

Фізика величини фізики
магнетизму

809.
2016р.

Фізика
величини

СИ

СГС

\vec{H} - напруж.
магн. поля

$A/m, \frac{A}{m}$
 $1 \frac{A}{m} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Oe}$

$\text{Oe} - \text{Гаусс} (E)$
 Oe

\vec{B} - індукція
магн. поля

$T, T, 1 T = 10^4 \text{ Gc}$

G, G

$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$

$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}$

$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$

$\mu_0 = 1 \frac{Gc}{E}$

\vec{M} - намагні-
ченість
 $\vec{M} = \chi \vec{H}$

$A/m, \frac{A}{m}$

E, Oe

Ввод. для макроскоп.
 N - сегні атомів.
 i - номер зост.

V - об'єм в ньому було

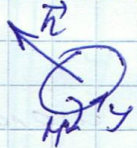
$\vec{M} = \sum_i \frac{\vec{M}_i}{V} = \frac{d\vec{M}}{dV}$

$\mu = 1 + \chi$ - магн.
проникл.
 χ - магн. сприйм.

$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}$
 μ

$B = (1 + 4\pi \chi) H$
 μ

$\vec{\mu}$ - магн.
момент



$\vec{\mu} = JS \vec{n}$

$A \cdot m^2 = \frac{\Phi \times}{T_A}$

$\vec{\mu} = \frac{1}{c} JS \vec{n}$

$\frac{erg}{Tc}$

$1 \text{ Oe} = 10^7 \text{ erg}$

$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$

магн. потк

$T_A \cdot m^2 = B\Phi$

$1 B\Phi = 10^4 Tc \cdot 10^4 cm^2 =$
 $= 10^8 Tc \cdot cm^2$

$Tc \cdot cm^2$

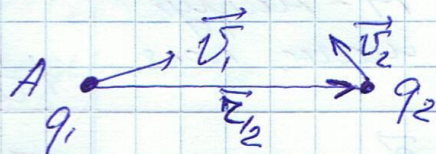


Тодібно врахов. сили взаємодії між матеріалами.

Магнітна взаємодія рухомих зарядів.
опис. силою Лоренца

$$\vec{F}_1 = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (1)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{q}{r^3} [\vec{v} \times \vec{r}] = \mu_0 \vec{H} \quad (2)$$



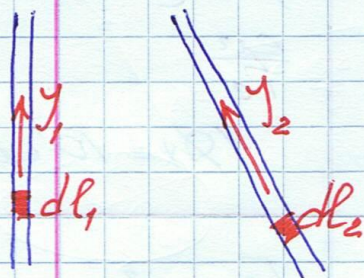
Нехай в т. В є заряд q_2 , тоді представ. все у ф-му (1)

$$(3) \quad F_{12} = \frac{\mu_0 q_1 q_2}{r_{12}^3} [\vec{v}_2 \times [\vec{v}_1 \times \vec{r}_{12}]] - \text{сила, що діє на другий заряд з боку першого}$$

Нехай \vec{v}_1 і $\vec{v}_2 \perp$ до \vec{r}_{12} . Тоді векторні добутки легко вікрив. Тому за абс. величиною ми сформуємо:

$$(4) \quad F_{12} = F_{21} = \frac{\mu_0 q_1 q_2 v_1 v_2}{r_{12}^2} - \text{взаємодія 2-х рухомих зарядів.}$$

Нехай є 2 пров. зі струмом



$$d\vec{F} = [\vec{j}_1 \times \vec{B}_2] dV \quad (5)$$

B_2 - поле, що створ. магн. потоком ділянкою 2-го провідника.

$$dV = S dl; \quad j_1 = \frac{I_1}{S}$$

Введемо вектр вздовж напрямку I_1 .

2. $d\vec{l} = dl \vec{n}$, тоді ф-ла (5):
визначити напрямки струму: форму пров.дн.

$$d\vec{F} = \frac{\gamma}{s} [\vec{n}_1 \times \vec{B}_2] s dl = \gamma [\underbrace{d\vec{l}_1}_{\text{елемент струми}} \times \vec{B}_2] \quad (6)$$

$$\vec{F}_A = \int \gamma [d\vec{l}_1 \times \vec{B}_2] \quad (7) - \text{сила Ампера}$$

$$\vec{J}_2 = c n_2 \vec{v}_2$$

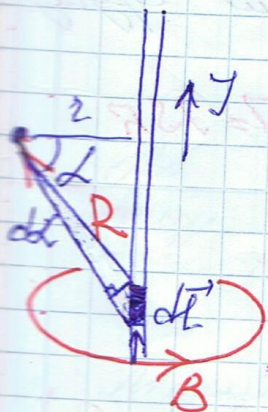
Закон Біо-Савара-Лапласа

Встанови еле магн. поле встанови елементарну струму $\gamma d\vec{l}$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\gamma}{r^3} [d\vec{l} \times \vec{r}] \quad (8) \quad B = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{\gamma [d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}$$

Можна підст. (8) у (7); вийде простіше.

Магнітні поле найпростіших с-м. 20.09.2016р.
а) Користуючись (8) виведемо формулу для магн. поля створ. прямою нескінченно довгою дротом.



$d\vec{l}$ видно з P . А під кутом α .

Оскільки струм I тече вгору, I та R лежать в одній площині.
⇒ B - статичний вектор, напрямлений перпендикулярно до площини, в якій лежать $d\vec{l}$ та \vec{r} .

Намне жадана симетрія, тому вектор B буде по колу.

$$(13) \delta = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{NI}{r}$$

Величина поле суттєво залежить від геометрії:

A diagram of a rectangle with width a and height b . The rectangle is drawn on a grid. The width is labeled a at the bottom, and the height is labeled b on the right side.

Рамка з пелюстком поперечного перерізу ахв

$$(14) \quad \vec{B} = \frac{A_0}{4\pi} \frac{8\pi a^2 + b^2}{ab}$$

(15) $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu} \cdot \vec{r})}{r^3} \vec{r} - \frac{\vec{\mu}}{r^3} \right]$

if $\text{иммоб. макс. мом. опер.}$
в иммоб. пол. , то смерть
 матр. мом. в матр. пол. :

$$(16) E = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B})$$

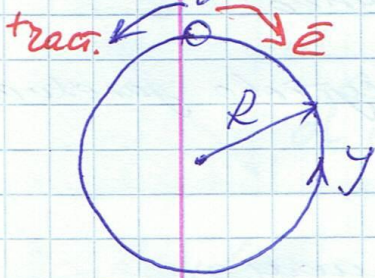
На малом моменте гнати сави боку пољу,
тому: (17) $M = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$

$$(17) M = [\vec{p} \times \vec{B}]$$

Магнетизм - квантове явище. Однак, порадун-
мо масивну теорію магнетизму і введе-
мо цю теорію в квантову механіку.

$$(18) f = \frac{|\vec{\mu}|}{\hbar}$$

Розглянемо коловий струм, і струм створ. $\vec{I} \vec{e}$, то можна струм оцінити як:



$$(19) I = \frac{q}{T}, \text{ де } T - \text{період оберт. заряду}$$

$$T = \frac{2\pi R}{v}, \quad I = \frac{qv}{2\pi R}$$

$$(20) \mu = I \cdot S = \frac{qv}{2\pi R} \cdot \pi R^2 = \frac{qvR}{2}$$

Механічний момент: (21) $\vec{L} = m\vec{v}R$ (імпульсу)

(20) і (21) у (18)

$$(22) f = \frac{qvR}{2m\hbar R} = \frac{q}{2m} - \text{підки для орбітального руху}$$

Однак у ел. є спін і спіновий мом.

$$(23) f = 2f$$

$$(24) f = 2\pi \cdot 28 \frac{\text{ГГц}}{\text{Тл}} = 2,8 \frac{\text{МГц}}{\text{Тл}}$$

Статистика електронних систем

В Металах (Me) є багато ел, що рух хаотично. Їх не можна вирізнити за коор. полож. у просторі. \Rightarrow Для ел. діє принцип Паулі. Щоб цей принцип виконувався, необхідно, щоб у всіх ел були різні енергії.

Енергет. рівні заповн. електронами нерівномірно.

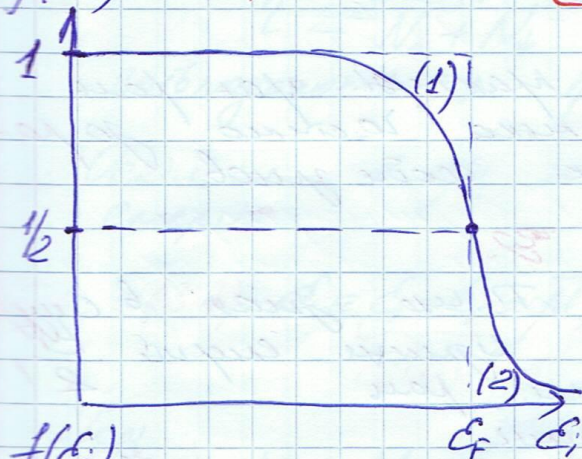
6 За $T=0$ матимемо:

(25) $C^2 < C_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3}$; N - к-об'єм електронів у
фрагму. V - об'єм фрагмента.
 m - ефективна маса

На кожному рівні з однаковою енергією
може поміститися 2 електрони з спінами
 $\uparrow \downarrow$

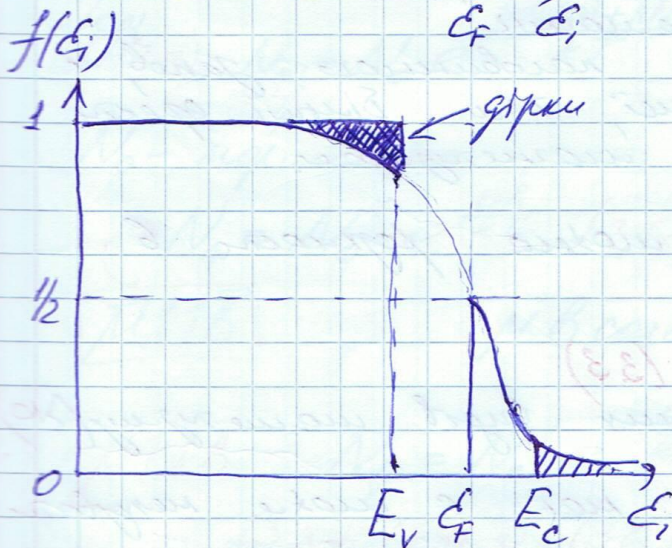
Тому розподіл Фермі-Дірака

(26) $f(\epsilon_i) = \frac{e^{\frac{\epsilon_i - \epsilon_F}{kT}} + 1}{e^{\frac{\epsilon_i - \epsilon_F}{kT}} + 1}$ - показує розподіл
е. по рівнях
без урахування спінів



При нагрів. усі е.
з обл. (1) перейдуть у (2)
(2) обл. високоенергет.
електронів. А з (1)
утвор. вакансій електронів.

Якщо $\mu \ll kT$, то

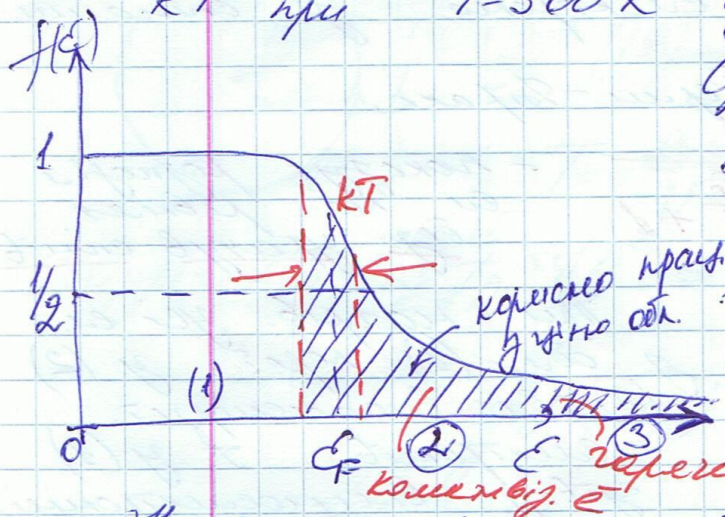


22.09.
2016р.

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_F}{kT}} + 1} \quad (3.1)$$

(3.2) $\epsilon_i - \epsilon_F \ll kT$; $\epsilon_F \sim eB$; $\epsilon_{en} \sim 10eB \Rightarrow \epsilon_i - \epsilon_F \sim eB$

kT при $T = 300 K$ буде $3 \cdot 10^{-2} eB$.



Суттєва к-сть електронів
має біля ϵ_F
(1) за енергій ширинкою
буде $\ll kT$

На практиці грає роль
маленька частка зара-
хунок особе умов.

ϵ_F (2) ϵ (3) ϵ
коштові е.
переход е.
через е.

Найбільш важливі є в T , що має в центрі
 $\frac{kT}{2}$. Для такого вим. різниці енергій $\frac{kT}{2}$
 $\epsilon_F \pm \Delta\epsilon$ частоти найважливіші роль
має (3) можна працювати з малими
а і в т.ч. є точка наполовинного занов, і
чим менш біл. р. менш білий ефект
будуть пов'язані з магнетизмом.

У наближенні (3.2) екр можна розкласти в
ряд Тейлора.

Тоді $\epsilon_i - \epsilon_F \gg kT$ (3.3)

У т.ч. є багато різних видів магнетизму (>10)

і в (3.3), то у нас є мохл. нехувати
і у (3.1), то

$$(3.4) f(\epsilon_i) \approx e^{-\frac{\epsilon_i - \epsilon_F}{kT}}$$

розподіл Больцмана; $\epsilon = \epsilon_i - \epsilon_F$
клас ансамблів частинок. - гар. ел.
коректний для велич.

8 Магнетизм (\vec{M}) у напів-спін має бути



Врах, що $\vec{\mu}$ має мал. N -магн. моментів електронів.

Щоб охарактеризувати \vec{M} , усі $\vec{\mu}$ розв'язуємо по 2 цифри - напрям $\vec{\mu}$ від.

Тоді
$$N = \sum N_{\uparrow\downarrow} = N_{\uparrow} + N_{\downarrow} \quad (3.5)$$

Введемо коеф. поляризації (спінової - ϵ , атомної - η)

$$\eta = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (3.6) \quad \text{if } \epsilon\text{-спін магн. мом. } \vec{\mu} \text{ від}$$

співпадають $\Rightarrow \eta = 0 \Rightarrow \vec{M}$ немає.

Оскільки в μ , то в магн. полі μ набуває енергії

$$(3.7) \quad \epsilon = \epsilon_i - \epsilon_f - \vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

$\epsilon_i(0)$ - не залежить від магн. поля

Тоді
$$(3.8) \quad N_{\uparrow\downarrow} = N_0 e^{-\frac{\epsilon_i(0) + \vec{\mu} \cdot \vec{B}}{kT}} = \underbrace{N_0 e^{-\frac{\epsilon_i(0)}{kT}}}_{N_0^*} e^{\pm \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{kT}}$$

N_0 - нормована ϵ -спін густини

$$\rightarrow N_{\uparrow} = N_0^* e^{\frac{\mu B}{kT}} \quad (3.9)$$

$$\boxed{\vec{\mu} \uparrow \uparrow \vec{B}}$$

$\mu B \cos \alpha$; $\alpha = 0 \Rightarrow \cos 0 = 1 \Rightarrow (3.9)$

$$\vec{\mu} \uparrow \downarrow \vec{B} \quad N_{\downarrow} = N_0^* e^{-\frac{\mu B}{kT}} \quad (3.10)$$

$$\Rightarrow \eta = \frac{e^{\frac{\mu B}{kT}} - e^{-\frac{\mu B}{kT}}}{e^{\frac{\mu B}{kT}} + e^{-\frac{\mu B}{kT}}} = (3.11)$$

$$0.92 \cdot 10^{-23} \frac{\mu_B}{k_B}$$

$$\frac{kT}{1.38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}}$$

$$\frac{\mu_B}{kT} \approx 0.7 \frac{B[T]}{T[K]}$$

При $B < 1 \text{ T}$, $T \sim 100 \text{ K}$, показ $\frac{\mu_B}{kT} \sim 10^{-3} \Rightarrow$

\Rightarrow exp рожи в рег; $T > 10 \text{ K}$

$$\eta \approx \frac{1 + \frac{\mu_B B}{kT} - 1 + \frac{\mu_B B}{kT}}{1 + \frac{\mu_B B}{kT} + 1 - \frac{\mu_B B}{kT}} = \frac{\mu_B B}{kT} \quad (3.12) \text{ - коэф. спінкової поляризації}$$

η показує відносно к-сть насичення магнетизму

$$\mu_B \cdot \eta \cdot \frac{N}{V} = M \quad (3.13) = \frac{N}{V} \frac{\mu_B^2 B}{kT}$$

сер. магн. мом. на одну част.

Намagnetization зростає з T експоненціально, тут немає ні T_0 ні інших температур, які впливають на намагніченість. Навіть за 10^6 K буде мінімальна M .

Тепер врахуємо T (3.1) \Rightarrow врахов. к-сть e^- в тому ж імпульсному стані:

$$(3.14) \quad n_i(\epsilon_i) = 2 f(\epsilon_i)$$

Застосуємо поєднання η .

$$(3.15) \quad \eta = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow}$$

$$(3.16) \quad \epsilon_i = \epsilon_i(0) - \mu_B B$$

Оскільки розріджені e^- і проекції μ не рів. вим. $\epsilon \mu_B$, то

$$(3.17) \quad \epsilon_i = \epsilon_i(0) \mp \mu_B B$$

магн. мом. по полю зном поле

$$(3.18a) \quad n_\uparrow = \frac{2}{e^{\frac{\epsilon_i(0) - \mu_B B - E_F}{kT}} + 1} \approx \frac{2}{2 + \frac{\epsilon_i(0) - \mu_B B - E_F}{kT}}$$

$$(3.18) \quad n_\downarrow = \frac{2}{e^{\frac{\epsilon_i(0) + \mu_B B - E_F}{kT}} + 1}$$

$$(3.18a) \quad i \quad (3.18)$$

$$(3.19)$$

Отже, T_{eff} \Rightarrow if ми ф-му (3.19)

Макс. зр. відноб. вис. у часті

$$(3.20) \quad M$$

Для e^- ми в T \Rightarrow $\Delta N \sim T$

При на температурі

Можно в

Для T_i маг

$$(3.185) \quad n_v = \frac{2}{e^{\frac{\epsilon_i(0) + \mu_B B - \epsilon_F}{kT}} + 1} \approx \frac{2}{2 + \frac{\epsilon_i(0) + \mu_B B - \epsilon_F}{kT}}$$

(3.18a) і (3.185) у (3.15) перекажемо, що вибрав (3.19)

$$(3.19) \quad \eta = \left(1 - \frac{n_i}{2}\right) \frac{\mu_B B}{kT} - \text{вироджений ел. газ}$$

Отже, (3.12) буде прав, коли у (3.19) $n_i \rightarrow 0 \Rightarrow$
 \Rightarrow Тел. газ досить велика
 if ми не працюємо на хвості розр, то достат.
 ф-му (3.19)

Макс. знач. $n_i = 2$. if $n_i \approx 2$, то ті ел, яким
 відповід. високі коэф. заповн. станів не беруть
 участь в утвор. речин.

$$(3.20) \quad M = \frac{\Delta N}{V} \mu_B \eta = \frac{CT}{VT^2} \frac{\mu_B^2 B}{k_B T} = \frac{C \mu_B^2 B}{k_B V T^2}$$

Для ел. газу ми вважаємо, що к-сь ел, що попо-
 ли в зону високих енергій, то нічого не рин.
 Оскільки if істот. зони колективі ел. перехо-
 дить у "хвіст", то змін. порядок заповнення
 станів.

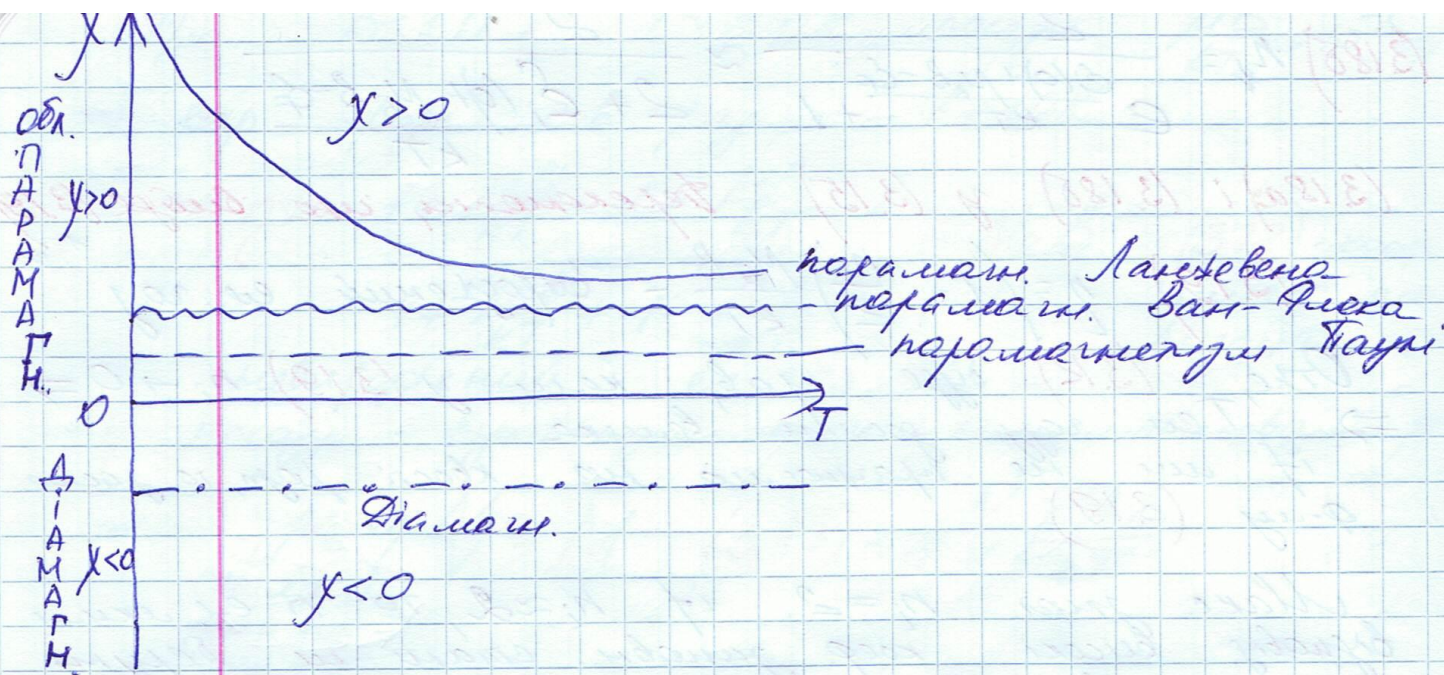
За $T = 300K$; високі наближ. к-сь нар-
 мировані ел, що мають бр.і. участь в утвор.
 М, сильно залежить від Т, тому (3.13) \rightarrow (3.20)

$$\Delta N \sim T^{1-L}, \quad L - \text{мале число} \rightarrow 0.$$

При парамігнетизмі $M \neq f(T)$. Тут з'явля-
 температура критичні, при T_c Кюрі.

Можно ввести χ : $M = \chi H$ (3.21)

Для різних е-ел χ по-різному залежить від
 Т і має різні значення.



29.09.2016

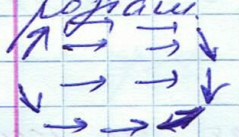
Види магнітного впорядкування	Види магнітного впорядкування	Види магнітного впорядкування
<u>Діамагнетизм</u> В зовн. магн. полі намагнічується проти поля	<u>Парамагнетизм</u> Під дією зовн. магн. поля розовинає на магн. по полю	<u>Магнітоупорядков. розовини</u> Магн. моли при сутні навіть де виступають зовн. м.п.
$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$	$\chi \sim 10^{-4} \div 10^{-2}$	$\chi = 10^{-2} \div 10^6$
$\vec{M} = \chi \vec{H}$, $\mu = 1 + \chi$	$\mu \geq 1$	Магн. моли р-ти шор ситно переорієнтовані \Rightarrow підсилення м.п.
$\vec{M} \downarrow \uparrow \vec{M}$ $\chi < 0$ $\chi \sim - (10^{-6} \div 10^{-2})$	• маловіст епікуе	$\mu \gg 1$
$\mu \leq 1$	• маловіст епіку	• феромагнетизм (феромагн. мле) ФМ
• орбіт. рух е в атомі	... парамагн. Паулі	• ферімагнетизм (феромагн. діелектри) ФМ
• орбіт. рух квазівільних е ⁻ (у мле та н/н)	... парамагн. Ван Флека	... антиферомагнетизм АФМ, AFM
... напівпровідники		

+ маг. поле = параметри.

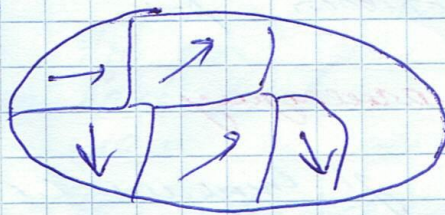
Врху фронтально вимірює світло, щоб була мінім. енергія. У Ваг. Ріка, крім фронтальної вимірює щоб була поляризована. (З'яв. наведенний ситовий маг. момент.)

Магнітовпорядковані явища

- У атомів є власні маг. мом. Сусідні маг. мом. ротації, однак енергетично вигідно ротації в одному напрямку, і розміри маг. мом. На границі маг. мом. ротаційовані по лінії.



При збільш. розміру в розмірах і всі маг. мом. орбітально, то поле буде велике → ротація на рівні



Між роменами вбудов. поступовий перехід від одного виду магніт. — орбітальної спіна.

- У ферімаг. є ел. рідина, де маг. пар. ферімаг. власт. ZrFe_2Si_2 — різні рідкові частини. У ~~ферімаг.~~ немаг. діамант. великих E і ~~ферімаг.~~ ~~таулі~~ немаг. власт. E , а є маг. власт. E ферімаг.

- АФМ — рідина, що скл. з 2-х сортів атомів. Атоми різного сорту мають маг. мом., направлені у різні боси. АФМ — атом з різ. підчастками



Сумарний маг. мом. такої є-ли, то буде неорієнтована. Але і в разі ΣM , то розмірах більших, між розмір

кашкі, то о-ма дуже тривали чинли-матер, точка,
 де знах. ефективний магн. диполь.
 В АФМ $M=0$ - частки компенсують одна
 одну - ідеальний варіант.

Магн. власт. електронної оболонки атома

Проекція магн. мом. M

У е, що входить до складу ел. оболонки e :

1) орбітальний момент

(4.1) $|\vec{M}_L| = \hbar \sqrt{L(L+1)}$ L - орбіт. квантове число
 Магн. момент іроти. напр. до M_L

(4.2) $|\vec{M}_L| = g_L \mu_B \sqrt{L(L+1)}$

$g_L = 1$ - для окремого електрона

if e м.п., то ма. він змож. відріз. проектування:

(4.3) $M_{Lz} = g_L \mu_B m_L$, $m_L = -L, \dots, 0, \dots, +L$

2) спін. мом.

(4.4) $|\vec{M}_S| = \hbar \sqrt{S(S+1)}$ $S = \frac{1}{2}$ - для електрона

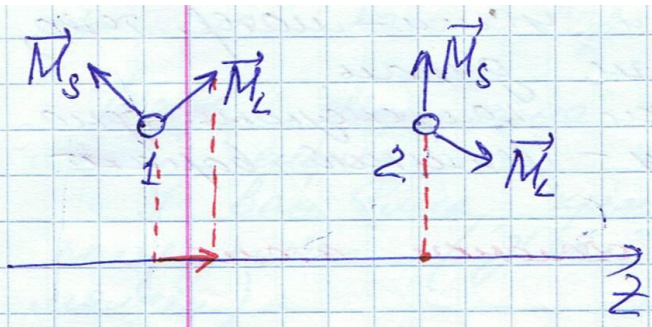
магн. спіновий момент:
 (4.5) $M_S = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)}$ $g_S = 2$

Спін має подвійний магнетизм: магн. мом.
 і спіновий мом. бувають варті білими

(4.6) $M_{Sz} = g_S \mu_B m_S$, $m_S = -S, \dots, 0, \dots, S$

(4.7) $M_{Sz} = 2 \mu_B \cdot \frac{1}{2} = \mu_B$ - для електрона

Оскільки електрон має M_L і M_S , то можна
 зобразити загальний механічний момент



Нам треба знайти M_R !
 M_1 і M_2 не узгоджені, а взірять у різні сторони, проекції на вісь z різні, і якщо жодна з проекцій не буде нульовою, то

інша проекція у 2D випадку довільною буде, а у 3D проекції інших рівнянь немає.

Спробуємо розкласти: $E_1 = E_1(\vec{M}_1, \vec{M}_2) \oplus$
 Але це не вектори, тому:

$$\oplus E_2(M_1, M_2) + E_2(M_1 + M_2) + \dots$$

Згідно з цим елементи можна розбити на 2 групи, де одна група домінує, а інша - менш. Оскільки поправки ватко фактовувати, то про доданки забувають \Rightarrow спрощена модель \Rightarrow модель Ротт-Сандвічової зв'язки.
 "Щоб отримати внутр. маг. мом. кож. ядра, врахуємо маг. мом. \vec{M}_1 і \vec{M}_2 "

(4.8) $\vec{M}_1 + \vec{M}_2 = \vec{M}_J$

3) Внутрішній момент

(4.9) $|\vec{M}_J| = \pm \sqrt{J(J+1)}$

$J = |L-S| \dots |L+S|$

(4.10) $|\vec{M}_J| = g \mu_B \sqrt{J(J+1)}$

(4.11) $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$

Підходять для елементів до 45 номера в табл. Менделєєва, але точне воно для легких 16 елементів.

2) Взаємодія μ_B, μ_N може бути суттєво більшою, ніж взаємодія для μ_L, μ_S .

Так звана J - J взаємодія (коли спінові взаємодії між електронами переважають)

$$(4.12) f = \frac{\mu_J}{M_J} = \frac{g\mu_B}{h} \text{ - пром. співвідношення}$$

За певну точку взяти пром. 4.10. співвідношення в якому маємо рівн. об'ємом 2016р.

$$(5.1) f = 2 \frac{e\hbar}{2m} = \frac{e\hbar}{m} = \frac{e}{m} \text{ - пром. співвідношення}$$

$$(5.2) \mu = \frac{e}{2m} \quad (5.3) \mu_B = \frac{e}{m} = 29.28 \frac{\text{Гс}}{\text{Тл}} \text{ - пром.}$$

співвідношення пов'язані між собою циклічною частотою і індукційно магн. полем

$$(5.4) \omega_H = fB \quad \omega_H = \mu \cdot 1 \frac{\text{Гс}}{\text{Ое}} \quad (5.4a)$$

ω_H - частота однієї частоти магн. мом. (4.10) помістити в магн. поле B , то енергія буде

$$(5.5) \Delta E = -(\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}) = -g\mu_B m_J B$$

$$m_J = -J, \dots, +J$$

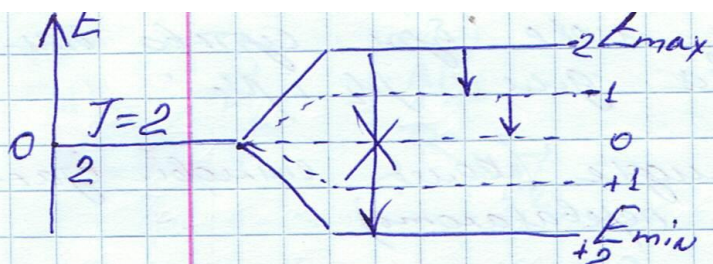
$$(5.6) \mu_{Jz} = g\mu_B m_J \text{ - правило квантування}$$

Нехай поз. рівень енергії взяті як 0

$$(5.7) E_{\min} = -g\mu_B JB \text{ / тут взяті } J_{\max}$$

$$(5.8) E_{\max} = g\mu_B JB$$

За певності ω н. був 1 енергії. рівень, то в н. н. цей рівень розрив. на певну к-сть енергії.



$K_{\text{св}} \approx (2J+1)$ — количество уровней

Усі зусилля повинні
(стати) метою досягнення
факторів для усіх груп

значения
рубль

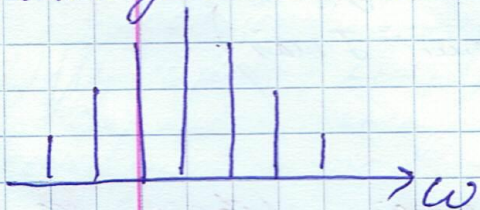
Малоті буми переходу між рівнями.
(5.9) $\Delta m_j = 0, \pm 1$ виходить, ми спостимо в
мешках одного терм. Однак можуть бути
співбачити між різними термами, але (5.9)
записи. Також самими (g-фактори різні)

На скільки змін E системи, і? переходить
 $J=2$ ме $J=1$, що залежить від магнітно-
 го поля. Врахуємо різну
 $J=1$ $\begin{cases} -1 \\ 0 \\ 1 \end{cases}$ поправки E , що залежить від
 1. $\begin{cases} -1 \\ 0 \\ 1 \end{cases}$ зміни м.п.

(5.10) $\Delta E_{2 \rightarrow 1} = E_2(B) - E_1(B) = -g_2 \mu_B m_{J_2} B + g_1 \mu_B m_{J_1} B =$
 $= \mu_B B (g_1 m_{J_1} - m_{J_2} g_2) -$ *мелко пов'язаний ефект*
Зеемана *K-сб* *спектральних рівнів* *ростат.*

Згідно (5.9) найменшого переходу $\begin{pmatrix} -1 \rightarrow -1 \\ 0 \rightarrow 0 \\ +1 \rightarrow +1 \end{pmatrix} \Delta m_J = 0$
 Перехід $J=0$ до $J=0$ заборонений,
 але $\Delta m_J = 0$ до $\Delta m_J = 0$ дозволений

$\Delta m_J = -1$ $\begin{pmatrix} -1 \rightarrow -2 \\ 0 \rightarrow -1 \\ +1 \rightarrow 0 \end{pmatrix}$
 m_J має значення



К-св таких рівнів непарна
бо $m_j = 2J + 1$
це складний ефект
Земана

Фізично м.п. при електричному м.п. екранний ефект Зеемана перетворюється у простий (ефект Ланде - Бака)

Ефект Ланде - Бака

В результаті розщеплення спінової та орбітально-орбітальної взаємодії.

if спіно-орбіт. взаємод. слабка, а поле сильне, то маємо поле розщеплення S-L взаємодії \Rightarrow S-м, де S та L розщеплюються внаслідок ефекту, а потім очей S-L зв'язок взаємодіє з м.п. (аналог J-J зв'язку) \Rightarrow g-фактор стат. аномалії \Rightarrow простий ефект Зеемана.

Для p-електрона $L=1$ $S=\frac{1}{2}$
у важкому атомі $L=5$ $S=\frac{1}{2}$ - для таких елементів вважати, що спіно-орбіт. взаємодія донима.

Простий ефект Зеемана

Випадок, де $\Delta m_J = \pm 1$ - відбувається поглинання або випромінювання фотона.

$$(5.10) \quad \omega = g \frac{m_B B}{\hbar} \Delta m_J = \frac{e}{2m} \Delta m_J$$

буде (5.11) $\omega = g B$ тут g залежить від виду атома та його стану.

if відбувається однорідна прецесія \Rightarrow усі електричні моменти поглинають одночасно обертаються в синфазі, і цю прецесію відповідає частота (5.11)

В магніт. ат. Котелі ат. поглинає фотон \Rightarrow атом переходить в новий стан \Rightarrow змінюється μ на певну вісь \Rightarrow однорідна прецесія. Згідно з ЗЗМІ миттєвого перетворення не буде, а буде відбувається поступова зміна магн. моменту, а проекція змінюється згідно з (5.11) прецесія обертання)

$\frac{e}{2m}$ у (5.10) if її поглинає на B, то буде

Ларморовська

частота

частоти

(5.12) $\omega = g \omega_L$

$\omega_L = \frac{eB}{2m}$

Навміст g підтверджує, що електрони в атомі є квантова с-ма! Це те, що для вільного е не має.

13.10.2016р.

Ларморовська

$\Delta E = -g \mu_B m_j B$

(6.1)

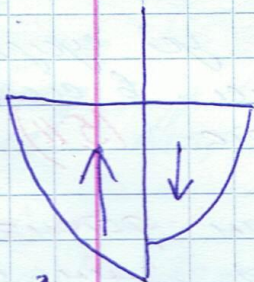
$T=0$, то розподіл е абсол. симетр

як прикласти м.п., то енергія е. $\uparrow S \uparrow$ і $\downarrow S \downarrow$ відрізняється



ΔE зменш. для е. $\uparrow S \uparrow$ та зрост. для е. $\downarrow S \downarrow$. Однак е. переходить в стан з меншою енергією

\Rightarrow виникає стан с-ма в якому $\mu \neq 0$



(6.1) - енергія, яка необхідна для переходу

Нехай $J=2$, $m_j = -2, -1, 0, 1, 2$

Враховуючи, що енергія спіну $S \downarrow$ менше, ніж енергія спіну $S \uparrow$, то енергія буде мінімальною при $m_j = -2$ і $m_j = 2$ при $S \downarrow$

20 Е а, де багато е. на зовн. об'єкті, то в такому вип. розподіл майже симетричний

Хочемо бачити, що якщо μ має величину μ , то енергія велика, то значить сильно намагнітиться.

Для N частинок можна ввести максимальну намагніченість — **намагніченість маси-решетки**:

$$(6.2) \quad M_0 = \frac{\sum \mu_i}{N}$$

Для різних μ ця величина різна. Припустимо, що

$$(6.3) \quad \frac{|\mu_i|}{|\mu_j|} = f, \text{ отже}$$

$$(6.4) \quad \mu = f \hbar \sqrt{J(J+1)} - \text{характерний магн. мом. одного атома}$$

Нехай в магніт μ і кожна ~~част.~~ част. має певний магн. мом. одного напрямку.

Зовнішн. M такої μ буде і μ будуть однаковими.

Усіх N частинок магн. мом. треба врахувати. N та M — магн. мом. всієї частинки, тоді

$$(6.5) \quad M_0 = N f \hbar \sqrt{J(J+1)}, \text{ при цьому}$$

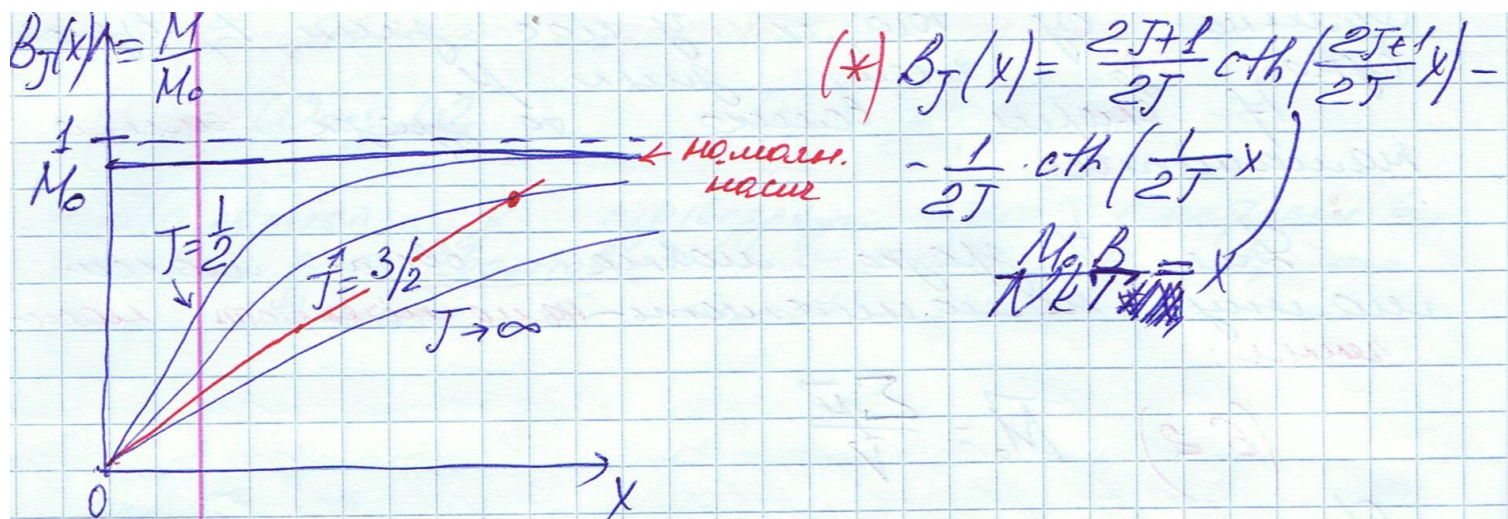
$$\mu = \frac{M_0}{N} - \text{магн. мом. однієї частинки}$$

Якщо μ і μ_0 єм. заг. енерг. рівні при магн. полі B , то виведемо величину намагн. залежності **ен. магн. мом. в B** після

$$(6.6) \quad M = M_0 B_J \left(\frac{M_0 B}{N k T} \right)$$

враховує ступінь намагнічув. B_J — функція Брієггса

B_J — функція Брієггса



$J = \frac{1}{2} \Rightarrow$ маємо рівн. одної К-сть $e = 4, 3, 5$ але реально означає, що це $1e^-$.
Вбудов. спінна намагн. намагн. будув. швидко

$J \rightarrow \infty$ - намагн. будув. найбільш повільно.

Чим слабше в атомі заповнена рівн. ел. оболонка, тим швидше і більше рет. намагнітується.

if x маленький, то функція Брілюєна в пер. област. і формком, то

(6.6) \Rightarrow (6.7) $M = \chi M$ - лише для слабких полів при дуже великих T

або
(6.8) $M = \frac{\chi B}{M_0}$

if розкеш. (*) в пер. то $\chi = f(T)$:

(6.9) $\chi = \frac{C}{T}$, де C стала Кюри

Резомагнетизм

У ФМ суттєва намагн. система в В-0 або дуже малих Вейс дав пояснення цього явища:

Намагн. це виникає з р-х того що в р-х B' результ.

$$(6.10) B = B_{\text{зовн}} + B_{\text{вн}}$$

if $B_{\text{зовн}} = 0$, являється $B_{\text{вн}}$ в результаті магн.

$$(6.11) M = M_0 B \left(\frac{M_0 B_{\text{вн}}}{NkT} \right)$$

Оскільки $B_{\text{вн}}$ пов'язане з самою M :

$$(6.12) B_{\text{вн}} = \Delta M / M_0$$

$$(6.13) M_{\text{вн}} = \Delta M_0$$

Δ - стала, що характеризує зв'язок між магн. мом. та як ч магн. зов. внутр. поле

Оскільки при $B_{\text{зовн}} = 0$ намагн. р-ми близько до намагн. насичення, це приведе до переміщ. Δ , тоді (6.11) зберіг, графік такий x самої, Δ іншого боку!

$$(6.14) M = x M_{\text{вн}} = x \Delta M_0 \Rightarrow \frac{M}{M_0} = x \Delta \quad (6.15)$$

~~Введемо~~ $x = \frac{M_0 M_0 \Delta M_0}{NkT} \quad (6.16)$ - введемо змінні ем. магн. мом до теплової E

if припуст, що $x = \frac{C}{T}$, то: $\frac{M}{M_0} = \frac{C \Delta}{T}$

$$(6.17) \frac{\Delta}{T} = \frac{x N k}{M_0 M_0^2} = \frac{x N k}{M_0 M_0^2}$$

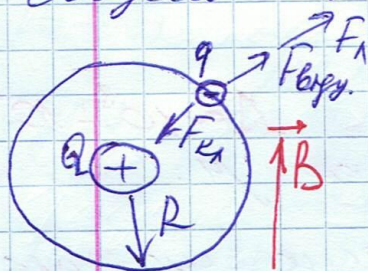
На графіку також відображає основному стану ФМ. Перехід 2-х кривих (6.11) і (6.14) в один. умови: 1) мабуть магн. мом. опис 23

2) Ф-цією Дірака; поле і не дуже велике T .

Для фМ $\chi \sim \frac{C}{T - T_c}$

Діамагнетизм електронної оболонки атома

Розр. вплив магн. поля на орбітальний рух е. Моделі напівкласична:



Навколо ядра по орбіті рух е. Не єв. рух з сил F_k і $F_{\text{Лор}}.$ За врівн. в $F_k = F_{\text{Лор}}.$

$B=0: k \frac{ze^2}{R^2} = \frac{mv_0^2}{R} \quad (6.18)$

$k \frac{ze^2 Q}{R^2} = \frac{mv_0^2}{R}$

Механіка. За $B \neq 0$ змінює R і v так що змін. \vec{F}_k , яка буде нарівні F_k .

$B \neq 0: k \frac{ze^2}{R^2} = \frac{mv^2}{R} + e v B \quad (6.19)$ бо орбіта повертається і з'являється магн. поле.

Виходить, що поле гальмує е.

Є орбіти, на яких е-рух і а. але орбіта стаціонарна і має сталий радіус R .

3.11.
2016р.

$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \approx 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\text{Ф}}$

За $B \neq 0$ F_k буде незмінною, орбіта повертається, щоб $F_k \perp F_{\text{Лор}}.$ Тоді магн. траєкторія руху е. F_k змінюється.



В ш.п. е зм.п. напружок есого руху за рахунок перевертання орбіт.

Розв'язуємо с-м у r -м (6.18), (6.19)

$$m \frac{v_0^2}{R} = m \frac{v^2}{R} + e v B \quad (7.1)$$

Введемо циклічну частоту оберт. е-новок до ядра

$$B=0: v_0 = \omega_0 R \quad (7.2)$$

$$B \neq 0: v = \omega R \quad (7.3)$$

$$\omega \ll \omega_0$$

$$m \omega_0^2 R = m \omega^2 R + e \omega R B \quad (7.4)$$

$$\omega^2 + \left(\frac{eB}{m} \right) \omega - \omega_0^2 = 0 \quad (7.5)$$

ω_0

Частота претресі е-у ш.п.

$$\omega_2 = \frac{-2\omega_0 - \sqrt{4\omega_0^2 + 4\omega_0^2}}{2} = \frac{\pm \sqrt{\omega_0^2 + \omega_0^2} - \omega_0}{1} \quad (7.6)$$

$$\omega_2 \ll \omega_0$$

$$\omega_0 = \frac{10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{10^{-10} \text{ м}} \sim 10^{16} \text{ Гц}$$

$$\omega_1 = 22 \cdot 10^9 \text{ Гц}$$

Магнітний момент, що рух навколо ядра

$$\mu = IS = \frac{e}{T} \pi R^2 = \frac{e \omega}{2\pi} \pi R^2 = \frac{e \omega_0}{2} R^2 - \frac{e \omega_2}{2} R^2 =$$

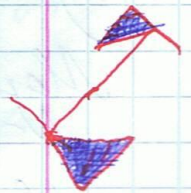
$$= \mu_{\text{нор}} - \frac{eB}{4m} R^2 \quad (7.7)$$

зм. в.у. поле, в ш.п. $\mu \downarrow$ — це означає гістамет-ків

Торкаємо χ таких систем:

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 H (1 + \chi) \quad (7.8)$$

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{M \mu_0}{B} \quad (7.9)$$



Атом. мол. мол.

$$(7.10) \mu = - \frac{e^2 B R^2}{4m} = - \frac{e^2 B \langle r^2 \rangle}{6m} - \text{для одного электрона}$$

Для ртуті e^- R ртуті іт у катного а. сумарний мол. мол. в ор. об'їму N , то порох універс. ф-лу підляст.

Нам неба. екоз. жести радіус орбіт до ~~радіусу~~ радіусу сфери, по якій рух e^- насправді.

$$(7.11) \langle R^2 \rangle = \langle x^2 + y^2 \rangle - \text{для орбіт}$$

Сер. виступи в у e^- до сфери: $(7.12) \langle r^2 \rangle = \langle x^2 + y^2 + z^2 \rangle = 3\langle x^2 \rangle = 3\langle y^2 \rangle = 3\langle z^2 \rangle$

$$(7.13) \langle R^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$$

Врахуємо Γ в атомі ртуті e^- . Рухи цих e^- у м. п. змін. незначно, бо орбіт-орбіт виступи для таких а. буле маленька.

При $B \neq 0$ орбіт. екоз. виступи e^- зникає і e^- починає рух в площині по колу, тому сер. виступи e^- в у сфери сповср. і виступи як коефіцієнт $\frac{2}{3}$.

У нас Ze , де Z - порядковий номер атома.

$$(7.14) \mu = \frac{e^2 B \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle}{6m} \approx \frac{Ze^2 B \langle r^2 \rangle}{6m} - \text{без урахув. взаємодії з іншими електронами}$$

$$(7.15) \mu = - \frac{\mu_0 N e^2 B \Sigma}{6m} = - \frac{\mu_0 N e^2 \Sigma}{6m} - \text{ф-ла Ланде}$$

Мол. сприйм. ме μ ф-чно поле N - к-сть а. в ор. об'їму (комплотрактне)

Можна ввести масу χ з розрах на $V = 1 \text{ моль}$ $V = 1 \text{ см}^3$

	$\chi_M \cdot 10^{-10} \frac{\text{см}^3}{\text{моль}}$
He	-1,9
Ne	-7,2
Ar	-19,4
Kr	-28
Xe	-43

Діамагнетизм колективізований е⁻. Діамагнетизм Ландау

if в віллі кол. е⁻ то у м.п. вони рух. по замкнутій траєкторії. На них діють F_L і $F_{\text{Лор}} = F_{\text{Лор}} \cdot \sin \alpha$ виникає, коли е⁻ сам починає рух, а F_L його "випрямляє".

Напр. е⁻ у тт. рух з шв ~ с і хаотично.

Незалежно від руху е⁻ $F_L = F_{\text{Лор}}$ або $F_L = F_{\text{Лор}}$.

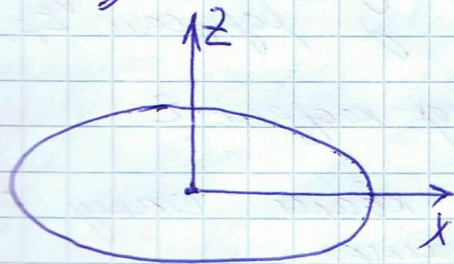
$$(7.16) \quad m \frac{v^2}{R} = e \psi B$$

$$v = \omega R$$

$$m \omega = e B \Rightarrow (7.17) \quad \omega_y = \frac{e B}{m} = 2 \omega_L - \text{циклотронна частота}$$

if е⁻ одер з $\omega_y \Rightarrow$ він рух по колу, яке формує певну площину, як має бути $\perp B$.

Випромінювання $\hbar \omega$, бо в циклотронній релакс. Оскільки в зовн. полі E , і наші е-ме знах в певному стані.



Розг. рух по колу як 2 калів. по x та y .

З точки зору кв. механіки це двовим. квантовий осцилятор з частотою ω_y .

Енергія осцилятора. відповідає площині x, y

$$(7.18) \quad E_n = \hbar \omega_y \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad 27$$

Рівна $E = E_z$: E_n та E_z що відповідає руху в площині поле в зростає z

$$(7.19) \quad E = \frac{p_z^2}{2m} + \hbar \omega_z \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

ми квантується $n = 0, 1, 2, \dots$

10.02. 2016р. Оскільки рух по колу розглядається як 2-годинне коливання в площині (x, y) , то енергія повинна розглядатися як E_z (7.19).

$$\hbar \omega_z = \frac{e \hbar}{m} B = 2 \mu_B B \quad (8.1)$$

Як змінюється енергія E , яка описується (7.19) і рух в площині (x, y) . Додаток $\frac{p_z^2}{2m}$ змінюється, коли $p_z \rightarrow \infty$, $2m$ порівняно з рухом і маніфестується.

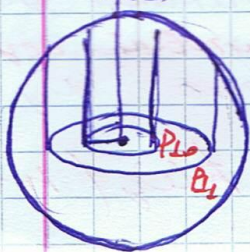
(8.2) $\Delta E_n = \hbar \omega_z = 2 \mu_B B$ - відповідає руху в площині (x, y) , тому її можна записати у вигляді

$$(8.3) \quad E = \frac{p_{zn}^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m}$$

$$(8.4) \quad p_{zn} = \sqrt{2m E_n} = \sqrt{4m \mu_B B \left(n + \frac{1}{2} \right)}$$

В моделі квантованих E , для $T=0$ енергії усіх станів всередині сфери з радіусом E_F .

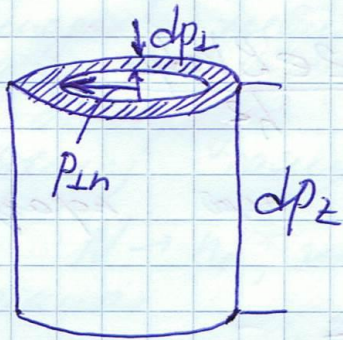
У нашому випадку: простір координат z .



Кожному квант. стану відповідає циліндр. Рівномірне розподілення E здійснюється по поверхні циліндрів - трубок Ландау.

і про це є можливість, трубка вище за інші сфери.

Зорак. змину маленьку с-лу, і ф є розподілом по поверхні трубок.



dr_z - товщина стінки трубки

r_n - радіус трубки

(8.5) $V = 2\pi r_n dr_n dr_z$ - об'єм в імт. просторі

(8.6) $dr_n = \frac{dr_n}{dn} dn \Leftrightarrow$

$dn = 0$ або 1 , бо n - квантове число

$\Leftrightarrow \frac{\sqrt{4m\mu_5 B}}{2\sqrt{n+\frac{1}{2}}} = \frac{\sqrt{m\mu_5 B}}{\sqrt{n+\frac{1}{2}}}$

(8.7) $V = 2\pi \sqrt{4m\mu_5 B(n+\frac{1}{2})} \frac{\sqrt{m\mu_5 B}}{\sqrt{n+\frac{1}{2}}} dr_z = dV_n =$

$= 4\pi m\mu_5 B = 4\pi m \frac{e\hbar}{2m} B dr_z = e\hbar B dr_z$

Об'єм не зал. від $n \Rightarrow$ буде змін товщина стінки трубки / зменш. товщина з зрост радіуса трубки)

Нехай є певний об'єкт з об'ємом V у двох-наму пр-рі. На 1 стан в імт. пр-рі $V_1 = \frac{h^3}{2}$ то кажемо, об'єм в імт. пр-рі для тіла з об'ємом V , то результат буде V_p .

(8.8) $V_p = \frac{h^3}{2V}$ - об'єм, що прихр. на 1 стан

для тіла з об'ємом V в імпульсному просторі.

Статистическая оценка квантового стану.

$$(8.9) \quad G_n = \frac{dV_n}{V_p} = \frac{4\pi m \mu_B B dp_z \cdot 2V}{h^3} = \frac{8\pi m \mu_B B V dp_z}{h^3}$$

$$= \frac{8\pi m \frac{e\hbar}{2m} B V dp_z}{8\pi^3 \hbar^3} = \frac{e B V dp_z}{2\pi^2 \hbar^2} = \frac{2e B V dp_z}{h^2}$$

Порядком статистичну суму, що порівнюється з енергією системи.

$$\begin{aligned} (8.10) \quad \mathcal{L} &= \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{G_n}{dp_z} \exp \left\{ -\frac{E}{kT} \right\} = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{2eVB}{h^2} \exp \left\{ -\frac{M_0 B (2n+1) + \frac{p_z^2}{2m}}{kT} \right\} = \\ &= \frac{eVB}{h^2} \frac{\sqrt{2\pi m kT}}{\operatorname{sh} \left(\frac{M_0 B}{kT} \right)} \end{aligned}$$

(8.11) $M = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial B} \equiv$, N -к-св е в один. обиму
 F -вільна енергія

$$\begin{aligned} \textcircled{=}-kTN \frac{d \ln Z}{d B} &=-\mu_B N \ln \left(\frac{\mu_B B}{kT} - \frac{kT}{\mu_B B} \right) = \\ &=-\mu_B N \ln \left(\frac{\mu_B B}{kT} \right) = -\mu_B N \frac{\mu_B B}{3kT} = -\frac{\mu_B^2 N B}{3kT} \end{aligned}$$

(8.12) $L(x) = \operatorname{ctn} x - \frac{1}{x}$ — функция Ламжевана
при малых x $L(x) \approx \frac{x}{3}$

(8.13) $\chi = \frac{\mu_0 M}{B} = - \frac{\mu_0 \mu_B^2 N}{3 k T}$ - показывает, что χ ед. гаусс, квад.
милл. е-пол. ед.

I, II, IV.

В принципі, як і метал, мати Венерит, займає V станів і це відбувається рівномірно, то працює ф-ла (8.10) і (8.13). Тут розглядаємо випадок невипоряденого газу.

Насправді є розподіл як статистикою Фермі-Дірака, тому її треба врахувати.

$N \rightarrow n_F$, як вказов. конкретний розподіл e^- по станах.

Скорист. моделлю квазівільних e^- , ввівши поняття щільності станів:

$$(8.14) \quad G(E) = \frac{dn}{dE} \cdot \frac{1}{V} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E}$$

$$(8.15) \quad n_F \approx \frac{dn}{dE} \Delta E = G(E_F) kT$$

$$(8.16) \quad E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 N)^{2/3}$$

$$(8.17) \quad \mu_F = \frac{3kTN}{2E_F}$$

Замінивши $N \rightarrow n_F$ у ф-лі (8.13) - порогов. висок.

$$(8.18) \quad \chi = - \frac{\mu_0 \mu_B^2 3kTN}{3kT 2E_F} = - \frac{\mu_0 \mu_B^2}{2E_F} N - \text{діамагнетизм}$$

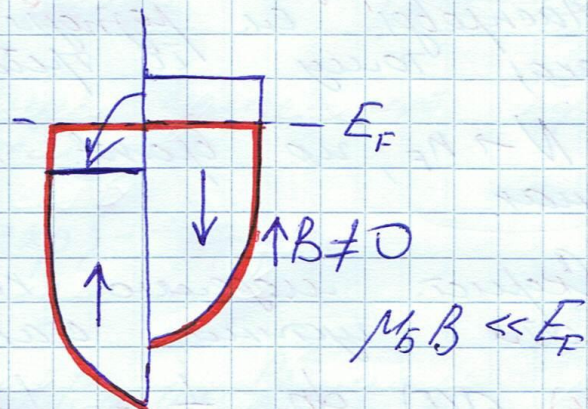
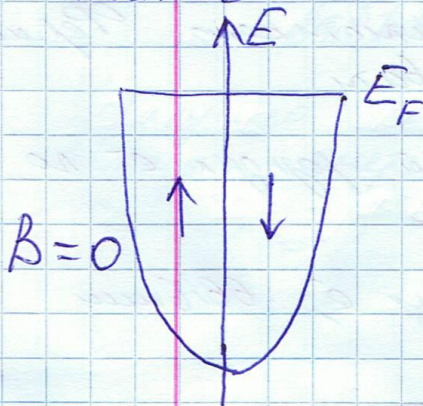
магнітне

пропелітність для невпоряденого газу e^- на спін-нелінійності

17.11.
2016р.
е.

як заряджені розподіляються по енергіях e^- то для e^- з S_{\uparrow} і S_{\downarrow} це буде м.б. розподіл ормаковий. Це можна встановити.

При прикладі B то енергія e^- з S_{\uparrow} зменшується. Тому для цих e^- розподіл змінюється.



Зміна к-сті e^- при прикладі м.б., врах. вісм. м.б. та розр. Φ - Δ .
(9.1) $\Delta n = \frac{1}{2} G(E_F) \mu_B B$ (та к-сть e^- що перебігає вниз)

G - щільність ел. станів

Порядком зміну неможливо. Як розуміє, що перебігає вниз

$$(9.2) M = \mu_B \cdot 2 \Delta n = \mu_B^2 B G(E_F) \quad \text{---}$$

Це з розрах. ма. ормаковий об'єм, але оскільки у $G(E_F)$ це враховано, то це євно можна не писати.

$$\text{---} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m}} \left(\frac{3\pi^2 N}{2m} \right)^{2/3} \cdot \mu_B^2 B = \frac{3\mu_B^2 B N}{2E_F}$$

$$\chi_n = \frac{\mu_B M}{B} = \frac{3\mu_B \mu_B^2 N}{2E_F}$$

- параманітна сприйм. ч. віс. (9.3)

Повна магнітна сусідметлівість

(9.4) $\chi_{\Sigma} = \chi_g + \chi_n = \frac{\mu_0 \mu_B^2 N}{E_F}$ виходячого для електронного газу.

Метал	$\chi_{\Sigma} \cdot 10^6 \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$	Іон	$\chi_{\Sigma} \cdot 10^6 \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$
Li	+1,89	Li ⁺	-1
Ag	-2,1	Ag ⁺	-34
Au	-2,9	Au ⁺	-40
Bi	-13	Bi ⁺	-
Cs	+0,42	Cs ⁺	-36

Для простих металів типу Li у яких не сильно виражені металічні властивості результати збігаються з формулою. З поглядом металічних властивостей модель електронного газу перестане працювати.

Моделі вітних є напівкласична. Мінус означає, що розмірюючи і радіаційну, бо різні. К-св є на внутр. оболонках, а к-св колективізованих е-малю, тому параманітний висок не буде врахов.

Параметри вітних атомів

У кожного атома є власний магн. мом. Рорне брати модно ртомів з магн. мом. Припуст, що різні мають рух і при ртн. такі різні орієнтацію. у просторі. Вваж, що усі різні мають однаковий магн. мом. μ .



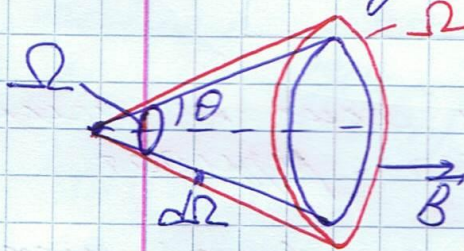
Врахов. взаємодію диполів з B та між собою, бо вваж. що в певний мом. часу вони вже провзаємодіють.

Зміна енергії диполя у м.ч.

$$(9.5) E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos \theta$$

Охит між диполем і B .

Нехай в пев. мом. часу, диполь був орієнтований під кутом θ до B .



За пев. фіз. поле кут θ може змінюватись в межах від θ до $\theta + d\theta$

Тілесний кут був Ω , то зміна кута $d\Omega$

Напівкласичне наближення

Ум-В реалізац. стану з кутом θ :

$$(9.6) p(\theta) \sim e^{-\frac{E}{kT}} \propto e^{\frac{\mu B}{kT} \cos \theta}$$

$$\frac{\mu B}{kT} = a$$

Ум-В нескінченно малому зміню кута

$$(9.7) p(\Omega) = \frac{A e^{a \cos \theta} d\Omega}{A \int_{-\Omega}^{\Omega} e^{a \cos \theta} d\Omega} = \frac{e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta}{\int_{-\Omega}^{\Omega} e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta}$$

і θ стал функція, що визначає площину кута Ω , то яка ймовірність того що змінна орієнтації диполя в інтервалі буде $\Omega + d\Omega$.

Середня момент визначити кута θ і в об'єкті N диполь, то

(9.8) $M = \mu N \langle \cos \theta \rangle$, оскільки усереднити можна лише θ

(9.9) $M = - \frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial B} = N \mu \cos \theta$

θ -поверхинний кут

(9.10) $\langle \cos \theta \rangle = \int \cos \theta p(\theta) d\theta$

(9.11) $p(\theta) = \frac{e^{a \cos \theta \sin \theta d\theta}}{\int_0^\pi e^{a \cos \theta \sin \theta d\theta}$

(9.10) = $\frac{\int_0^\pi \cos \theta e^{a \cos \theta \sin \theta d\theta}}{\int_0^\pi e^{a \cos \theta \sin \theta d\theta}$ } I } II } =

* $\cos \theta = x \quad dx = -\sin \theta d\theta$

II: $\int_{-1}^1 e^{ax} dx = \frac{1}{a} (e^a - e^{-a})$

I: $\int_{-1}^1 e^{ax} \cdot x dx = \frac{\partial}{\partial a} \left(\int_{-1}^1 e^{ax} dx \right) = \frac{1}{a} (e^a + e^{-a}) - \frac{1}{a^2} (e^a - e^{-a})$

= $\frac{\frac{1}{a} (e^a + e^{-a}) - \frac{1}{a^2} (e^a - e^{-a})}{\frac{1}{a} (e^a - e^{-a})} = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a}$ =

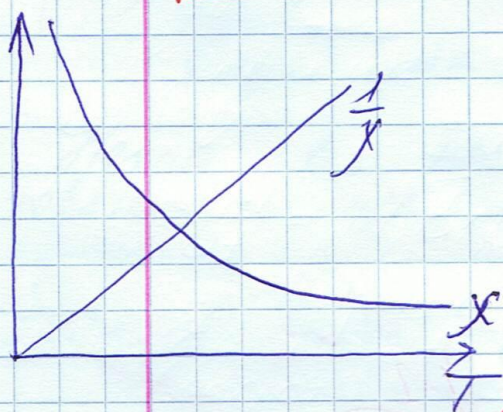


$= \sigma \hbar a - \frac{1}{a} = L(a)$ - функція Ланжевена

$$(9.11) M = \mu N L\left(\frac{\mu B}{kT}\right)$$

$$(9.12) M \approx \mu N \frac{\mu B}{3kT} = \frac{\mu^2 N B}{3kT}$$

$$(9.13) \chi = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 \mu^2 N}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad C = \frac{\mu_0 \mu^2 N}{3k}$$



Квантове наближення

if в квантова с-ма, то енергія магн. мом. атома

$$(9.14) E = -g \mu_B m_J B$$

при заданому полі можуть реалізуватися стани з різними m_J

$$(9.15) M_{m_J} = -\frac{1}{V} \frac{\partial E}{\partial B} = \frac{g \mu_B m_J}{V} - \text{магн. мом. відповідна стану з квантовим числом } m_J$$

Введемо к-сть магн. мом. в од. об'єму т.б. множимо на N .

Врахуємо внесок усіх станів, що відповідають станам m_J

$$(9.16) M = g\mu_B N \frac{\sum_{m_J=-J}^J m_J \exp\left[\frac{g\mu_B m_J B}{kT}\right]}{\sum_{m_J=-J}^J \exp\left[\frac{g\mu_B m_J B}{kT}\right]}$$

Динамічні процеси в магнетиках. 24.11. 2016р.

Ф-лу (9.16) можна переписати у вигляді:

$$(10.1) M = g\mu_B N J B_J(a)$$

$$(10.2) a = \frac{g\mu_B JB}{kT} - \text{зміна енергії с-ми в ш.ч. гл. 1e.}$$

Ф-цію Бріллуєна тут можна розкласти в ряд, ввів "a" малий параметр, і одерж. ~~перший~~ розклад.

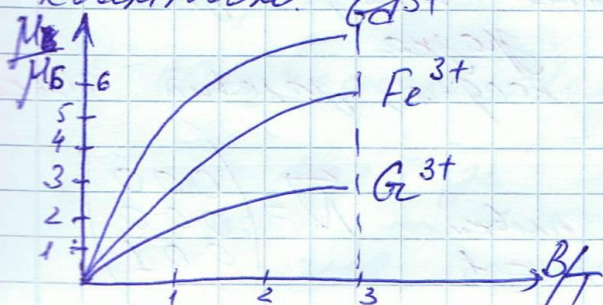
$$(10.3) B_J(a) \approx \frac{J+1}{3J} a, \quad a \ll 1$$

$$(10.4) \chi = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 g\mu_B N J \cancel{B_J(a)}}{B} \cdot \frac{J+1}{3J} \frac{g\mu_B JB}{kT} =$$

$$= \frac{\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1) N}{3kT} = \mu^2$$

$$\mu = g\mu_B \sqrt{J(J+1)} - \text{магнітний внутр. момент}$$

Випарок, коли класична теорія співпадає з квантовою. Gd^{3+}



Зміна магн. мом. при зростанні нап. та темп-ри найкраще у Gd^{3+} іону в його найкращ. прояві властивості. (магніти)

Корреспондує з рівнянням

Найменше це робить для ферромагнетиків.

В. 1935р. Ландау Лівшиць нарисав р-ну, що описує динаміку намагніченості.

$$(10.5) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{B}] = \gamma [\vec{B} \times \vec{M}]$$

магн. \vec{M} може зм. як вч. часу так і
вч. координат.

Розглянемо випадок, коли магн. залежить
вч. часу. ^{прецесійний} ^{вектор}

$$(10.6) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma [\vec{B} \times \vec{M}] + \vec{R} \quad \text{описує малий вхврт}$$

$$(10.7) \quad \vec{M} \frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\vec{M}^2) = 0$$

Квадрат довж. вектора не змін. в часі.
вираз (10.7) описує консерват. рух магн.
при якому довж. вектора зберіг.

Статична намагніченість: $|\vec{M}| = M_0$

В різних випадках навіні дисипації?

$$(10.8) \quad \vec{B}_{\text{eff}} = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial \vec{M}} \quad \text{має включати в себе усі навіні вірнов. дисипації}$$

$$\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B}_{\text{dc}} + \vec{B}_{\text{dip}} + \vec{B}_{\text{ex}} + \vec{B}_a + \vec{B}_i$$

$$(10.8a) \quad \vec{B}_{\text{dip}} = -\mu_0 \vec{N} \vec{M} \quad \text{дипольне поле, вирог. формою зерна}$$

\vec{N} - тензор розмагніт. коэфт., залежить тільки
вч. геометрії зерна

У випадку нескінч. тонкого плівки

$$\vec{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

38 \sum всіх діагн. коэфт. має = 1

B_{ex} - зовнішнє поле, ∇ за умови, що M неоднор. в np -і
 B_{dc} - статичне поле

$$B_{ex} \sim \text{grad } M$$

\vec{B}_a - поле анізотронії

$$(10.85) \quad \vec{B}_a = B_a \left(\frac{\vec{M}}{M} \cdot \vec{x} \right) \vec{x}$$

анізотронне
поле анізотронії

B_T - ерстєрве поле, що створ. струмом

\vec{R} - релаксацийний доромок

Форми запису Гілберта для \vec{R} :

$$(10.9) \quad \vec{R}_G = \frac{L}{M_0} \left[M \times \frac{dM}{dt} \right]$$

L - безрозмірний парам. затх. Гілберта
 $L \sim 0,4 \div 0,01$

Релаксач. доромок Ландау Лівінгтона

$$(10.10) \quad R_L = \frac{\lambda}{M_0^2} \left[M \times \left[\vec{B} \times M \right] \frac{dM}{dt} \right]$$

λ - парам. розмірності M^2

\vec{R} у формі Блоха

$$(10.11) \quad \vec{R}_B = \omega_2 (M - \chi_0 H_{eff}), \quad \text{тут уже розв. векторно-матриц.}$$

не зберігається.

ω_2 - частота релаксачії, $\frac{1}{T_2}$

T_2 - час зб. експ. частоти релаксач. зменш.
 в е. розв.

χ_0 - статична магн. сприймч.

Нехай μ — магн. феромогн. Весь пр-р
 являє собою фм. Діє таке о-мн B_{eff}
 тільки зовн. поле.

(10.12) $\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{затяг} e^{i\omega t}$; $|\vec{B}| \ll |\vec{B}_0|$;
 $\vec{B}_0 = \hat{z} \cdot B_0$, B_0 — ампт. поле
 \hat{z} — одиничний вектор осі z

(10.13) $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m} e^{i\omega t}$ — вимушені колиб. намагн.,
 що з'являються під дією зовн. поля.
 Також \vec{m} зупиняється розв'язувати **методом**
послідовних наближень, т.б. враховуємо
 послідовно зростаючі \vec{m} величини порядку
 нуль, потім менші; т.б.

(10.14) $0 = \gamma [\vec{B}_0 \times \vec{M}_0]$ — вип. кутового наближ.

І намагн.:
 (10.15) $\frac{d(\vec{M} + \vec{m} e^{i\omega t})}{dt} = \gamma [\vec{B}_0 \times \vec{M}_0] + \gamma [\vec{B}_0 \times \vec{m} e^{i\omega t}] +$

$+ \gamma [\vec{B}_0 e^{i\omega t} \times \vec{M}_0] + \gamma [\vec{B}_0 e^{i\omega t} \times \vec{m} e^{i\omega t}]$ \Rightarrow
 малий зростаючий

Припускаємо, що немаєм ω -сів, що харак-
 теризують зміною намагн., то беремо похилу
 в \exp .

(10.16) $i\omega \vec{m} e^{i\omega t} = \gamma [\vec{B}_0 \times \vec{m}] e^{i\omega t} + \gamma [\vec{B}_0 \times \vec{M}_0] e^{i\omega t}$

Оскільки ми працюємо в ДСК, то γ зростає
 різноч. у вигляді:

(10.17) $[\vec{B}_0 \times \vec{m}] = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & B_0 \\ m_x & m_y & m_z \end{vmatrix} = \dots = m_z = 0$

Аналогічно з \vec{m} зростає

40 Вдома розв'язати і отримати $m_z = 0$

$$(10.18) \vec{m} = \vec{\gamma} \hbar$$

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix}$$

$\vec{\gamma}$ - тензор Ланде

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$(10.19) \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_x & i\gamma_a & 0 \\ -i\gamma_a & \gamma_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - \text{тензор Ланде}$$

$$(10.20) \gamma = \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}$$

$$(10.21) \gamma_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}$$

$$(10.22) \omega_M = \gamma \mu_0 B_0$$

$$(10.23) \omega_H = \gamma B_0$$

Как записать компоненты тензора в поле? Траектории имеют быть в конспекте НВЧ

$$(10.24) \vec{\mu} = 1 + \vec{\gamma}$$

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{||} \end{pmatrix}$$

$$\mu_- = \mu - \mu_a$$

$$\mu_+ = \mu + \mu_a$$

$$\text{при } \omega \rightarrow \infty \\ \mu \rightarrow 1, \mu_a \rightarrow 0 \\ \mu_- \rightarrow 1$$

