Письма в ЖЭТФ, том 56, вып.11, стр.592 - 594 10 декабря 1992 г.

СПИНОВЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

В.И.Марченко

Институт физики твердого тела РАН
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 1992 г.

Проведен макроскопический вывод уравнений спиновой динамики парамагнетиков. Установлено, что в уравнения Блоха следует ввести добавочные члены. Выяснены граничные условия на границе двух парамагнетиков.

Уравнения Блоха спиновой динамики парамагнетиков [1], хотя и неплохо описывают эксперимент, с теоретической точки зрения не вполне удовлетворительны – в литературе отсутствует единый последовательный вывод всех его членов в рамках макроскопической теории. Поэтому остается неясным, все ли возможные эффекты учтены. Отсутствуют также граничные условия для этого уравнения. Цель настоящей статьи восполнить указанный пробел.

Рассмотрим вначале парамагнетик, в котором обменные силы значительно превосходят релятивистские – спинорбитальные и магнитные диполь-дипольные. Если полностью пренебречь релятивистскими эффектами, то при отсутствии внешнего поля уравнения спиновой динамики должны выражать собой закон сохранения каждой проекции полного спинового момента :

$$\dot{S}^\alpha + \partial_k J_k^\alpha = 0, \tag{1}$$

где S^α – плотность α-проекции спина, J_k^α – плотность потока α-компоненты спина вдоль k-го направления. В парамагнетике этот поток обеспечивается спиновой диффузией, и в полной аналогии с обычной диффузией при малых отклонениях парамагнетика от равновесия этот поток можно представить в виде

$$J_k^\alpha = -A\partial_k \mu^\alpha, \tag{2}$$

где A – некоторая постоянная (эффекты кристаллической анизотропии не рассматриваем), а величина μ^α является спиновым аналогом химического потенциала частиц. Будем называть величину $\vec{\mu} = \{\mu^\alpha\}$ спиновым потенциалом парамагнонов или спин-потенциалом. Зависимость свободной энергии парамагнетика от величины спиновой плотности при малых отклонениях от равновесия сводится к следующему члену

$$\frac{\gamma^2 \mathrm{S}^2}{2\chi}, \tag{3}$$

где γ – спиновое гиромагнитное отношение, χ – магнитная (спиновая) восприимчивость парамагнетика. По определению, спиновый потенциал равен производной энергии (3) по S, то есть

$$\vec{\mu} = \frac{\gamma^2}{\chi}\mathrm{S} \tag{4}$$

Таким образом, с учетом соотношений (2,4) уравнение (1) можно представить в привычном виде

$$\dot{\mathbf{S}} - D\Delta\mathbf{S} = 0, \tag{5}$$

где D – коэффициент спиновой диффузии ($D = A\gamma^2/\chi$).

На границе двух обменно связанных парамагнетиков, например, на границе кристаллического и жидкого ^{3}He или на границе двух электронных парамагнетиков, выполняются условия непрерывности нормальной компоненты потока каждой проекции спина

$$J^\alpha_{n1} = J^\alpha_{n2}. \tag{6}$$

Этих условий, однако, недостаточно для решения уравнений (5) как уравнений второго порядка по пространственным производным. Из проведенной аналогии ясно, что необходимо потребовать равенства спин-потенциалов

$$\vec{\mu}_1 = \vec{\mu}_2. \tag{7}$$

Элементарным актом в случае обычной диффузии является перенос частицы через границу, в нашем же случае – одновременное изменение спиновой проекции в одной из фаз на $+1$, в другой - на -1. Если же по каким-либо причинам обменная связь между парамагнетиками ослаблена, то может возникнуть необходимость введения вместо (7) более общего условия

$$J^\alpha_{n1} = K(\mu^\alpha_1 - \mu^\alpha_2), \tag{8}$$

где K - поверхностный спиновый кинетический коэффициент, который в этом случае должен иметь специальную малость.

Рассмотрим далее члены, возникающие в уравнении (1) при учете релятивистских эффектов и магнитного поля, малого по сравнению с характерным полем, в котором возникает сравнимая с полной спиновая поляризация парамагнетика. Рассматривая поправки к уравнению (1), как результат разложения по малой величине поля $\mathbf{H}$, $\dot{\mathbf{H}}$ и по малому $\vec{\mu}$ (меры отклонения системы от равновесия), и удерживая основные члены такого разложения, найдем

$$\dot{S}^\alpha + \partial_k J^\alpha_k = -\frac{\mu^\alpha}{\tau} + Be^{\alpha\beta\gamma}H^\beta\mu^\gamma + C\dot{H}^\alpha, \tag{9}$$

где τ, B и C – некоторые постоянные. Для спин-потенциала, учитывая добавку $-\mathbf{MH}$, где $\mathbf{M} = \gamma\mathbf{S}$ – намагниченность, к энергии (4), получим

$$\vec{\mu} = \frac{\gamma^2}{\chi}\mathbf{S} - \gamma\mathbf{H}. \tag{10}$$

В привычных обозначениях, уравнение (9) имеет вид

$$\dot{\mathbf{M}} - D\Delta(\mathbf{M} - \chi\mathbf{H}) = -\frac{\mathbf{M} - \chi\mathbf{H}}{\tau} + \tilde{\gamma}[\mathbf{HM}] + \chi_\infty\dot{\mathbf{H}}, \tag{11}$$

где $\tilde{\gamma} = B\gamma/\chi$, $\chi_\infty = C\gamma$. Уравнения (11) отличаются от известных уравнений спиновой динамики последним членом пропорциональным скорости изменения магнитного поля. Величина χ_∞, очевидно, есть не что иное как высокочастотная $\omega\tau \gg 1$ магнитная восприимчивость.

Отметим, что без обращения к микроскопической теории нельзя связать величины γ и $\tilde{\gamma}$ ни друг с другом, ни с величиной спинового гиромагнитного отношения свободных частиц. Ситуация здесь, впрочем, та же, что и в теории динамики спинупорядоченных сред.

В парамагнетиках, в которых релятивистские эффекты не малы в сравнении с обменными, уравнения спиновой динамики отличаются от уравнений (11) лишь тем, что в них нет смысла учитывать диффузионный член, так как естественная оценка для коэффициента диффузии здесь дает, очевидно, $D \sim a^2/\tau$, где a порядка расстояния между частицами со спином. В этом случае не нужны и граничные условия.

Особая ситуация возникает на границе парамагнетиков в одном из которых определяющими являются обменные эффекты, а в другом нет. Для первого тогда необходимы граничные условия, но они не могут просто совпадать с чисто обменными граничными условиями (7) или (8); условия же (6) здесь лишены смысла, так как во втором парамагнетике спин не сохраняется. Вместо условия (7) следует, очевидно, ввести некоторую линейную связь спин-потенциалов (с тем, чтобы гранусловия автоматически выполнялись в равновесии):

$$\vec{\mu}_1 = \eta \vec{\mu}_2 + \rho \mathbf{n}(\mathbf{n}\mu_2), \tag{12}$$

где η, ρ – некоторые постоянные, $\mathbf{n}$ – орт нормали к границе фаз. Условия же (8), при этом приобретают следующий вид

$$J^\alpha_{n1} = \kappa \mu^\alpha_1 + \nu n^\alpha(\mathbf{n}\vec{\mu}_1) + \eta \mu^\alpha_2 + \rho n^\alpha(\mathbf{n}\vec{\mu}_2). \tag{13}$$

где κ, ν, η, ρ – некоторые постоянные.

Благодарю А.Ф.Андреева, Н.В.Заварицкого, И.С.Солодовникова и Б.В.Файна за полезные дискуссии. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда Сороса и Американского Физического Общества.

1. A.Abragam, The principle of nuclear magnetism. Oxford: Clarendon Press, 1961 (перевод: А.Абрагам. Ядерный магнетизм. М.: ИИЛ, 1963).