

## О ЯВЛЕНИИ СПИНОВОЙ ЖЕСТКОСТИ

*В.И. Марченко*

*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черногловка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 24 февраля 1994 г.

Выяснена природа зануления продольной восприимчивости в обменных спин-упорядоченных структурах с аксиальной симметрией. Показано, что этот эффект обусловлен более общим свойством - спиновой жесткостью. Установлено, что помимо упоминавшихся ранее в литературе трех типов аксиальных структур возможно осуществление еще двух.

Как известно, в диэлектрических ферромагнетиках и коллинеарных антиферромагнетиках при понижении температуры наблюдается значительное уменьшение продольной магнитной восприимчивости. В ферромагнетиках такое поведение вполне естественно - при нулевой температуре все спины имеют максимальную проекцию на выделенную ось, и при включении магнитного поля вдоль этой оси состояние не может измениться. Конечная величина продольной восприимчивости обусловлена релятивистскими эффектами понижающими степень поляризации в основном состоянии (см. [1, §71]).

В антиферромагнетиках точное микроскопическое вычисление отсутствует (проблема основного состояния), а приближенный по  $1/S$  учет эффекта квантовых флуктуаций дает нулевую продольную восприимчивость [2]. Поскольку это утверждение существует в микротехории лишь как результат вычислений, то остается неясным, появится ли восприимчивость в каком-то порядке по  $1/S$  (или  $e^{-S}$ ).

В работе Андреева и автора [3] была высказана идея о том, что отсутствие продольной восприимчивости у коллинеарных антиферромагнетиков при нулевой температуре обусловлено аксиальной симметрией основного состояния. Вывод уравнений спиновой динамики и получаемое при этом утверждение о нуле продольной восприимчивости верны с точностью до квадратичных эффектов по полю. Поэтому остается открытым вопрос о нелинейной восприимчивости.

Как будет показано в настоящей заметке, верно и более сильное утверждение - энергия основного состояния аксиальных антиферромагнетиков вообще (при пренебрежении релятивистскими эффектами) не зависит от продольного поля, а энергия спиновых возбуждений при любых квазиимпульсах изменяется линейно по полю с универсальным коэффициентом пропорциональности. Столь жесткое поведение спиновой системы является чисто квантовым явлением, обусловленным симметрией основного состояния, точными свойствами обменного гамильтониана, известным точным значением вклада магнитного поля в спиновый гамильтониан.

Для определенности будем говорить о коллинеарном антиферромагнетике. Предлагаемые соображения легко распространяются на иные аксиальные спиновые структуры.

Для выявления обсуждаемой особенности рассмотрим поведение антиферромагнетика типа легкая ось в продольном магнитном поле при нулевой температуре. Пренебрежем остальными (помимо одноосной анизотропии) релятивистскими эффектами, нарушающими аксиальную симметрию и (или) приводящими

к несохранению продольной проекции спина. Тогда все состояния системы будут характеризоваться определенными целыми значениями проекции спинового момента на ось симметрии. При ненулевой проекции спина возбуждения в соответствии с симметрией антиферромагнетика (обязательно имеется элемент симметрии, переводящий противоположно ориентированные подрешетки друг в друга и одновременно изменяющий знак спиновой проекции возбуждения) магннные ветви двукратно вырождены в нулевом поле.

Каждое из состояний системы, как основное, так и любое возбужденное останется собственным и для гамильтониана, учитывающего эффект магнитного поля, вклад которого в точный микроскопический гамильтониан при пренебрежении иными более слабыми (по постоянной тонкой структуры) релятивистскими эффектами сводится к единственному члену

$$-2\mu HS, \quad (1)$$

где  $\mu$  - спиновый магнитный момент свободного электрона,  $S$  - оператор полного спинового момента. Основное состояние рассматриваемой системы вообще не изменится (и, в частности, не изменится его нулевая намагниченность) вплоть до момента, когда в конечном поле минимальная энергия возбужденного состояния, имеющего иную величину намагниченности, не станет, благодаря члену (1), меньше энергии основного состояния (точка опрокидывания подрешеток).

Отметим, что универсальная линейная по полю зависимость характерна не только для длинноволновых низкочастотных магнонов, как это следует из теории низкочастотной спиновой динамики [3], но и для магнонов с произвольным значением квазиимпульса, и для всех остальных возможных спиновых возбуждений (оптических магнонов, связанных состояний магнонов), которые могут характеризоваться и неединичной проекцией спина на выделенную ось.

Ясно, что полученные утверждения существенно связаны с видом энергии (1). Так, например, если бы, помимо (1), имелся бы еще какой-либо вклад, например вида

$$\alpha \sum_i (S_i \cdot H)^2, \quad (2)$$

где  $S_i$  - оператор спина  $i$ -того атома,  $\alpha$  - некоторая константа, то утверждение о нуле продольной восприимчивости было бы уже неверно. Тогда даже в полностью поляризованном ферромагнетике, как это ни звучит странно, была бы конечная продольная восприимчивость. Здесь следует напомнить, что имеется хорошо известный прецедент на самом деле столь же мистического поведения квантовых систем - ланжевенковский диамагнетизм, когда намагниченность атома, благодаря специфическому вкладу магнитного поля в гамильтониан (см. [4, §113]), возникает в состоянии с нулевой проекцией орбитального момента на направление магнитного поля.

Обратим внимание здесь на два новых и последних из допустимых по соображениям симметрии типа аксиальной упорядоченности спиновой системы. Чисто спиновые элементы обменной симметрии [3] известных аксиальных спиновых структур составляют следующие группы :

1)  $(C_\infty, U_2 R)$  (где  $C_\infty$  - ось аксиальной симметрии  $U_2$  - ось второго порядка перпендикулярная к  $C_\infty$ ,  $R$  - операция изменения знака времени) - у коллинеарных магнетиков (ферро-, ферри- и антиферромагнетиков), характе-

ризующихся средней спиновой плотностью вида (см. [3])

$$\langle S(\mathbf{r}) \rangle = l\varphi(\mathbf{r}); \quad (3)$$

2)  $(C_\infty, U_2, R)$  - у спиновых нематиков с симметричным спин-спиновым коррелятором вида (см. [5])

$$\langle S_i(\mathbf{r}_1)S_j(\mathbf{r}_2) \rangle = \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)(n_i n_k - \frac{1}{3}\delta_{ik}); \quad (4)$$

3)  $(C_\infty, R)$  - у спиновых нематиков с спин-спиновым коррелятором имеющим антисимметричную часть вида (см. [5])

$$\langle S_i(\mathbf{r}_1)S_j(\mathbf{r}_2) \rangle = \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)P_k e_{ijk}. \quad (5)$$

Как известно (см. [4, §98], операция  $R$  в нашем случае заменяет рассматриваемую там пространственную инверсию), помимо указанных трех аксиальных групп, существуют еще две -  $C_\infty$  и  $(C_\infty, U_2)$ :

4) группе  $C_\infty$  соответствует состояние, в котором имеется обычный спиновый вектор  $l$  (3) и отлична от нуля антисимметричная часть двухточечного спинового коррелятора (5), причем векторы  $l$  и  $P$  коллинеарны;

5) параметр порядка, соответствующий симметрии  $(C_\infty, U_2)$ , нетрудно найти, рассмотрев спиновое упорядочение тензорного типа [6], а именно такой симметрии соответствует тензорный магнетик, описываемый трехточечным спиновым коррелятором вида

$$\langle S_i(\mathbf{r}_1)S_j(\mathbf{r}_2)S_k(\mathbf{r}_3) \rangle = \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)n_i n_j e_{ijk},$$

где функция  $\varphi$  преобразуется по какому-либо единичному представлению группы симметрии кристалла.

Отметим, что из-за "опрокидывания подрешеток" в антиферромагнетиках, спиновых нематиках и тензорных магнетиках обсуждаемое явление жесткости спиновой системы (приводящее к возможности точного количественного описания поведения в магнитном поле как основного состояния, так и спектра возбуждений без введения каких-либо параметров) можно наблюдать лишь в слабых полях. В коллинеарном ферримагнетике же, в сферически симметричном скалярном магнетике [6] и в принципиально возможном основном состоянии обменной системы без какого-либо нарушения симметрии, спиновая жесткость должна наблюдаться и в полях порядка обменных, до тех пор, пока энергия оптического магнона не спустится до нуля, что приведет к неустойчивости.

Благодарю проф. Н. Сапельманн за гостеприимство во время моего визита в RWTH в Аахене и полезную дискуссию о проблеме зануления продольной восприимчивости, инициировавшую появление идеи о спиновой жесткости.

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика. Часть 2, М.: Наука, 1973.
2. R. Kubo, Phys.Rev. **87**, 568 (1952).
3. А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Квантовая механика. М.: Наука, 1973.
5. А.Ф. Андреев, И.А. Грищук, ЖЭТФ **87**, 467 (1984).
6. В.И. Марченко, Письма в ЖЭТФ **48**, 387 (1988).