հաշվի են առնվում պարբերական դաշտը և խանգարման տեղային լրացուցիչ դաշտը։ Ապացուցվում է, որ ռեզոնանսային պայմաններում դիմադրությունը ունենում է մինիմումներ կամ դառնում է զրո։ Ուսումնասիրվում է դիմադրության մինիմումների և վիճակների խտության մաքսիմումների էներգետիկ դասավորվածությունների միջև կապը։

RESONANCE TUNNEL CONDUCTION OF THIN FILM IN THE PRESENCE OF DEFECT

Z. A. KASAMANYAN, D. K. MELIK-VARDANYAN

An exact expression for the tunnel resistance or conduction of semiconductor or dielectric thin film is obtained taking into account the presence of periodical and additional local defect fields in it. When the resonance conditions are fulfilled, the resistance of the film is zero or is minimum. The relation between energy positions of resistance minima and the maxima of the density of electron states was studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 295—298 (1990)

УДК 548.35;530.145

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МАГНЕТИКЕ С ЧЕТЫРЕХСПИНОВЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Г. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАБОЯН

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 25 марта 1990 г.)

Внешнее постоянное однородное магнитное поле создает в четырехспиновом обменном магнетике периодическую сверхструктуру намагниченности. Показано, что в системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Известно, что магнитные свойства ряда кристаллов не могут быть объяснены в рамках модели Гейзенберга. Это приводит к заключению, что в этих кристаллах кроме двухспинового должен существовать также и обмен более высоких порядков, в частности, четырехспиновый.

Таковыми являются твердый He^3 (атомный туннельный четырехспиновый обмен), а также соединения $(Tb, Y)Sb$, $(Ge, La)Sb$, $Mn(CH_3COO)_2 4H_2O$, $CeTl_3$ (электронный четырехспиновый обмен) [1,2].

Ниже предлагается феноменологическое описание таких систем на основе уравнений Ландау-Лифшица [3]. Показано, что однородное магнитное поле в изотропном магнетике создает периодическую магнитную структуру. В системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Магнетик с четырехспиновым обменом задается следующим классическим гамильтонианом.

$$H=\sum_{1234} J(1,2,3,4)\{\mathbf{M}(\mathbf{r}_1)\mathbf{M}(\mathbf{r}_2)\}\{\mathbf{M}(\mathbf{r}_3)\mathbf{M}(\mathbf{r}_4)\}, \tag{1}$$

где J — четырехспиновый обменный интеграл. $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ — вектор намагниченности, соответствующий узлу решетки $\mathbf{r}$, $|\mathbf{M}(\mathbf{r})|=M_0=\mathrm{const}$.

В континуальном приближении разложим $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ в ряд до членов второго порядка включительно; после подстановки этих разложений в (1) и последующего перехода от суммирования к интегрированию, получим

$$H=\int W(r)\,d^3 r,$$
$$W(r)=\alpha_{lk}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_l}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k}+\beta_{lkem}\left\{\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_l}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k}\right\}\left\{\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_e}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_m}\right\}. \tag{2}$$

Тензоры α_{lk}, β_{lkem} являются функциями давления и температуры. Их структура определяется симметрией кристалла. В частности, для изотропного кристалла $\alpha_{lk}=\alpha\delta_{lk}$; $\beta_{lklm}=\beta\delta_{lk}\delta_{em}$, так что плотность энергии (2) принимает следующий вид

$$W(x)=\alpha\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_l}\right)^2+\beta\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_l}\right)^4. \tag{2a}$$

В дальнейшем будет рассмотрен одномерный магнетик, помещенный в постоянное однородное магнитное поле. Тогда в сферической системе координат плотность энергии примет следующий вид

$$W(x)=\frac{1}{4}|\beta|M_0^4\left\{-\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^4+\frac{1}{2l_0^2}\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2+\frac{1}{l^4}(1-\cos)\right\}, \tag{3}$$

где $l_0=|\beta|M_0^4/4\alpha$, $l^4=|\beta|M_0^3/4\gamma H$; γ — собственный магнитный момент электрона (атома); кроме того, мы полагаем здесь, что $\beta>0$. Как будет видно из дальнейшего, этот выбор знака не влияет на положительную определенность функционала энергии.

Первый интеграл уравнений Ланграножа-Эйлера для плотности (3) имеет следующий вид

$$-\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^4+\frac{1}{l_0^2}\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2-\frac{4}{l^4}\sin^2\frac{\theta}{2}-C=0. \tag{4}$$

Описание решений в общем случае чрезвычайно сложно, поэтому мы ограничимся здесь одним частным случаем $C=\frac{1}{4}l_0^{-4}$. Такой выбор соответствует некоторому метастабильному возбужденному состоянию. В этом случае интегрирование уравнения (4) выполняется довольно просто, и в результате получается:

$$\theta=4\,\mathrm{am}\left(\sqrt{\frac{\delta+1}{2}}\frac{x}{4l_0},\eta\right),\ \eta\leqslant 1,$$
$$\cos\frac{\theta}{2}=1-\frac{\delta+1}{\delta}\,\mathrm{sn}^2\left(\frac{\sqrt{\delta}}{4l_0^2}x,\eta\right),\ \eta\geqslant 1, \tag{5}$$

где $\eta=\sqrt{\frac{2\delta}{\delta+1}}$ — модуль эллиптрической функции $\mathrm{sn}(z)$ и эллиптической амплитуды $\mathrm{am}(z)$, $\delta=4(l_0/l)^2$.

Таким образом, плотность (4) определяет некоторую периодическую структуру, период которой определяется следующими выражениями:

$$x_0=2^{3/2}l_0\begin{cases}2(\delta+1)^{-1/2}K\left(\sqrt{\frac{2\delta}{\delta+1}}\right), \delta\leqslant 1,\\ \delta^{-3/2}(\delta+1)^{1/2}K\left(\sqrt{\frac{\delta+1}{2\delta}}\right), \delta\geqslant 1,\end{cases} \tag{6}$$

где $K(\eta)$ — польный эллиптический интеграл 1 рода. Из выражений (6) следует, что при $\eta\to 1\pm 0$ $(\delta\to 1\pm 0)$ периоды структур стремятся к бесконечности по логарифмическому закону. Условие $\eta\to 1\pm 0$ означает $H\to H_c\pm 0$, где $H_c=\alpha^2/4|\beta|M_0$. Итак, в системе происходит фазовый переход по магнитному полю. Из (5) следует, что «промежуточная» фаза задается следующим статическим солитоном

$$\sin\frac{\theta}{2}=2\frac{\mathrm{sh}(x/4l_0)}{\mathrm{ch}^2(x/4l_0)}.$$

Для энергии системы с учетом (3) и (5) имеем

$$E=\varepsilon\begin{cases}(1+\delta)^{1/2}(1-\delta)K\left(\sqrt{\frac{2\delta}{1+\delta}}\right), \delta\leqslant 1,\\ \frac{\delta-1}{4\sqrt{3\delta}}K\left(\sqrt{\frac{1+\delta}{2\delta}}\right), \delta\geqslant 1,\end{cases} \tag{8}$$

где $\varepsilon=16M_0(3\alpha^3/|\beta|)^{1/2}$.

Из выражений (8) для энергии периодической структуры следует, что $E\to 0$ при $H\to H_c\pm 0$, т. е. энергия «промежуточной» фазы равна нулю. Этот же результат можно непосредственно получить из (4) и (7).

Вблизи H_c намагниченность имеет логарифмическую особенность

$$M\sim-\ln|1-h|,\ h=H/H_c, \tag{9}$$

а восприимчивость системы — степенную

$$\chi\sim|1-h|^{-1}. \tag{10}$$

Итак, фазовый переход по полю проявляется в аномальном поведении как первых, так и вторых производных энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрагам А., Гольдман М.* Ядерный магнетизм. Изд. Мир, М., 2, стр. 351—352, 1984.
2. *Нагаев Э. Л.* Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. Изд. Наука, М., 1988.
3. *Ландау Л. Д.* Собрание трудов. Изд. Наука, М., 1, стр. 128, 1968.

ՖԱԶԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄ ՉՈՐՍՍՊԻՆԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՑԱՅԻՆ ՄԱԳՆԵՏԻԿՈՒՄ

Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ԳԱԲՈՅԱՆ, Ա. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Չորսսպինային փոխանցային մագնետիկում արտաքին հաստատուն և համասեռ մագնիսական դաշտը ստեղծում է մագնիսացման գերկառուցվածք։ Ցույց է տրված, որ համակարգում հնարավոր է ֆազային անցում։

PHASE TRANSITION IN FOUR-SPIN EXCHANGE MAGNETIC

G. A. VARDANYAN, G. M. GABOYAN, A. S. SAAKYAN

A constant homogeneous external magnetic field produces a periodical superstructure of magnetization in a four-spin exchange magnetic. It is shown that in such a sustem ephase transition induced by magnetic field is possible

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 298—300 (1990)

УДК 538.222

К ТЕОРИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

О. С. ТОРОСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 мая 1990 г.)

Показано, что эффекты второго порядка по сверхтонкому взаимодействию приводят к небольшому изменению расстояния между линиями сверхтонкой структуры, соответствующими сверхтонким переходам с ядерными магнитными квантовыми числами m_I и $-m_I$ спектров электронного парамагнитного резонанса. Как показывают оценки, проведенные для атома водорода и для некоторых парамагнитных ионов в монокристаллах, эти малые изменения сверхтонкого расщепления экспериментально могут быть измерены.

При исследовании спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) простейшей системы неспаренный электрон-ядро со спином 1/2 (^{13}H, ^{15}C, ^{15}N и др.) в монографиях [1, 2] утверждается, что эффекты второго порядка по сверхтонкому взаимодействию (СТВ) смещают положение линий сверхтонкой структуры с $m_I = \pm 1/2$ (m_I — ядерное магнитное квантовое число) так, что расстояние между ними остается неизменным. Исходя из этого делается вывод, что эффекты второго порядка не влияют на величину константы СТВ, которую отсчитывают на спектре.

Аналогичное утверждение имеется и в [3] для сверхтонких линий электронного $m_S = +1/2 \longleftrightarrow m_S = -1/2$ (m_S — электронное магнитное квантовое число) перехода соответствующих значениям $m_I = \pm 3/2$ для ионов Cr^{3+} в монокристаллах ацетилацетоната алюминия и ацетилацетона-