

IV. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

К ферромагнетикам относятся такие вещества, которые обладают так называемой спонтанной намагниченностью, т.е. $M \neq 0$ при $H = 0$. Среди них 9 моноатомных металлов
3d: Fe, Co, Ni

4f: Gd, Dy, Tb, Ho, Er, Tm

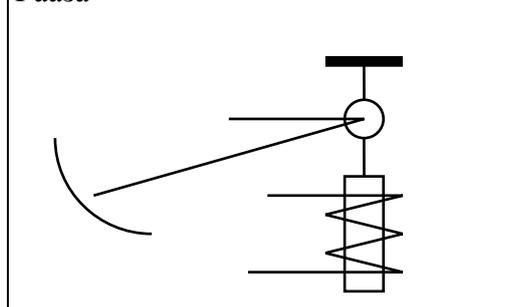
и бесчисленное количество сплавов и химических соединений (в том числе сплавов с неферромагнитными элементами – гейслеровы сплавы – F.Heusler-1898г.). Характеристики некоторых из них приведены в Таблице 4.1

Таблица 4.1. Ферромагнитные вещества.

Вещество	Намагниченность M_s (Гс)		$n(0K)=\mu/\mu_B$	T_C , К
	$T = 300$ К	$T = 0$ К		
Fe	1707	1740	2.22	1043
Co	1400	1446	1.72	1388
Ni	485	510	0.606	627
Gd	-	2060	7.63	292
Dy	-	2920	10.2	88

Спиновая природа ферромагнетизма установлена в опытах Эйнштейна - де Гааза и Барнетта (1915), схематично поясняемых на рис. 4.1. Оказалось, что для ферромагнетиков гиромагнитное отношение $M_{\text{mag}}/M_{\text{мех}} = \mu_B/\hbar c = (e\hbar/2mc)/\hbar/2 = e/mc$, т.е. в 2 раза больше чем для парамагнетиков и диамагнетиков, магнетизм которых, как мы знаем из предыдущей лекции, обусловлен орбитальным движением электронов. Парадокс разрешился введением в 1925г. Дж.Уленбеком (G. Ulenbeck), С. Гаудсмитом (S. Goudsmit) понятия собственного механического момента электрона – спина, равного $\frac{1}{2}$, предложившими эту идею на основе анализа спектроскопических данных.

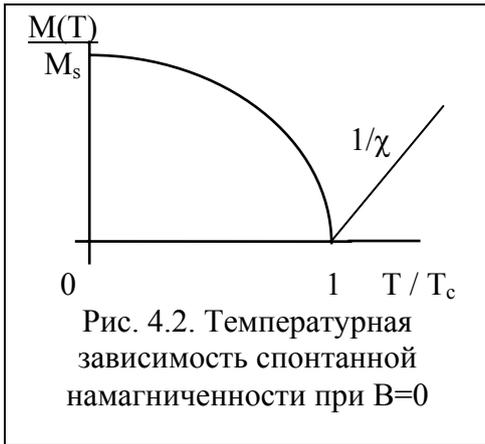
Рис. 4.1. Схема опыта Эйнштейна-де Гааза



предложил аналогичную идею в 1907г.

Какова же природа упорядочения нескомпенсированных магнитных моментов отдельных атомов?

Внутреннее молекулярное поле Вейсса (P.Weiss).
 Впервые идею о внутреннем молекулярном поле в ферромагнетике, вызывающем самопроизвольную намагниченность высказал Розинг Борис Львович (1892 г.). Вейсс



Согласно Вейссу внутреннее молекулярное поле, B_w , аналогично внешнему полю B_a в парамагнетике, создает в кристалле ферромагнетика $\uparrow\uparrow$ -ную ориентацию магнитных моментов при $B_a = 0$. В свою очередь, поле B_w , называемое еще полем Вейсса, вызывается намагниченностью. В приближении среднего поля (mean field approximation): $B_w \propto M$

$$B_w = \lambda M \quad \lambda = \text{const}(T); \quad (4.1)$$

$$B_{\text{эфф}} = B_a + \lambda M. \quad (4.2)$$

В парамагнитной фазе $M = \chi_p(B_a + B_w)$, где $\chi_p = C/T$ -з-н Кюри

Отсюда:

$$MT = C(B_a + \lambda M) \quad M = CB_a / (T - C\lambda) \quad \text{и} \quad \chi = M/B_a = C / (T - C\lambda). \quad (4.3)$$

При $T_c = C\lambda$ - сингулярность! - спонтанная намагниченность! $\chi \rightarrow \infty$ при $T \leq T_c$, конечная намагниченность M при $B_a = 0$. Температурные зависимости обратной восприимчивости $1/\chi$ для $T > T_c = C\lambda$ и спонтанной намагниченности $M(T)/M_s$ для $T < T_c$ приведены на рис.4.2.

Закон Кюри-Вейсса: $\chi = C / (T - T_c)$; $T_c = C\lambda$. (4.4a)

Более точно:

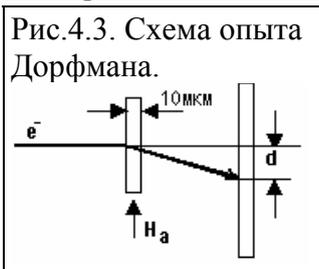
$$\chi \propto 1 / (T - T_c)^{1.33} \quad \text{при} \quad T \gtrsim T_c. \quad (4.4b)$$

Из определения константы Кюри $C = N(J+1)Jg^2\mu_B^2 / 3k_B$ находим

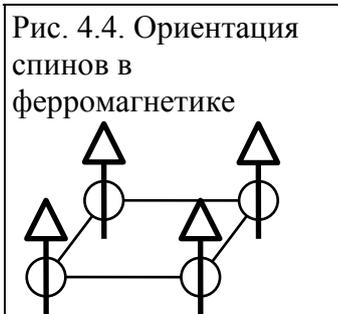
$$\lambda = T_c / C = 3k_B T_c / N g^2 S(S+1) \mu_B^2. \quad (4.5)$$

Для Fe ($T_c \approx 1000\text{K}$, $g \approx 2$, $S=1$) из (4.5) получаем $\lambda = 5 \cdot 10^3$. При $M_s \approx 1700\text{Гс}$ имеем $B_w \approx \lambda M \approx (5 \cdot 10^3)(1.7 \cdot 10^3) \sim 10^7\text{Гс} \sim 10^3\text{Тл}$. Т.е. поле Вейсса гораздо сильнее магнитных полей (парамагнитных) ионов.

Электростатическая природа поля Вейсса. Опыт Дорфмана Я.Г. (1927г.) доказал



немагнитную природу внутреннего молекулярного поля в ферромагнетике. Если фольга (рис.4.3) намагничена до насыщения и поле Вейсса имеет магнитную природу, то отклонение электронного пучка d (силой Лоренца в магнитном поле) должно определяться эффективным полем $B_a + B_w$, существенно более сильным, чем B_a ($B_w \sim 10^3\text{Тл}$!). В эксперименте Дорфмана же отклонение соответствовало эффективному полю $B_a \sim 1\text{Тл}$,



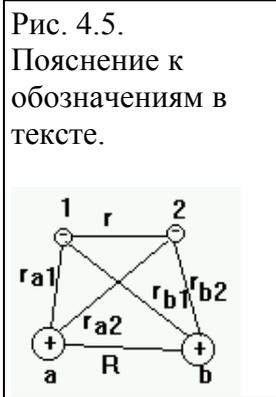
что свидетельствовало в пользу **электростатической** природы поля Вейсса.

В 1928г. Френкель и Гейзенберг предположили, что ферромагнетизм есть особое свойство электростатически взаимодействующих электронов. В результате электростатического взаимодействия между электронами выгодным оказывается состояние с $\uparrow\uparrow$ -ной ориентацией спинов (рис.4.4).

Модель Гейзенберга. Наряду с классическим кулоновским взаимодействием, гамильтониан содержит чисто квантовый член, зависящий от ориентации спинов. Этот вклад обусловлен *обменным взаимодействием*.

Гамильтониан Гейзенберга $\Delta H_{обм} = -J (\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2)$, (4.6)

где J - обменный интеграл



Если $J > 0$, то $\Delta E_{обм} = -2J(\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2)$, для $S_{1,2} = 1/2$: $\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 = 1/4$
 $J < 0$ $\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 = -1/4$.



Для большого числа электронов обменная энергия

$$\Delta E_{обм} = -\sum_{ij} J_{ij} (\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j) . \quad (4.7)$$

Для 2-х электронов - 4 состояния (2 триплетных и 2 синглетных)

$$J = 1/2 (E_S - E_T) . \quad (4.8)$$

$J > 0 \rightarrow E_t < E_s$, $J < 0 \rightarrow E_t > E_s$.

Для системы из 2-х атомов водорода интеграл перекрытия имеет вид

$$J = e^2 \int (1/r - 1/r_{a2} - 1/r_{b1}) \cdot \Psi_a^*(1) \Psi_b^*(2) \Psi_a(1) \Psi_b(2) dr_1 dr_2 . \quad (4.9)$$

Обозначения поясняются на рис. (4.5).

На рисунке 4.6 качественно изображена зависимость $J(R/a)$,

где R - расстояние между атомами, a - радиус недостроенной оболочки (d или f)

Виды обмена спинами (рис.4.7).



Прямой обмен - непосредственный обмен между магнитными ионами (модель Гейзенберга).

Сверхобмен - обмен через немагнитного атома-посредника.

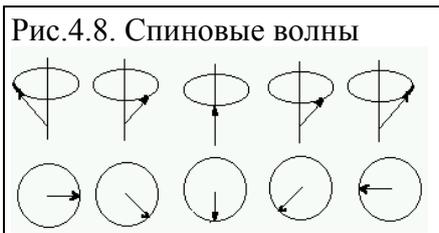
Косвенный обмен (С.П.Шубин, С.В. Вонсовский) - обмен через электроны проводимости. Характерен для РЗ-металлов.

Спиновые волны. Магноны. Строго параллельная ориентация соответствует минимуму энергии и температуре 0К. С повышением температуры растет число "перевернутых" спинов. Состояния с антипараллельными спинами являются "возбужденными". Переворот одного спина требует $\Delta E = -J(S(-S) + (-S)S) - (-J[SS + SS]) \approx 4JS^2$. (4.10)

Т.е. состояния с перевернутыми спинами являются невыгодными энергетически. Соседние спины стремятся перевернуть (возвратить) спин в исходное положение. Обменное

взаимодействие приводит к тому, что при этом соседний спин сам переворачивается. По кристаллу пробегает волна перевернутых спинов (рис.3.8). Волны называются *спиновыми волнами* (Ф. Блох, 1930).

Магноны - это кванты энергии спиновых волн. При малой плотности - магноны - ведут себя как идеальный газ, подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна.



$$n(\mathbf{k}) = \langle n_{\mathbf{k}} \rangle = 1 / (\exp(E(\mathbf{k})/k_B T) - 1); \quad (4.11a)$$

$$M(T) = M(0) [1 - (1/NS) \sum_{\mathbf{k}} n(\mathbf{k})], \quad (4.11б)$$

где $M(0) = g\mu_B (N/V) S$ - намагниченность насыщения.

Число магнонов растет $\propto n_{mag} \propto T^{3/2}$, соответственно,

$M \propto 1/T^{3/2}$. При $T < T_c$ выполняется закон Блоха

$$M(T) = M(0) [1 - \beta(T/T_c)^{3/2}], \quad \beta \approx 1, \quad (4.12)$$

качественно изображенный на рис.4.2 при $T < T_c$.