E H_n}\Big], \\ H_{II} = 1/2\Big[&2H_E + H_n - H_N + \\ &+ \sqrt{(2H_E + H_n - H_N)^2 - 8H_E H_n}\Big], \\ H_{III} = 1/2\Big[&2H_E + H_n + H_N + \\ &+ \sqrt{(2H_E + H_n + H_N)^2 - 8H_E H_n}\Big]. \end{aligned}$$

Пусть параметры антиферромагнетика удовлетворяют условию $2H_E > \left(H_n^{1/2} - H_N^{1/2}\right)^2$, где $H_n = A_0 S/\mu_n$, $H_N = A_0 \langle I \rangle / \mu$. Тогда в магнитных полях $0 \leqslant H \leqslant H_c$, $H_c \equiv H_{III}$ реализуется состояние со скошенными подрешетками. С ростом величины магнитного поля от нуля до $H_c$ угол $\vartheta$ непрерывно возрастает от нуля до $\pi/2$, и при $H \geqslant H_c$ реализуется состояние «1».

Пусть выполнено условие $2H_E < \left(H_n^{1/2} - H_N^{1/2}\right)^2$. Тогда состояние со скошенными подрешетками реализуется для магнитных полей из интервала $(0, H_c)$, где $H_c = H_I$.

При $H = H_c$ антиферромагнетик переходит в состояние «2», которое оказывается устойчивым в интервале полей $H_c \leqslant H \leqslant H_{II}$. При дальнейшем росте величины магнитного поля $H$ от $H_{II}$ до $H_{III}$ угол $\vartheta_n$ монотонно меняется от $\pi/2$ до $-\pi/2$, т. е. средние значения ядерных спинов $\langle \mathbf{I}_f \rangle$, $\langle \mathbf{I}_g \rangle$, определяющие направления осей квантования, описывают дугу в $180^\circ$, поворачиваясь от направления «против поля $\mathbf{H}$» к направлению «по полю $\mathbf{H}$». При этом векторы $\langle \mathbf{S}_f \rangle$, $\langle \mathbf{S}_g \rangle$, которые в интервале магнитных полей $H_c \leqslant H \leqslant H_{II}$ были строго параллельны, сначала «расщепятся» на малый угол, а затем вновь «схлопнутся» при $H = H_{III}$. В области $H \geqslant H_{III}$

реализуется состояние «2». Интервал магнитных полей, в котором происходит указанный переход из состояния «2» в состояние «1», имеет вид

$$\delta H = H_{II} - H_I \cong 2H_N \frac{H_n}{H_n - 2H_E},$$
$$H_n - 2H_E \gg 2\left(H_n H_N\right)^{1/2}.$$

При температурах $T \approx 0.1$ К, когда в реальных антиферромагнетиках $\langle I \rangle \approx 1$, интервал $\delta H \approx H_N$ достигает нескольких сотен эрстед. Угол «расщепления» векторов $\langle \mathbf{S}_f \rangle$, $\langle \mathbf{S}_g \rangle$ имеет величину $\delta\vartheta = H_N/H_n = \mu_n I/\mu S$ и порядок величины $0.1^\circ$.

Работа частично поддержана грантом НШ-1678.

**Литература**

1. *Алабердин Е.Р., Савченко А.М., Садовников Б.И.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 6. С. 32 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 6. P. 41).
2. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М., 1967.
3. *Anderson F.B., Callen H.B.* // Phys. Rev. 1964. **136A**. P. 1068.
4. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л., Савченко М.А.* // ЖЭТФ. 1976. **71**, № 2. P. 816.

Поступила в редакцию
27.06.03

ГЕОФИЗИКА

УДК 523.62-1: 629.78

# ОСОБЕННОСТИ ВОЗРАСТАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ БОЛЕЕ 1 МэВ 11–12 апреля 1990 г. ПО ДАННЫМ ИСЗ IMP-8

**Г. П. Любимов, В. И. Тулупов**
(*НИИЯФ*)
E-mail: tulupov@taspd.sinp.msu.ru

**В работе рассматривается кратковременное (до 12 часов) возрастание интенсивности протонов солнечных космических лучей с $E > 1$ МэВ 11–12 апреля 1990 г. по данным ИСЗ IMP-8. Возрастание состоит из двух пиков. Пики возрастания интерпретируются как локализованные в ловушках ансамбли частиц, при этом первый пик соответствует частицам, находящимся в петлевой гелиосферной ловушке, второй — частицам в ловушке за фронтом ударной волны.**

## Введение

На ИСЗ *IMP-8* 11-12 апреля 1990 г. было зарегистрировано кратковременное (длительностью около 12 часов) возрастание интенсивности протонов с энергией более 1 МэВ в виде двух пиков примерно одинаковой длительности. *IMP-8* в это время находился вне магнитосферы Земли. Такое же по форме возрастание наблюдалось и на ИСЗ *GOES-6,7* и *Гранат*, которые находились внутри земной магнитосферы. Возрастание имело место на фазе спада продолжительного (до 10 сут) солнечного протонного события, источником которого была, скорее всего, восточная вспышка в 13.15 UT 4 апреля в активной области 6007, сопровождавшаяся радиоизлучением (р/и) IV типа [1]. Эти события со среднечасовым усреднением интенсивности протонов различных энергий показаны на рис. 1 [2]. В данной работе сделан анализ полученной информации с привлечением данных о межпланетном магнитном поле (ММП), солнечном ветре, фотосферном солнечном магнитном поле (СМП) и траекторных данных.

## Наблюдательные данные

На рис. 2 представлена обзорная информация за суточный интервал 11–12 апреля о ММП (**B**), параметрах плазмы солнечного ветра (скорость $v_p$, плотность $n_p$, тепловая скорость $v_t$), интенсивности протонов различных энергий и альфа-частиц по данным *IMP-8* [2], а также среднечасовые данные нейтронного монитора Апатиты. В период с 6 до 12 часов 12 апреля информация *IMP-8* отсутствует. Здесь и далее по тексту подразумевается мировое время.

Для анализа информации дополнительно были привлечены среднечасовые значения величин $v_p$, $n_p$, температуры $T_p$ плазмы, измеренных на космическом аппарате (КА) *Pioneer Venus Orbiter (PVO)* [2]. *PVO* в середине апреля находился приблизительно на 58° западнее линии Солнце–Земля на расстоянии 0.73 а.е. от Солнца на орбите спутника Венеры.

## Анализ информации и результаты

Как следует из рис. 2, пики дублетного возрастания протонов наблюдались при различных состояниях межпланетной среды. Если первый пик регистрировался в относительно спокойной среде, при почти постоянных значениях параметров межпланетной плазмы, то для второго пика возрастания, начавшегося в спокойной среде, максимум имел место в сильно возмущенной межпланетной среде.