

$$\bar{H} = -\frac{zsA}{N} M^2 = -NzsAv^2. \quad (6)$$

Этот расчёт проведён в т. н. приближении энергетических центров тяжести [4]. Из сравнения (6) и (2) видно, что параметр A' квазиклассич. теории определяется обменной энергией A , т. е. $A' = zsA$. Для определения величины и знака A нужна более точная теория, к-рую дают, напр., микроскопич. расчёты обменных взаимодействий в металлах методом функционала спиновой плотности, исходя лишь из кристаллич. структуры и порядкового номера в таблице Менделеева [11]. Используются также нек-рые усложнения гейзенберговского гамильтониана, напр. с помощью учёта неск. типов обменных интегралов между разл. соседями в узлах решётки (подробнее см. *Спиновый гамильтониан*). При низких T , используя метод *вторичного квантования*, удалось провести более точный расчёт энергетич. спектра ферромагнетика. Ограничиваясь состояниями, близкими к основному (при 0 К), в к-ром спины всех магнитно-активных электронов взаимно параллельны, можно найти собств. значения оператора (5), имеющие вид суммы энергий отд. элементарных возбуждений (квазичастиц) — *спиновых волн*, или ферромагнонов. Каждый ферромагنون несёт с собой магн. возбуждение системы и уменьшает M_∞ на величину магн. момента одного узла решётки. С ростом T возбуждаются всё больше спиновых волн. Пока их мало, они образуют идеальный газ бозевских квазичастиц (см. *Бозоны*); с ростом T их число растёт $\sim T^{3/2}$; поэтому температурная зависимость M_∞ вблизи 0 К имеет вид

$$M_\infty(T) = M_\infty(0) [1 - \alpha(T/T_C)^{3/2}],$$

где $M_\infty(0)$ — предельное значение $M_\infty(T)$ при 0 К (см. *Блоха закон*). Знание спектра спиновых волн важно для изучения явления *ферромагнитного резонанса*, распространения упругих колебаний в ферромагнетике и всего комплекса физ. свойств при низких темп-рах.

Применение квантово-статистич. методов (см. *Триша функция*, *Матрица плотности*) открывает новые возможности для построения более точной микроскопич. теории Ф. В частности, в рамках локализов. модели из этой теории следует, что при 0 К ср. атомный магн. момент, приходящийся на один узел, должен быть кратен μ_B . Однако опыт показывает, что особенно в d -металлах, сплавах и соединениях эта величина заметно меньше момента изолир. атома (иона) и, кроме того, она существенно дробная (в единицах μ_B). Это противоречие модели локализов. спинов с опытом связано с пренебрежением коллективизацией $3d$ -электронов в металле, а также обменным $s-d(f)$ -взаимодействием.

В рамках зонной модели Ф. эта трудность в принципе исчезает (см. *Зонный магнетизм*). Ф. в ферми-газе возможен при спонтанном «сдвиге» на $\delta\mathcal{E}$ энергии уровней в подполосе для «правых» и «левых» спинов, обусловленном обменным взаимодействием (рис. 4). При таком сдвиге, для того чтобы в равновесии ферми-энергия \mathcal{E}_F в под-

полосах была одинаковой, надо в электронов на атом перенести из левой подполосы в правую. Это увеличивает кинетич. энергию на атом на величину $v\delta\mathcal{E}$ (если число v не очень велико). Обменная энергия определяется связью пар электронов; она пропорц. квадрату числа электронов в каждой подполосе (числа электронов в единице объёма в правой и левой подполосах равны n_+ и n_-). В парамагн. состоянии $n_+ = n_- = n/2$. Изменение энергии системы при переходе из пара- в ферромагн. состояние равно

$$v\delta\mathcal{E} - \frac{1}{n} \left[\left(\frac{n}{2} + nv \right)^2 - \left(\frac{n}{2} - nv \right)^2 - 2 \left(\frac{n}{2} \right)^2 \right] \epsilon_{об} = v\delta\mathcal{E} - 2nv^2\epsilon_{об}, \quad (7)$$

где $\epsilon_{об}$ — ср. обменная энергия на пару электронов. Отношение $nv/\delta\mathcal{E} = n\mathcal{E}_F$ определяет плотность электронных уровней (рис. 4) около ферми-энергии \mathcal{E}_F . Если ввести безразмерный параметр $\eta = 2v\epsilon_{об}/\delta\mathcal{E} = 2\epsilon_{об}n(\mathcal{E}_F)/n$, то из (7) следует, что при $\eta > 1$ в равновесии имеет место Ф., а при $\eta < 1$ — парамагнетизм. Условие, или критерий, для Ф. ($\eta > 1$) легче выполняется в металлах с большими плотностями состояния при \mathcal{E}_F и большей энергией $\epsilon_{об}$. Из рис. 4 видно, что ср. атомный момент отнюдь не должен быть целочисленным в единицах μ_B и равняться его значению для изолир. атома (иона).

Недостатком зонной модели является неучёт корреляц. энергии, к-рая может существенно изменить все количеств. и даже качеств. оценки приведённого расчёта (напр., критерий Ф.). Получены и более точные результаты, напр. при использовании метода расчёта с функционалом спиновой плотности. Помимо этого, зонная модель Ф. получила развитое развитие в работах, начатых Мория [22], в к-рых был произведён учёт *спиновых флуктуаций* в ферромагн. системе электронов проводимости металлов и сплавов.

$s-d(f)$ -обменная модель позволяет учесть не только пассивную роль электронов проводимости (напр., их подмагничивание со стороны «магнитных» f -слоёв в РЗМ-металлах), но и их активное участие в самом процессе установления Ф. благодаря косвенному РККИ-взаимодействию. Качественно это можно описать так. Если ср. относительная намагничённость $d(f)$ -электронов на узел равна $m_{d(f)}$, а электронов проводимости — m_s , то энергия $s-d(f)$ -обмена на узел равна $A_{sd(f)}m_{d(f)}m_s$, где $A_{sd(f)}$ — параметр $s-d(f)$ -связи. Добавка к ферми-энергии, связанная с намагничённостью электронов проводимости, равна $(1/2)A_\Phi m_s^2$, где $A_\Phi = N\mu_B^2/\chi_P$ и $\chi_P = 2\mu_B^2n(\mathcal{E}_F)$ — спиновая парамагн. восприимчивость (см. *Паули парамагнетизм*). При квадратичном законе дисперсии электронов $\chi_P \approx N\mu_B^2/\mathcal{E}_F$, так что $A_\Phi \sim \mathcal{E}_F$. Полная энергия на узел, зависящая от $m_{d(f)}$ и m_s , равна

$$\mathcal{E}(m_{d(f)}, m_s) = -A_{sd(f)}m_{d(f)}m_s + \frac{1}{2}A_\Phi m_s^2. \quad (8)$$

Энтропия сильно вырожденного газа электронов проводимости в металлах очень мала; поэтому равновесные значения $m_{d(f)}$ и m_s находятся из условия минимума энергии (8) при условиях: $|m_s| \leq m_{s\max}$ и $|m_{d(f)}| \leq m_{d(f)\max}$. Одно из возможных решений имеет вид

$$m_s = \frac{A_{sd(f)}}{A_\Phi} m_{d(f)}, \quad m_{d(f)} = m_{d(f)\max}. \quad (9)$$

Отношение $A_{sd(f)}/A_\Phi \sim 0,1 \div 0,01$; m_s составляет $\sim 1 \div 10\%$ от $m_{d(f)} + m_s$. Подстановка (9) в (8) даёт

$$\mathcal{E}_{\min}(m_{d(f)}) = -(1/2)(A_{sd(f)}^2/A_\Phi)m_{d(f)}^2.$$

Т. о., эфф. параметр косвенного обмена типа РККИ между внутренними $d(f)$ -электронами, взаимодействующими с электронами проводимости, равен

$$A_{\text{косв. РККИ}} = A_{sd(f)}^2/A_\Phi \approx A_{sd(f)}^2/\mathcal{E}_F. \quad (10)$$

В данном приближении он всегда > 0 , т. е. способствует Ф. Более точный расчёт (10) показывает, что обмен типа РККИ сравнительно дальнедействующий ($\sim 1/r^3$) и носит осциллирующий знакопеременный характер.

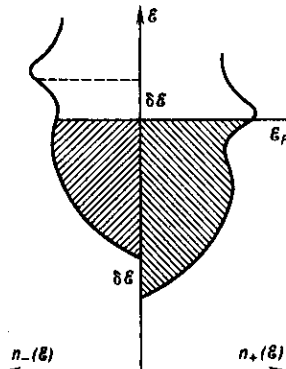


Рис. 4. Схематическое изображение смещения на $\delta\mathcal{E}$ кривых плотностей электронных состояний $n_{\pm}(\mathcal{E})$ для «правых» (+) и «левых» (-) спинов, обусловленного обменным взаимодействием, в энергетической подполосе проводимости d -металла; \mathcal{E}_F — ферми-энергия.