III. ПАРАМАГНЕТИЗМ.

Ланжевенский парамагнетизм. Функции Ланжевена и Бриллюэна. Закон Кюри. Парамагнетизм редкоземельных ионов и ионов переходных элементов. Природа эффекта замораживания орбитального углового момента. Влияние нецентральности внутрикристаллического поля. Расщепление уровней внутрикристаллическим полем. Парамагнетизм Ван Флека. Парамагнитная и диамагнитная восприимчивость электронов проводимости. Спиновый парамагнетизм Паули. Диамагнетизм Ландау.

Парамагнетизм ($\chi>0, \chi \sim 10^{-5}$ - 10^{-2}) обнаруживается:
1. В атомах, молекулах и в дефектах решетки, обладающих нечетным числом электронов, и, следовательно, ненулевым полным спином. Примеры: свободные атомы Na, газообразный NO, F-центры в щелочно-галлоидных соединениях (ЩГС).
2. В свободных атомах и ионах с частично заполненными внутренними оболочками: переходных элементах; ионах, изоэлектронных с переходными элементами; редкоземельных атомах и актиноидах. Примеры: Mn^{2+},Gd^{3+},U^{4+}. Парамагнетизм проявляется во многих из этих атомов, даже в том случае, когда они внедрены в решетку, но величина восприимчивости при этом изменяется.
3. В некоторых соединениях с четным числом электронов, включая молекулярный кислород и органические бирадикалы, когда имеется нескомпенсированный спин электронов.
4. В ферромагнетиках при $T>T_K$.
5. Во многих других металлах.

Ланжевенский парамагнетизм.

Функция Ланжевена.

Иначе говоря, парамагнетизм наблюдается в веществах, где атомы, ионы, молекулы или дефекты имеют нескомпенсированный угловой и, следовательно, магнитный моменты, что и отличает их от диамагнетиков. При этом, магнитные моменты разнесены в пространстве настолько, что они не взаимодействуют друг с другом.

Рассмотрим систему N магнитных атомов, каждый из которых имеет магнитный момент M (Вб м в СИ). Если $M=1\mu_B$, то в поле H = 1МА/м ($\approx$12 кЭ) атом имеет дополнительную энергию $MH \approx 1.2\cdot10^{-29}\cdot10^{6} = 1.2\cdot10^{-23}$Дж. В то время как тепловая энергия при комнатной температуре ½ kT $=1/2\cdot1.38\cdot10^{-23}\cdot300 = 2.1\cdot10^{-21}$Дж, т.е. в 175 раз выше. Очевидно, что тепловые колебания сильно влияют на пространственное распределение моментов, определяя тенденцию к однородному распределению. Точнее, распределение в классическом описании будет больцмановским: exp(-U/kT) = exp (MHcosθ/kT). Представляя распределение в виде распределения по сфере, вероятность магнитному моменту быть в угловом диапазоне θ - (θ+dθ):

$$p(\theta) = \frac{\exp(\frac{MH}{kT}\cos\theta)\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi}\exp(\frac{MH}{kT}\cos\theta)\sin\theta d\theta}. \qquad (3.1)$$

Полная намагниченность будет определяться средним значением косинуса угла θ:

$$I = NM\overline{\cos\theta} = NM\int_0^{\pi}\cos\theta p(\theta)d\theta = NM\frac{\int_0^{\pi}\exp(\frac{MH}{kT}\cos\theta)\cos\theta\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi}\exp(\frac{MH}{kT}\cos\theta)\sin\theta d\theta} \qquad (3.2)$$

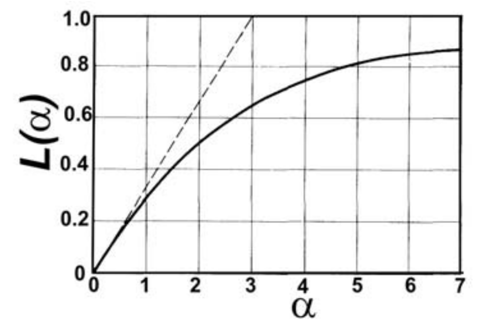

Рис. 3.1. Функция Ланжевена

Полагая MH/kT = α, cosθ=x, получаем

$$I = NM(\frac{\exp\alpha + \exp(-\alpha)}{\exp\alpha - \exp(-\alpha)} - \frac{1}{\alpha}) = NM(cth\alpha - \frac{1}{\alpha}) = NML(\alpha), \qquad (3.3)$$

где $L(\alpha)$= [cthα-1/α] – функция Ланжевена. С ростом α $L(\alpha)$ стремится к единице, рис.3.1, а, следовательно, с ростом H   I →NM, что соответствует полному выстраиванию магнитных моментов. Однако этот предел не достижим без супер-высоких полей, поскольку в нормальных (хоть и высоких) полях H~1МА/м α = NM/(1/2 kT) ~ $1.2\cdot10^{-23}/2.1\cdot10^{-21}$~0.005. При столь малых величинах аргумента.

<u>Закон Кюри.</u>
Оставляя только линейный член мы имеем

$$I = (NM/3)\alpha = NM^2/3kT. \qquad (3.5)$$

Соответственно, для восприимчивости

$$\chi = I/H = NM^2/3kT \text{ - } \textit{закон Кюри}. \qquad (3.6)$$

<u>Функция Бриллюэна.</u>
В квантово-механическом описании магнитный момент занимает дискретные положения. Если сориентировать ось z вдоль внешнего поля, то z-компонента поля магнитного момента

$$M_z = g\mu_B J_z, \qquad (3.7)$$

где J_z принимает $2J$+1 значение от $-J$ до $+J$. В этом случае средняя намагниченность в магнитном поле имеет вид

$$I = NgM_B \frac{\sum_{J_z=-J}^{J} J_z\, exp(\frac{g\mu_B}{kT} HJ_z)}{\sum_{J_z=-J}^{J} exp(\frac{g\mu_B}{kT} HJ_z)} = Ng\mu_B [\frac{2J+1}{2J} cth(\frac{2J+1}{2J}\alpha) - \frac{1}{2J} cth(\frac{\alpha}{2J})] . \qquad (3.8)$$

где выражение в квадратных скобках $B_J(\alpha) = [\frac{2J+1}{2J} cth(\frac{2J+1}{2J}\alpha) - \frac{1}{2J} cth(\frac{\alpha}{2J})]$ (3.9)

называется *функцией Бриллюэна*. На рис.3.2 показаны кривые намагниченности для парамагнитных солей содержащих ионы Cr^{3+}, Fe^{3+} и Gd^{3+} [W.E. Henry, Phys. Rev., **88** (1952), 552]. При $J\to\infty$ функции Бриллюэна и Ланжевена совпадают. При α<<1

$$B_J(\alpha) = \frac{J+1}{3J}\alpha - \frac{[(J+1)^2 + J^2](J+1)}{90J^3}\alpha^3 + ... \qquad (3.10)$$

Полагая $J\to\infty$ в (3.10) мы находим, что (3.10) совпадает с (3.5). Т.о., функция Бриллюэна включает функцию Ланжевена как специальный случай ($J\to\infty$). Учитывая, что $\alpha = J\mu_B H/kT$ и ограничиваясь первым членом в (3.10) мы получаем тот же закон Кюри, называемый еще *законом Кюри-Бриллюэна*:

$$\chi = Ng^2 J(J+1)\, \mu_B{}^2/3kT. \qquad (3.11)$$

Видно, что (2.11) совпадает с (3.6), если

$$M_{eff} = g[J(J+1)]^{1/2}\mu_B. \qquad (3.12)$$

M_{eff} называют *эффективным магнитным моментом*.
Рассмотрим проявление парамагнетизма в конкретных случаях.

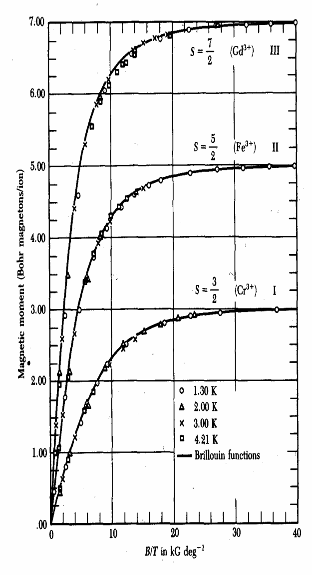

Рис. 3.1. Кривые намагниченности парамагнитных солей содержащих ионы Cr^{3+}, Fe^{3+} и Gd^{3+}.

В случае J$\neq$0 первый член в (1.29) $\mu_B \mathbf{H}$<n|$\boldsymbol{L}+g_0\boldsymbol{S}$|n> не обращается в нуль и имеет вклад настолько большой, что всеми остальными можно пренебречь. Справедливо описание, изложенное выше при выводе функции Бриллюэна.
Магнитный момент атома дается соотношением (1.32) $M_J = -J^* g_J \mu_B$, где - векторная сумма L* и S*. Т.е. магнитный момент, в принципе, определяется как орбитальным так и спиновым моментом. Однако, как следует из последующего, в ряде случаев L* = 0, тогда J* = S* и $g_J = g_S$ =2. Т.е. когда M = M_S =2S*μ_B, это говорит о том, что магнитный момент полностью обусловлен спином. В этом случае говорят, что орбитальное движение, орбитальный угловой момент и орбитальный магнитный момент *«заморожены» (quenched)*.

Эффект замораживания углового момента наблюдается в большинстве переходных металлических ионов и атомов, но редко в лантаноидах. Экспериментальные доказательства эффекта получают из данных по магнитной восприимчивости.

Парамагнетизм редкоземельных ионов. Закон Кюри χ~1/T хорошо выполняется для редкоземельных (РЗ) ионов, содержащих частично заполненные оболочки, в диэлектрических кристаллах. РЗ-ионы имеют очень похожие химические свойства. Ионы имеют валентность = 3 и их внешние оболочки имеют конфигурацию $5s^25p^6$ как и нейтральный Xe. В предшествующем La 4f-оболочки не заполнены, а в Ce^{3+}- $4f^1$ и далее число 4f-электронов возрастает непрерывно в группе, достигая $4f^{13}$ в иттербии,Yb^{3+} и заполняя оболочку в $Lu^{3+}\rightarrow 4f^{14}$. Радиусы 3+ ионов плавно варьируются от $1.11A^0(Ce^{3+})$ до $0.94\ A^0(Yb^{3+})$ - "сжатие лантаноидов". Число электронов на внутренней 4f-оболочке с радиусом $\approx$0.3A отличает один лантаноид от другого. В металлическом состоянии 4f электроны сохраняют свою конфигурацию и атомные свойства. (2J+1)-кратное вырождение снимается в магнитном поле.

Согласно з-ну Кюри-Бриллюэна (3.11) при

$$gJ\mu_B/k_BT<<1 \rightarrow \chi=M/H= N/V\ p^2\mu_B^2/3k_BT, \qquad (3.13)$$

$$\text{где } p=g[J(J+1)]^{1/2} - \qquad (3.14)$$

эффективное число магнетонов Бора

Ce^{3+} $4f^15s^2p^6$ $^2F(L=3)_{5/2}$ p(теор) = 2.54 p(эксп)=2.4

Pr^{3+} $4f^25s^2p^6$ $^3H(L=4)_4$ p(теор)=3.58 p(эксп)=3.5

Однако имеется достаточно большое расхождение для некоторых РЗ элементов

Sm^{3+} $4f^55s^2p^6$ $6H_{5/2}$ p(теор)=0.84 p(эксп) =1.5

Pr^{3+} $4f^65s^2p^6$ $7F_0$ p(теор)=0 p(эксп) =3.4

Расхождение показывает, что необходимо учитывать влияние более высоких уровней L-S мультиплета, поскольку расстояние между мультиплетными уровнями оказывается не очень большим по сравнению с k_BT при комнатной температуре. В результате при данных L и S возбуждаются состояния с различными J, которые перемешиваются.

Парамагнетизм переходных железа. Как показывает сопоставление магнитных моментов (чисел магнетонов p), рассчитанных по закону Кюри-Бриллюэна (3.11)

$$M\cong Np^2\mu_B(\mu_BH/k_BT) \quad p=g[J(J+1)] \qquad (3.15)$$

и экспериментальных p(эксп), имеется большое расхождение между ними.

Расчетные значения приведены в табл. 3.3 для двух альтернативных предположений, согласно первому из них эффективное число магнетонов определяется полным угловым моментом, $p(J)=g[J(J+1)]^{1/2}$, по второму - $p(S)=2[S(S+1)]^{1/2}$

Таблица 3.3. Эффективное число магнетонов для некоторых 3d-ионов.

Ионы	Конфигурация		p(J)	p(S)	p(экс)	
Ti^{3+},V^{4+}	$3d^1$	$^2D_{3/2}$	1.55	1.73	1.8	
V^{3+}		$3d^2$	$^3F_3{}^2$	1.63	2.83	2.8
Cr^{3+},V^{2+}, Mn^{4+}		$3d^3$	$^4F_{3/2}{}^3$	0.77	3.87	3.7, 3.8, 4.0
Cr^{2+}, Mn^{3+}		$3d^4$	$^5D_0$	4.90	0	4.8, 5.0
Fe^{3+}, Mn^{2+}		$3d^5$	$^6F_{5/2}$	5.92	5.92	5.9
Fe^{2+}		$3d^6$	$^5D_4$	6.70	4.90	5.4
Co^{2+}		$3d^7$	$^4F_{9/2}$	6.63	3.87	4.8
Ni^{2+}		$^3F_4$	5.59	2.83	3.2	
Cu^{2+}		$3d^9$	$^2D_{5/2}$	3.55	1.73	1.9

Можно заметить из сравнения, что экспериментальные значения чаще ближе к $p(S)=2[S(S+1)]^{1/2}$, так как будто бы орбитальные моменты не участвуют в формировании магнитного момента. Это и есть уже упомянутый эффект замораживания орбитального углового момента.

Природа эффекта замораживания орбитального углового момента

Влияние нецентральности внутрикристаллического поля. В центральном поле плоскость классической орбиты фиксирована в пространстве, так что все орбитальные угловые моменты L_x, L_y, L_z постоянны. В квантовой теории в центральном поле сохраняется один компонент углового момента, обычно L_z, и L^2. В нецентральном поле орбиты перемещаются, компоненты углового момента не сохраняются и будут усредняются до нуля. В кристалле L_z не будет уже интегралом движения, но L^2 в хорошем приближении остается таковым. Компонента L_z усредняется до нуля, что приводит к замораживанию орбитального углового момента. Магнитный момент состояния определяется средним значением оператора магнитного момента $M_B(\mathbf{L}+g_0\mathbf{S})$. В магнитном поле вдоль направления z вклад орбитального момента в магнитный момент пропорционален квантовому ожиданию L_z, т.е. орбитальный магнитный момент заморожен, если заморожен L_z.

Если подключается спин-орбитальное взаимодействие, то спин может сориентировать орбитальный магнитный момент вдоль **S**, если знак λ в спин-орбитальном взаимодействии (3.2) благоприятствует $\uparrow\uparrow$ -ной ориентации **S** и **L**, то полный орбитальный магнитный момент будет больше, чем для одного спина, g-фактор, соответственно, будет больше, чем 2, и наоборот. Экспериментальные результаты находятся в соответствии с вариацией знака λ: g>2, когда 3d-оболочка заполнена более чем на половину, g=2, когда оболочка заполнена на 1/2, и g<2, если число заполнения <1/2.

В кристаллах с орторомбической симметрией ($a \neq b \neq c$) заряды соседних ионов создают около ядра электростатический потенциал φ вида

$$e\varphi = Ax^2 + By^2 - (A+B)z^2 , \qquad (3.16)$$

где A и B - константы. Это выражение является нижайшим полиномным разложением по x,y,z решения уравнения Лапласа $\nabla^2\varphi = 0$, совместимого с симметрией кристалла. Можно показать, что среднее значение L_z , $\langle\psi_i|L_z|\psi_j\rangle = 0$, в таком потенциале. Это соответствует, как уже было сказано, замораживанию орбитального углового момента.

В узлах решетки с кубической симметрией отсутствует член разложения с квадратичной зависимостью от x, y, z. Основное состояние одиночного p-электрона (или дырки в p-оболочке) будет 3-кратно вырождено. Однако энергия иона будет меньше, если ион сместится по отношению к окружающим атомам, при этом создавая потенциал с не кубической симметрией типа (3.19). Такое спонтанное смещение, известное как *эффект Яна-Теллера (Jahn-Teller effect)*, часто бывает достаточно большим и важным, особенно с ионами Mn^{3+} и Cu^{2+} и с дырками в ЩГС и других соединениях.

Расщепление внутрикристаллическим полем. Различие в поведении РЗ-элементов и ионов группы железа заключается в том, что ответственные за парамагнетизм 4f-оболочки РЗ-элементов лежат внутри ионов, окруженные 5s и 5p оболочками, в то время как ответственные за парамагнетизм в группе Fe 3d-оболочки являются внешними. В результате, 3d оболочка подвержена влиянию интенсивного неоднородного электрического поля, обусловленного соседними ионами. Это неоднородное поле называется *кристаллическим полем*. Взаимодействие парамагнитных ионов с кристаллическим полем приводит к двум главным эффектам: а) разрушению **L-S** -связи, так что состояния в этом смысле *не* определяются более значением **J;** б) 2L+1 -подуровни данного L, которые вырождаются в свободном ионе, могут расщепляться полем кристалла, как показано на рис. 3.3.

Орбиталь p_z иона в поле положительных ионов, расположенных по оси z, имеют более низкую энергию, чем p_x и p_y. Если поле аксиально симметрично, то орбитали p_x и p_y - вырождены. Это вырождение приводит к исчезновению вклада **L** в **M**. Роль кристаллического поля в процессе замораживания магнитного момента заключается в расщеплении исходно вырожденных уровней в немагнитные уровни, разделенные энергией >>MH, так что магнитное поле является малым возмущением по сравнению с внутрикристаллическим полем.

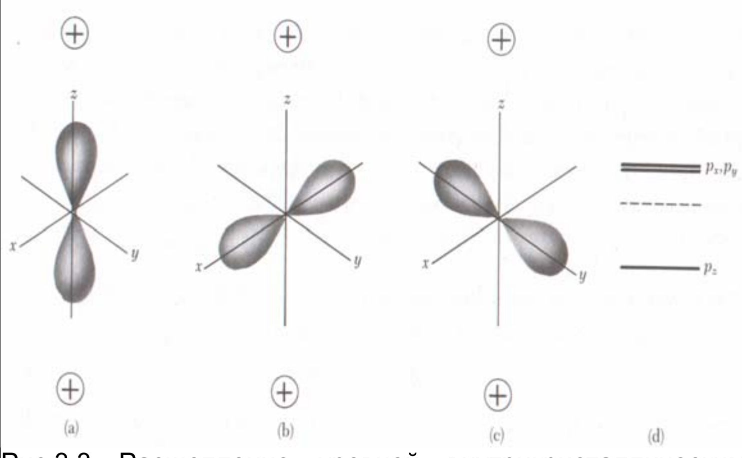

Рис.3.3 Расщепление уровней внутрикристаллическим полем

Парамагнетизм Ван Флека. Полный угловой момент J=0. Это имеет место, например, в случае заполнения оболочки на 1 электрон меньше, чем наполовину. Тогда, в соответствии с правилами Хунда, L = *l*, S = 2*l*×1/2 = *l* и J = |L-S| = 0. Основное состояние не вырождено (кратность 2J+1 = 1). Линейный член в (1.43) обращается в нуль (J =0), как и в случае заполненной оболочки. Однако, в отличие от этого, 2-й член в (1.43) не должен обращаться в нуль. Т.е. в этом случае (1.43) имеет вид

$$\Delta E_0 = (e^2/8m)H^2\langle 0|(x_i^2+y_i^2)|0\rangle - \sum_n \langle 0|\mu_B \mathbf{H}(\mathbf{L}+g_0\mathbf{S})|n\rangle^2 / (E_n-E_0). \qquad (3.17)$$

При этом

$$\chi = -N/V\, \partial^2\Delta E_0/\partial H^2 = -N/V\{e^2/4mc^2\langle 0|(x_i^2+y_i^2)|0\rangle - 2\mu_B^2 \sum_n |\langle 0|L_z+g_0S_z|^2 n\rangle / (E_n-E_0)\}. \qquad (3.18)$$

Как было показано в предыдущей лекции, 1-й член соответствует диамагнитной восприимчивости. 2-й член имеет противоположный знак, т.к. $E_n > E_0$. Т.о. этот член способствует ориентации магнитных моментов параллельно (↑↑) полю. Такое поведение соответствует *парамагнетизму*, в данном случае -*парамагнетизму Ван Флека (J. Van Vleek,* 1927). Этот вклад существенен при условии, что в т.д. равновесии вероятность всех состояний, кроме основного мала, и, следовательно, условие Ван Флековского парамагнетизма:

$$\Delta = E_n - E_0 >> k_BT. \qquad (3.19)$$

В противном случае ближайшие по энергии мультиполи $J \neq 0$ будут давать вклад и описание усложняется.

Парамагнетизм Ван Флека связан с возможностью перехода из возбужденных (деформированных, поляризованных) состояний в основное состояние системы слабовозбужденных атомов, молекул, у которых оболочки не обладают сферической симметрией. Вещества, содержащие парамагнитные ионы с синглетным основным состоянием, называются *поляризационными* или *ванфлековскими парамагнетиками*.

Примеры: соединения, содержащие Eu^{3+} , Sm^{3+}; E_1-$E_0 \approx 300$ см$^{-1}$ (0.04 эВ) (Eu^{3+}), поэтому χ_{para}^{VV} = const (T) $\approx 10^{-2}$ при T < 100 K.

Парамагнитная и диамагнитная восприимчивость электронов проводимости.

Парамагнетизм Паули. До сих пор вклад электронов проводимости в магнитные свойства не учитывался. При рассмотрении влияния электронов используется приближение свободных электронов, учитывается только спиновый угловой момент и не учитывается заряд электрона. Каждый электрон вносит вклад в намагниченность, равный $-\mu_B/V$, считая $g_0 = 2$, если **S**↑↑**H** и $+\mu_B/V$, если **S**↑↓**H**, тогда намагниченность

$$M=\mu_B(n_+ - n_-) \qquad (3.20)$$

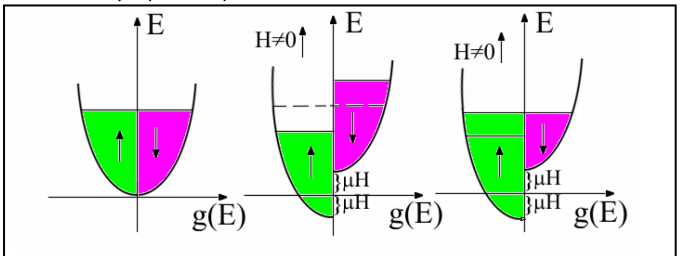

Рис. 3.3. Парамагнетизм Паули.

Пусть $g_\pm(E)dE$ - отнесенное к единице V число электронов с определенным значением спина («+» соответствует ↑↑-ной, «-» - антипараллельной (↓↑) ориентации спинов) и с энергией в интервале E ÷ E+dE.

В отсутствие поля : $g_\pm(E)=1/2g(E)$ (H=0), (3.21)

S↑↑**H** $\Delta E = -g\mu_BH$, $H\neq0$ (3.22)

$g_+(E)=1/2g(E+\mu_B\mathbf{H})$; (3.23а)

$g_-(E)=1/2g(E-\mu_B\mathbf{H})$. (3.23б)

Число электронов в единице объема

$$n_\pm=\int dEg_\pm(E)f(E), \qquad (3.24)$$

где $f=1/(e^{\beta(E-\mu)}+1)$.

Электроны с ↑↑ и ↓↑ направлениями спина перераспределяются так, что на поверхности Ферми их энергии равны.

Воспользуемся равенством $n=n_++n_-$ и (3.25) и (3.26) чтобы исключить химический потенциал μ. В невырожденном случае ($E-\mu >> k_BT$, $f\approx\exp[-\beta(E-\mu)]$) мы приходим к полученным ранее выражениям для парамагнетизма диэлектриков с намагниченностью, совпадающей с (3.11) (закон Кюри - Бриллюэна $M=N/V\ \gamma JB_J(\beta\gamma JH)$) с J = 1/2.

Однако, чаще в металлах - сильное вырождение. Плотность уровней g(E) существенным образом меняется только в масштабе E_F, а поскольку $\mu_BB \sim 10^{-4} E_F$, даже в поле 10^4 Гс, то можно разложить по малому параметру μ_BB:

$$g_\pm(E)=1/2g(E\pm\mu_B\mathbf{H})=1/2g(E)\pm1/2\mu_BHg'(E)f(E); \qquad (3.25)$$

$$n_\pm=1/2\int g(E)f(E)dE\pm1/2\mu_BH\int dEg'(E)f(E). \qquad (3.26)$$

При этом $n=\int g(E)f(E)dE$, что совпадает с формулой для H=0, поэтому можно считать, что химпотенциал имеет такое же значение, что и при H=0:

$\mu=E_F[1+O((k_BT/E_F)^2)]$. (3.27)

Из (3.21) и (3.26) получаем

$M=\mu_B^2H\int g'(E)f(E)dE$. (3.28)

Или, интегрируя по частям,

$M=\mu_B^2H\int g(E)(-\partial f/\partial E)dE$. (3.29)

При T=0 : $-\partial f/\partial E=\delta(E-E_F)$ и тогда

$M=\mu_B^2Hg(E_F)$, $\chi=\mu_B^2g(E_F)$ (3.30)

Эти формулы описывают *парамагнетизм Паули*.

Поскольку температурные поправки к $-\partial f/\partial E$ имеют порядок $(k_BT/E_F)^2$ формулы (3.30) остаются справедливыми до очень высоких температур ($T\approx10^4$K). В парамагнетизме Паули M и χ от температуры практически не зависят, в противоположность парамагнетизму ионов ($\chi \sim 1/T$).

В случае свободных электронов $g(E_F)=mk_F/\hbar^2\pi^2$ и, соответственно,

$\chi_P=(\alpha/2\pi)^2(a_0k_F)$, $\alpha=e^2/\hbar c=1/137$, $\chi_P=(2.59/(r_s/a_0))*10^{-6} \sim 10^{-6}$. (3.31)

$\chi_{par}^{Pauli} = \chi_{par}^{ion}(T/T_F)$. $\chi_P^{teor} \sim 0.66\ 10^{-6}$, $\chi_P^{exp} = 2.0\ 10^{-4}$.

<u>Диамагнетизм Ландау</u>. Помимо парамагнетизма Паули электроны проводимости обладают диамагнетизмом, обусловленным взаимодействием спина электрона с внешним полем **H**. В сильных полях, при низких температурах и в чистых материалах - осцилляции M(**H**) - эффект де Гааза-ван Альфена при условии $\omega_c\tau=eB\tau/mc>>1$. В обычных условиях это условие не выполняется и осцилляторная зависимость не наблюдается, но среднее значение M(**H**) не обращается в нуль и имеется результирующая намагниченность антипараллельная (↓↑) **H.** Это явление называется *диамагнетизмом Ландау.* Оно обусловлено орбитальным движением электронов в магнитном поле. Можно показать, что для свободных электронов

$\chi_L=-1/3\chi_P$ (3.32)

В эксперименте разделить вклады диамагнетизма Ландау, ларморовский диамагнетизм, парамагнетизм Паули и ионный (Ланжевена) - сложная задача. Один из способов - ЯМР.

Учитывая диамагнетизм Ландау, парамагнетизм электронов проводимости в металлах составляет $\chi_L= 2/3\chi_P$.

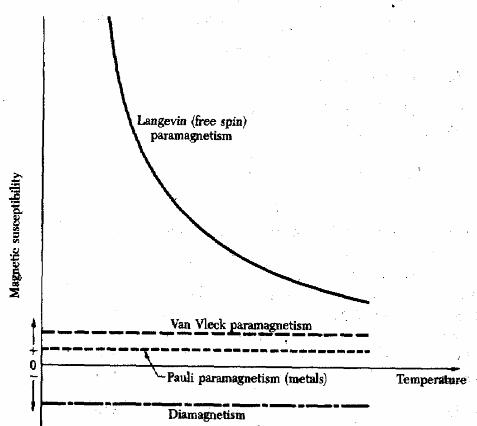

Рис. 3.4. Температурная зависимость $\chi(T)$.