Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 7, стр. 387 – 388 *10 октября 1988 г.*

К ТЕОРИИ ОБМЕННОЙ СИММЕТРИИ

В.И.Марченко

Показано, что возможны три новых класса спиновой упорядоченности. Спиновая плотность $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ в двух классах возникает лишь при учете релятивистских эффектов. В одном классе – скалярных магнетиков – магнитная восприимчивость при нулевой температуре равна нулю.

При пренебрежении релятивистскими эффектами состояние магнитоупорядоченного вещества характеризуется обменной симметрией [1]. В работах [1, 2] рассмотрены структуры (магнетики) определяемые средней микроскопической спиновой плотностью $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$. Андреев и Грищук [3] указали иную возможность реализации спонтанного нарушения обменной инвариантности, при которой спиновая плотность равна нулю, а параметром порядка является анизотропный в спиновом пространстве коррелятор $\langle S_i(\mathbf{r}_1) S_j(\mathbf{r}_2)\rangle$. Симметрия таких структур (спиновых нематиков) относительно обращения времени $t \to -t$ не нарушена. В принципе возможны и более сложные структуры в которых спонтанное нарушение обменной инвариантности и симметрии $t \to -t$ проявляется лишь в многоточечных корреляторах. Структуры описываемые четными корреляторами (четырех, шести – точечными и т. д.) аналогичны спиновым нематикам рассмотренным в [3]. Структуры же описываемые нечетными корреляторами существенно отличаются как от магнетиков, так и от спиновых нематиков.

Рассмотрим, например, трехточечный коррелятор

$$\langle S_i(\mathbf{r}_1) S_j(\mathbf{r}_2) S_k(\mathbf{r}_3) \rangle \equiv S_{ijk}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3).$$

В простейшем случае S_{ijk} сводится к полностью антисимметричному по спиновым индексам тензору

$$S_{ijk} = \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) e_{ijk}.$$

Из общего требования [1)], чтобы все спиновые скаляры построенные из параметра порядка (например, $S_{ijk} S_{ijk}$) не менялись при преобразованиях обменной кристаллической группы симметрии G, следует, что функция $\varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ преобразуется по какому-либо одномерному представлению группы G. Если спиновые корреляторы любого ранга остаются изотропными в спиновом пространстве, то оказывается нарушенной лишь $t \to -t$ симметрия. Такой магнетик естественно называть скалярным.

Введем три единичных вектора $\mathbf{n}, \mathbf{l}, \mathbf{m}$, лежащих в одной плоскости в спиновом пространстве и ориентированных под углом 120° друг к другу. Пусть коррелятор S_{ijk} равен

$$S_{ijk} = \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)(n_i n_j n_k + l_i l_j l_k + m_i m_j m_k), \tag{1}$$

где функция φ преобразуется по какому-либо одномерному представлению группы G. Обменная симметрия такой структуры (тензорный магнетик) определяется следующими элементами $C_6^s R$, U_2^s, C, $C^- R$, где C_6^s – спиновый поворот на угол $\pi/3$, U_2^s – спиновый поворот на угол π вокруг оси, перпендикулярной к оси C_6^s, R – преобразование $t \to -t$, C и C^- – преобразования группы G соответственно не меняющие и изменяющие знак функции φ.

---

1) Отметим, что в магнетиках, помимо инвариантности свертки $S_i(\mathbf{r}) S_i(\mathbf{r}')$, необходимо проверять также инвариантность выражения $\{e_{ijk} S_i(\mathbf{r}_1) S_j(\mathbf{r}_2) S_k(\mathbf{r}_3)\}^2$. Для представлений рассмотренных в [1], это условие не дает новых ограничений.

Как в скалярных, так и в тензорных магнетиках, поскольку в них симметрия $t \to -t$ нарушена, учет релятивистских эффектов приводит к конечной величине спиновой плотности $\langle \mathbf{S(r)} \rangle \propto (v/c)^2$ (см. ниже). В этих магнетиках, в отличие от спиновых нематиков, в силу магнитной симметрии возможны также слабый ферромагнетизм, магнитоэлектрический эффект, пьезомагнетизм.

Третий тип нарушения обменной инвариантности, проявляемого в корреляторах, получим, рассмотрев возможность сосуществования обычного и тензорного порядка. Например, пусть наряду с коррелятором (1) отличен от нуля вектор $\langle \mathbf{S(r)} \rangle$ преобразующийся по тому же одномерному представлению группы G, что и функция φ, и ориентированному перпендикулярно к векторам $\mathbf{n}, \mathbf{l}, \mathbf{m}$. Обменная симметрия такого магнетика определяется элементами G_3^s, C, $C^- R$.

Теория низкочастотной динамики тензорных магнетиков, так же как и спиновых нематиков [3] строится в полной аналогии с динамикой магнетиков [2]. Исключение составляют скалярные магнетики. Здесь нет причины для появления низкочастотных степеней свободы, так как не произошло спонтанного нарушения вращательной инвариантности обменного гамильтониана.

Как показано в [2], обменная симметрия накладывает существенные ограничения на компоненты тензора магнитной восприимчивости. В частности, аксиальная симметрия коллинеарных магнетиков и одноосных спиновых нематиков обуславливает зануление продольной восприимчивости при нулевой температуре. По тем же причинам (см. [2]) в скалярных магнетиках со сферической симметрией спинового пространства связано зануление всех компонент тензора восприимчивости. При конечной температуре T восприимчивость обеспечивается появлением магнонов; очевидно, что $\chi \propto \exp(-\epsilon_0/T)$ при $T \ll \epsilon_0$, где ϵ_0 – щель в спектре магнонов. При $T = 0$ конечная восприимчивость получится при учете релятивистских эффектов (ср. [4], задача 3 к § 71). Добавим к обменному гамильтониану невзаимодействующих магнонов $\sum\limits_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} a^+_{\mathbf{k}\alpha} a_{\mathbf{k}\alpha}$, где α – спиновый индекс (предполагаем для простоты, что имеется один сорт квазичастиц $S = 1$, вырожденных в согласии с изотропией спинового пространства), члены, имеющие релятивистскую природу

$$\sum_{\mathbf{k}} d^{\alpha}_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\alpha} + d^{\alpha *}_{\mathbf{k}} a^+_{\mathbf{k}\alpha} + \beta^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\alpha} a_{-\mathbf{k}\beta} + \beta^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}} a^+_{-\mathbf{k}\beta} a^+_{\mathbf{k}\alpha} + \gamma^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}} a^+_{\mathbf{k}\alpha} a_{\mathbf{k}\beta} +$$

$$+ \mu H (a^+_{\mathbf{k},1} a_{\mathbf{k},1} - a^+_{\mathbf{k},-1} a_{\mathbf{k},-1}).$$

На коэффициенты $d^{\alpha}_{\mathbf{k}}$, $\beta^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}}$ и $\gamma^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}} = \gamma^{\beta\alpha *}_{\mathbf{k}} \propto (v/c)^2$ наложены ограничения следующие из магнитной симметрии состояния. Линейные члены $\propto d$ приводят к эффектам типа слабого ферромагнетизма. Таким образом, скалярные (и тензорные) магнетики являются слабыми антиферро- или ферромагнетиками. Средний спин магнитных атомов в них пропорционален $(v/c)^2$. Квадратичные члены $\propto \beta$, после диагонализации гамильтониана, снимают спиновое вырождение магнонов и приводят к зависимости энергии основного состояния скалярного магнетика от внешнего поля, т. е. к конечной восприимчивости $\chi \sim \mu^2 \beta^2 / \epsilon_0^3 \propto (v/c)^6$.

Благодарю Д.Е.Хмельницкого за конструктивную дискуссию, А.Ф.Андреева за обсуждение.

Литература

1. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* ЖЭТФ, 1976, **70**, 1522.
2. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* УФН, 1980, **130**, 39.
3. *Андреев А.Ф., Грищук И.А.* ЖЭТФ, 1984, **87**, 467,
4. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. ч. 2, М.: Наука, 1978.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 августа 1988 г.