

- Dintre propr. nucleelor un rol important îl are spinul nuclear sau mom. cinetic intrinsec
- Este un concept cuantic
- Pentru o mai ușoară introducere este necesară referirea la mom. cinetic orbital, care are un înțeles clasic.

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$

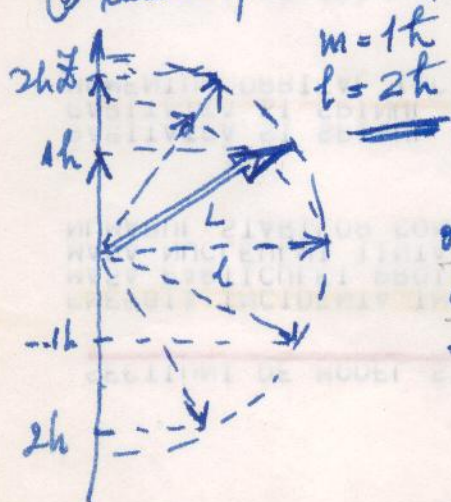
\vec{r} = raza vectorie care leagă centrul de masă al sist. considerat de punctul în care se consideră mom. cin. respectiv

- teoria cuantică \Rightarrow sunt posibile numai anumite orientări în raport cu o direcție dată \Rightarrow cuantificarea spațială
- legătura cu Fizica atomică - ipoteza Bohr
- experimentul Stern & Gerlach
1921

vezi IMC

- comentarii asupra valorilor proprii l și m :

- 1) l, m trebuie să fie numere întregi
- 2) pentru o valoare dată a lui $l \Rightarrow m$ va lua $2l+1$ valori cuprinse între $-l$ și $l \Rightarrow$ nr. impar de orientări posibile
- 3) cuantificarea spațială se exprimă prin diagrama vectorială



Observații experimentale

- A) În spectrele metalelor alcaline s-a observat că liniile seriei principale sunt duble (ex. linia b a sodiului)
 $\Rightarrow 2l+1 = 2 \Rightarrow \underline{\underline{l = 1/2}}$

Par să contrazică afirmațiile anterioare

\Rightarrow 1924 - Pauli $\Rightarrow e^-$ are o proprietate care în se poate descrie clasic \Rightarrow poate lua 2 valori (nu introduce o imagine fizică)

1925 - Uhlenbeck și Goudsmit \Rightarrow postularea existenței spinului electronului (mom. cin. intrinsec); cele 2 valori apar datorită unor direcții de rotație diferite \Rightarrow mărimea
 a celui de-al treilea moment cinetic în din spectrele metalelor alcaline

SN2

$\Rightarrow 2s + 1$ orientări
 $2s + 1 = 2$ (doubletii metalelor alcaline) $\Rightarrow \boxed{s = 1/2 \hbar}$
 $\Rightarrow 2$ orientări posibile $\left\{ \begin{array}{l} m_{s1} = +1/2 \hbar \\ m_{s2} = -1/2 \hbar \end{array} \right.$

Comentariu. Cele 3 componente ale operatorului mom. cinetic \hat{L} satisfac relații de comutare:

$$\begin{aligned} \hat{L}_x \hat{L}_y - \hat{L}_y \hat{L}_x &= i\hbar \hat{L}_z \\ \hat{L}_y \hat{L}_z - \hat{L}_z \hat{L}_y &= i\hbar \hat{L}_x \\ \hat{L}_z \hat{L}_x - \hat{L}_x \hat{L}_z &= i\hbar \hat{L}_y \end{aligned}$$

$$\boxed{\hat{L}_i \hat{L}_j - \hat{L}_j \hat{L}_i = i\hbar \hat{L}_k}$$

$i, j, k = 1, 2, 3 \text{ (x, y, z)}$
 $i \neq j \neq k$

Remarcă ① S-a postulat că aceste relații sunt fundamentale și nu definiția „clasică” $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$

$$\vec{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$$

② $\hat{L}_z =$ mom. cin. orbital

③ $\hat{J}_z =$ mom. cin. totale \Rightarrow satisface aceleași

relații ca și \hat{L} : $\hat{J}_x \hat{J}_y - \hat{J}_y \hat{J}_x = i\hbar \hat{J}_z$

$$\boxed{\hat{J}_i \hat{J}_j - \hat{J}_j \hat{J}_i = i\hbar \hat{J}_k}$$

$$\Rightarrow \hat{J}^2 \psi_{JM} = J(J+1)\hbar^2 \psi_{JM}$$

$$\hat{J}_z \psi_{JM} = M\hbar \psi_{JM}$$

OBS! În acest caz valorile lui J pot fi numere întregi sau semiîntregi
 ② J dat $\Rightarrow M$ ia $2J+1$ valori de la $-J$ la $+J$

pt. particule

Remarcă ① Au mom. cin. intrinsec \equiv spin și particulele cu masă de repaus 0 sau apropiată de 0 (γ, ν)

② Spinul \neq mom. cin. total al unei part. în sist. de referință

③ $J = \text{const}$ \Rightarrow caracterizează particula (mai des folosit ca S în Fei , deoarece S înseamnă și straniețe)

M - descrie orientarea particulei în spațiu și depinde de alegerea axei de referință

Observații pentru atomii (modelul potențialelor atomice)

① Spinul rezultat al tuturor electronilor exteriori

$$\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots$$

② mom. cin. orbital rezultat al tuturor electronilor exteriori

$$\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots$$

(datorat mișcării de rotație a ~~unor~~ electronilor în jurul nucleului)

1927 Wigner și von Neumann \Rightarrow compunerea vectorială a celor două tipuri de momente:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

$$\vec{J}_i = \vec{L}_i + \vec{S}_i$$

③ Mom. cin. total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Rez. confirmate de studiul spectrelor atomilor cu mai mulți e- de valență \Rightarrow VEZI 10SN (SM3 6/5)

1928 - Pauli \Rightarrow existența spinului nuclear \vec{I}

- Înainte de a trece la metodele de determinare ale spinului nuclear câteva precizări de termeni

- * particule (e-, ν , μ , nucleoni) cu spin semiîntregi \equiv fermioni
- * particule (γ , π) cu spin întregi \equiv bosoni

Comportări diferite determinate de comportările diferite ale funcțiilor de stare;

* Sistem de două particule identice 1, 2 \rightarrow spin $J \Rightarrow J_z^{(1)} \cdot J_z^{(2)}$

$$\psi(\vec{x}^{(1)}, J_z^{(1)}; \vec{x}^{(2)}, J_z^{(2)}) \equiv \psi(1, 2)$$

$$\psi(\vec{x}^{(2)}, J_z^{(2)}; \vec{x}^{(1)}, J_z^{(1)}) \equiv \psi(2, 1)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \psi(1, 2) = \psi(2, 1) \text{ simetrică} \\ \psi(1, 2) = -\psi(2, 1) \text{ antisimetrică} \end{cases}$$

Se poate extinde și la particule

ψ_{ferm}	\Rightarrow antisimetrică
ψ_{boson}	\Rightarrow simetrică

\Rightarrow Pauli \Rightarrow principiul de excluziune al lui Pauli

Memento! Studiul moleculelor cu atomi identici \Rightarrow nuclele în punct punctiform și au structură
Ex $H_2 \rightarrow$ atom hidrogen, para hidrogen $S=0$

O stare cuantică poate fi ocupată de un singur fermion

Metode experimentale de punere în evidență a spinului nuclear

① Studiul structurii hiperfine a spectrelor optice

Studiul comportării nucleelor în câmpuri magnetice, cu ajutorul radiospectroscopiei

Obs Această gamă de măsurători este strâns legată de o altă propz. de bază a nucleului atomic, anume momentele magnetice \Rightarrow se vor discuta împreună

- ② Isotopii de viață scurtă ai unor nucleu în st. excitată \Rightarrow spinii se determină prin
- ① met. radiospectroscopice
 - ② reacții nucleare (pe baza legii conservării mom. cinetice)

Comportarea spinilor nucleari pentru diferite tipuri de nuclee

- p și n au spin $1/2 \hbar$ ($Z(p)$; $A-Z(n)$)
- Spinul nuclear este egal cu suma geometrică a mom. cinetice ale p și n care constituie nucleul respectiv
- Mom. cin. total al fiecărui nucleon este egal cu suma spinului și mom. cin. orbital

Remarcă: mom. cin. orbital ia numai valori întregi

Regularități observate pt. spinii diferitelor nuclee

- 1) Nuclee cu A par $\Rightarrow I =$ ~~par~~ nr. întreg
- 2) Nuclee cu A impar $\Rightarrow I =$ nr. semi-întreg

Remarcă Argument f. important pentru tranziția de la modelul $p-e^-$ al nucleului la modelul $p-n$ al acestuia (cazul deuteronului):
 $I_{p-e^-} =$ întreg
 $I_{p-n} =$ semi-întreg

- 3) Spinii tuturor nucleelor în stare fundamentală sunt 0 par-par

Remarcă \downarrow
 mom. cin. total al perechii este zero

\downarrow
 baza unor modele nucleare (modelul bozonilor în interacție)

- 4) Spinii nucleelor stabile nu depășesc $9/2 \Rightarrow$ f. mici în comparație cu suma valorilor absolute ale spinilor și mom. cin. orbitale ale nucleonilor din nucleu
 \Rightarrow Este un argument al legării strânse în parteneri închiși a nucleonilor din nucleu \Rightarrow formarea perechilor cu mom. cin. total nul \Rightarrow nu iau parte la spinul nuclear

ATENȚIE! Pt. st. excitate - spinii f. mari (zeci de \hbar și raționante gigant)

Remarcă Propoz. de spinii ale nucleelor \Rightarrow explicată în cadrul modelelor nucleare moderne

① Rămân încă neexplicate proprii de spin ale part. elementare (st. cu $J \neq 0$ și $I \neq 0$ și cele mai joase energii \Rightarrow dependența de viteze a fr. nucleare)
 Spinii nu sunt legați de rotațiile obișnuite!

Proprietăți specifice spinilor nucleari

\rightarrow nu le au mom. cin. ale corpurilor macroscopice!

- ① Fluctuațiile cuantice ale direcției spinului - se manifestă

prin faptul că numai o componentă a spinului, I_z , de ex., poate avea o valoare strict fixată; I_x și I_y fluctuează cu val. medie 0. Din cauza fluctuațiilor nu se poate orienta vectorul spin în mod corect într-o direcție specificată.

Val. maximă a lui $(I_z)_{\max} = 1 \Rightarrow (I_z^2)_{\max} = 1^2$

$$I^2 = I(I+1) \Rightarrow I_x^2 + I_y^2 + I_z^2 = I(I+1) \Rightarrow I_x^2 + I_y^2 = I(I+1) - I^2 = \underline{I}$$

$$I_x^2 + I_y^2 \neq 0.$$

$$\left[\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{\sqrt{I}} \right] - \text{măsură a fluctuației relative a direcției spinului}$$

I mic \Rightarrow fluctuații de ordinul de mărime al spinului !!!

⑥ Spinul (nuclear, al particulei) este singura mărime care poate caracteriza orientarea (particulei/nucleului) s.t.

- se demonstrează în cadrul mecanicii cuantice.
- cu cât spinul este mai mic cu atât corectitudinea orientării este mai slabă (vezi A)
- O part. cu spin 0 nu poate fi orientată!
- Orice mărime vectorială ^{sau tensorială} asociată unui sistem nuclear cu spin este dependentă de spin.

⑦ mărime vect. $\vec{A} = a \vec{I}$ $a = \text{const} \Rightarrow$ descrie complet vect \vec{A}

⑧ mărime tensorială (rang 2; unia unia)
 $\sum B_{ii} = 0$

$$B_{kk} = b \left[I_k I_k + I_k I_k - \frac{2}{3} \delta_{kk} I(I+1) \right]$$

$b = \text{const} \Rightarrow$ descrie complet tensorul

Observații ① $I=0$ ($S=0$) \Rightarrow nu există param. vect. sau tensoriali
A s.t. nuclear respectiv

② Param. vect. \Rightarrow vectori axiali (pseudovectori)

\Rightarrow \exists mom. magn. dipolari, dar nu există moment electric dipolar
 \exists mom. ~~electric~~ magn. cuadrupolari (\exists și dacă $I \geq 1 \Rightarrow$ cu numai $I=1/2$ nu se poate descrie orientarea certă în raport cu)

Momente dipolare magnetice nucleare

- sarcina electrică totală a nucleului, $Ze \Rightarrow$ putina informatie asupra structurii sistemului \Rightarrow prop. electromagn. a nucleului care arizivă mai multă informație: momentul dipolar magnetic nuclear - descrie interacția nucleului cu un câmp magn. extern uniform



- Zn de interacție magn:

$$E_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

$$\mu = \frac{1}{c} \text{curent} \times \text{arie (unitati Gauss)}$$



$\vec{\mu} \perp$ plan buclă de curent
 $\vec{\mu} = \text{const} \vec{I}$ (vezi B)

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m_N c} \vec{I}$$

$$\text{const} \Rightarrow \frac{e}{mc}$$

$g =$ adimensional = factor girromagnetic

$$\vec{\mu} = g \mu_N \vec{I}$$

$\mu_N =$ magneton nuclear

$$\mu_N \ll \mu_{BP} = \frac{e\hbar}{2m_e c} \Rightarrow \frac{1}{1836} \text{ (adim)}$$

comentariu asupra unitatilor de măsură

$$\mu_N = 2.15 \times 10^{-18} \text{ Md/Gs}$$

$$\mu_{BP} = 0.58 \times 10^{-14} \text{ Md/Gs}$$

- Informațiile asupra structurii sunt conținute în factorul girromagnetic g

- Măsurarea spinului nuclear și mom. dipolar magn. nuclear, datorită legăturii stricte și în ciuda originilor diferite, se face concomitent/prin aceleași metode.

[Spinul (și masa) - param. mecanic, gravit, inertial
 Mom. magn. - măsură a interacției cu un câmp magn. extern uniform]

- Metode de măsurare

- A) Studiul structurii hiperfine a spectrelor atomice
- B) Metode bazate pe folosirea câmpurilor magnetice externe - de tip Stern - Gerlach (devierea fascii moleculare) (1933 Stern)
 - efect Zeeman și Paschen-Back
 - efect Zeeman și Paschen-Back
 - efect Zeeman și Paschen-Back

- efect Zeeman și Paschen-Back

- efect Zeeman și Paschen-Back

Studiul structurii hiperfine a spectrelor atomice

- se bazează pe interacția mom. magn. nucleare cu mom. magn. al
 fotoniilor electronice \Rightarrow despicarea nivelilor electronice
 Acest fapt se datorează \neq dependenței energiei de interacție de
 orientările reciproce ale celor două momente.
 Despicarea nivelilor electronice este echivalentă cu despicarea nivelilor
 spectrale ale rad. electromagn. atomice în câmpul linii

- Zn. de interacție: $\delta_{int} = - \vec{\mu}_{nuc.} \cdot \vec{B}_{el}$
 \downarrow
 în câmpul atomului

$\vec{B}_{el} \sim \vec{J}$ (vezi 6)

$\delta_{int} = \text{const.} \cdot \vec{I} \cdot \vec{J} \Rightarrow$ nivele discrete de energie

\Rightarrow folosirea regulii de sumare a mom. cin.

$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$
 $(\vec{I} + \vec{J})^2 = \vec{I}^2 + \vec{J}^2 + 2\vec{I} \cdot \vec{J} = I(I+1) + J(J+1) + 2\vec{I} \cdot \vec{J} = F(F+1)$

$\vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$

$\Rightarrow F$ poate lua valori în domeniul $I+J, I+J-1, \dots, |I-J|$

Obs Dacă energia atomului a fost indep de orientarea relativă dintre
 \vec{I} și $\vec{J} \Rightarrow$ nivele cu F diferite (\vec{I} și \vec{J} cu orientări diferite) vor avea
 aceeași energie \Rightarrow nivele degenerate

- Ridicarea degenerării \rightarrow prin luarea în considerare a interacției
 dintre \vec{I} și $\vec{J} \Rightarrow \vec{I} \cdot \vec{J}$ dar posibil de ridicare a degenerării

$I \leq J \Rightarrow 2I+1$ nivele
 $I \geq J \Rightarrow 2J+1$ nivele

CONCLUZIE 1) Determinarea spinului nuclear se face din numărul
 nivelilor despicate numai dacă spin nuclear $(I) < \text{spin electronic}$

(J). 2) Mărimea despicării hiperfine \rightarrow energia care corespunde
 interacției este de ordinul lui $\frac{\mu_N \mu_B}{r^2} \Rightarrow 10^{-7}$ eV despicarea
 hiperfină

δ_x $\begin{matrix} 59 \\ 27 \end{matrix} \text{Co}$ $F_{9/2}; F_{11/2}$ $2J+1=10 \Rightarrow I=7/2$
 $\begin{matrix} 133 \\ 55 \end{matrix} \text{Cs}$

- Energia dintre două nivele adiacente:
 $E_F - E_{F-1} = CF \Rightarrow$ regula intervalului

\Rightarrow Dependența între nivele adiacente respectă raportul:

$$(I+J):(I+J-1):(I+J-2): \dots : I-J$$

OBS. Regula intervalului este adevărată dacă despicarea A-a datorat numai interacției magnetice

- Determinarea momentului magnetic - dificultăți legate de faptul că, d.p.v. teoretic, nu se poate calcula cu mare precizie valoarea constantei C

Bunzi mai mari pentru câmpuri mai slabe

SECȚIUNE INTEGRALĂ DE MODEL STATISTIC

TEVA = 90	43.8747E-01
TEVA = 80	43.9395E-01
TEVA = 70	44.1261E-01
TEVA = 60	44.4119E-01
TEVA = 50	44.7625E-01
TEVA = 40	45.1356E-01
TEVA = 30	45.4882E-01
TEVA = 20	45.7721E-01
TEVA = 10	45.9586E-01
TEVA = 0	46.0234E-01

SECȚIUNE DIFERENȚIALĂ DE MODEL STATISTIC IN MB/SR

TEVA = 90	43.8747E-01
TEVA = 80	43.9395E-01
TEVA = 70	44.1261E-01
TEVA = 60	44.4119E-01
TEVA = 50	44.7625E-01
TEVA = 40	45.1356E-01
TEVA = 30	45.4882E-01
TEVA = 20	45.7721E-01
TEVA = 10	45.9586E-01
TEVA = 0	46.0234E-01

SECȚIUNE INTEGRALĂ DE MODEL STATISTIC

TEVA = 90	43.8818E-01
TEVA = 80	43.9467E-01
TEVA = 70	44.1334E-01
TEVA = 60	44.4196E-01
TEVA = 50	44.7706E-01
TEVA = 40	45.1441E-01
TEVA = 30	45.4951E-01
TEVA = 20	45.7813E-01
TEVA = 10	45.9681E-01
TEVA = 0	46.0329E-01

SECȚIUNE DIFERENȚIALĂ DE MODEL STATISTIC IN MB/SR

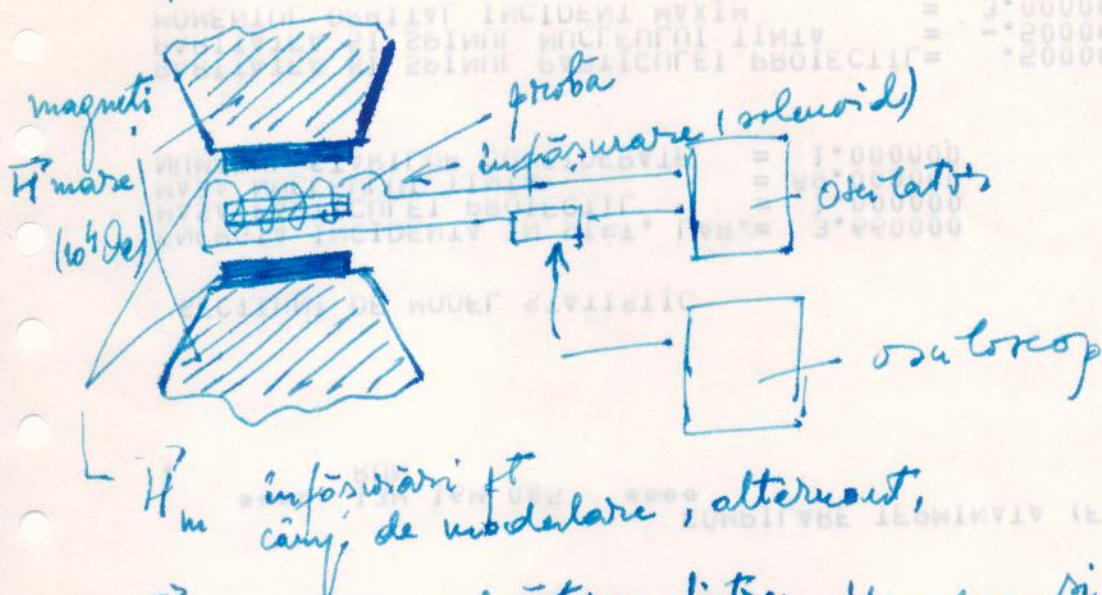
TEVA = 90	43.8818E-01
TEVA = 80	43.9467E-01
TEVA = 70	44.1334E-01
TEVA = 60	44.4196E-01
TEVA = 50	44.7706E-01
TEVA = 40	45.1441E-01
TEVA = 30	45.4951E-01
TEVA = 20	45.7813E-01
TEVA = 10	45.9681E-01
TEVA = 0	46.0329E-01

SECȚIUNE INTEGRALĂ DE MODEL STATISTIC

TEVA = 90	43.8818E-01
TEVA = 80	43.9467E-01
TEVA = 70	44.1334E-01
TEVA = 60	44.4196E-01
TEVA = 50	44.7706E-01
TEVA = 40	45.1441E-01
TEVA = 30	45.4951E-01
TEVA = 20	45.7813E-01
TEVA = 10	45.9681E-01
TEVA = 0	46.0329E-01

SMN Metoda rezonanței magnetice nucleare

- permite obținerea de rezultate mai corecte
- Baszele metodei: spinul unui nucleu plasat într-un câmp magn. permanent poate fi "răsturnat" sub efectul unui câmp slab de înaltă frecvență al unei frecvențe definite (de rezonanță)



1933 Stern

- 1) $\vec{H}_{mare} \Rightarrow$ rupe legătura dintre μ nuclear și potențiale electronice \Rightarrow comportări independente în câmp magnetic
 - 2) $\vec{H}' =$ câmp de înaltă frecvență de intens. slabă
 $\vec{H} \perp \vec{H}'$
 $\vec{H}' \Rightarrow$ de frecvență variabilă \Rightarrow "răsturnarea" spinului nuclear la rezonanță
 - 3) $\vec{H}_m \Rightarrow \nu = 50 \text{ Hz} \Rightarrow$ repetarea "răsturnării" (50/sec)
 \Rightarrow figura staționară pe osciloscop la rezonanță
- \vec{H} câmp magn. intens \Rightarrow mom. magn. nuclear câștigă energie
- $$-\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\frac{\mu}{\hbar} \vec{J} \cdot \vec{H}$$
- OBS 1) Câmpurile într-atomice - suficient de slabe \Rightarrow
 $\Rightarrow E = \mu \vec{J} \cdot \vec{H}$ se poate neglija $\Rightarrow \vec{J} \cdot \vec{H} : JH, (J-1)H, \dots$
 $\dots, -JH$ $H =$ mărimea câmpului
- 2) Absența lui \vec{H}' ; echilibrul termodinamic \Rightarrow cele mai multe nucleu ocupă stările de energie minimă ($-\mu H$)

58 - Tranziția la primul nivel excitat \Rightarrow este necesară urmărirea energiei:

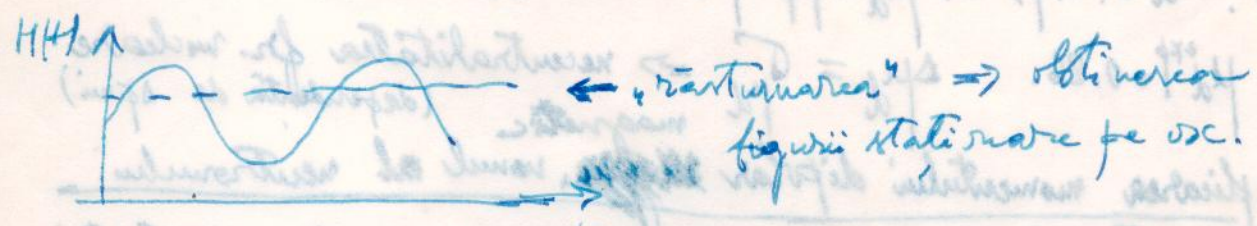
$$\Delta E = \frac{h}{T} H [J - (J-1)] = \frac{h}{T} H$$

- frecvența corespunzătoare $\left[\omega_{res} = \frac{\Delta E}{h} = \frac{h}{T} \right]$

\Rightarrow la rezonanță \Rightarrow absorbție de energie \Rightarrow deficit de înregistrat
 dar la un singur act de absorbție rezonanță \Rightarrow necesitatea unui curent absolut paralel de intensitate slabă (pe lângă câmpul principal \vec{H})

$$H_m(t) = H_0 \sin \omega_0 t$$

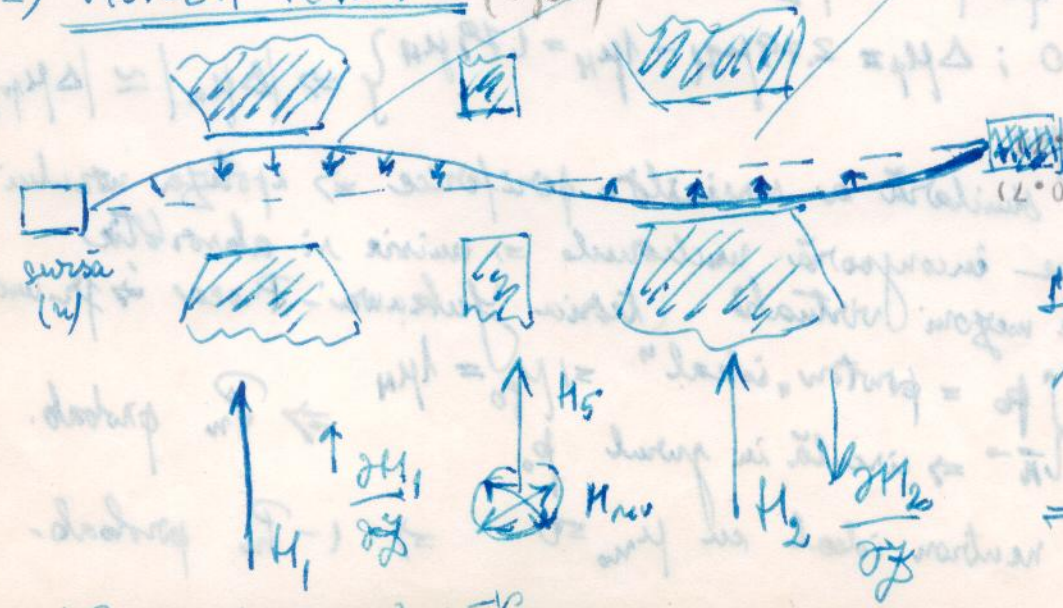
$H(t) = H + H_m(t) \Rightarrow$ aducere periodică la rezonanță



Acuratețea metodei \Rightarrow determinată de acuratețea cu care se măsoară H și H' \Rightarrow met. foarte precisă (6 zecimale semnificative)

Deficiența metodei \Rightarrow nu permite determinarea mom. magn. dipolari al neutronului | nu se pot manipula în fascicule câmpuri magn. uniforme

METODA RABI (1936)



Se folosesc și pt. face involuculare \Rightarrow μ, Γ nuclear

Δ^0 $t = 263 \cdot 10^{-6} \text{ s}$

$$\mu_p = 2.79 \mu_N$$

$\mu_n = -1.91 \mu_N \Rightarrow$ orientat în sens opus cu spinul

CURS nr. 3

Regularități observate în studiul momentelor magnetice nucleare

① Momentele magnetice nucleare cu spin zero sunt egale cu zero
 $I=0 \Rightarrow \vec{\mu}=0$

② Ordinul de mărime al momentelor magnetice ale nucleelor cu spin nuclear este cel al magnetonului nuclear. De aceea, mom. magnetice ale nucleonilor individuali într-un nucleu se compensează, în principal, unul cu altul (similar cu mom. mecanice).
Spinierea mom. magn. nucleare \Rightarrow dovada absenței electronilor din nucleu ($\mu_{ep} = 2000 \mu_N$)

③ Aditivitatea mom. magn. intrinseci.

$$\text{Ex. } d = (n, p) \Rightarrow \mu_d = \mu_p + \mu_n = 2.79 - 1.91 = 0.88$$

$$|\mu_d| = 0.86 \quad \Delta \mu_d = \sqrt{\mu_p^2 + \mu_n^2} \Rightarrow \text{necentralitatea fr. nucleare magnetice (dependența de spin)}$$

Explicarea momentului dipolar ~~de spin~~ nuclear al neutronului

- n = structură complexă (eventual, numai o parte a existenței sale) \Rightarrow sarcină pozitivă centrală

sarcină negativă periferică

$$\begin{matrix} q^+ \\ q^- \\ q^+ \end{matrix} \quad \begin{matrix} q^+ \\ q^- \\ q^+ \end{matrix} \quad \begin{matrix} q^+ \\ q^- \\ q^+ \end{matrix}$$

\Rightarrow prin rotația sistemului în jurul axei proprii \Rightarrow mom. magnetic negativ

Explicarea mom. dipolar magn. mare al protonului

\Rightarrow sarcină periferică pozitivă

$$\left. \begin{matrix} \Delta \mu_n = \mu_n - 0 \\ \Delta \mu_p = 2.79 \mu_N - 1 \mu_N = 1.79 \mu_N \end{matrix} \right\} \Rightarrow |\Delta \mu_n| \approx |\Delta \mu_p|$$
$$\Delta \mu_n = -1.91 \mu_N$$

\Rightarrow natură similară a sarcinilor periferice \Rightarrow ipoteza nucleului mezonic care încorporează nucleonul \Rightarrow emisie și absorbție continuă de mezoni virtuali (teoria Yukawa-Proca \Rightarrow fr. slab)

$\Rightarrow n \Rightarrow \int p_0 = \text{piston "ideal"} = 1 \mu_{p0} = 1 \mu_N \Rightarrow P_n$ probab.
 $\vec{v}_n \Rightarrow$ circula în jurul p_0

\Rightarrow neutron ideal cu $\mu_n = 0 \Rightarrow 1 - P_n$ probab.

⇒ mom. magn. mediu al n

59

$$\mu_n = (1 - P_n) \mu_{n_0} + P_n (\mu_{p_0} - \mu_n) = (1 - \mu_n) P_n \mu_N$$

μ_n - este generat de mișcarea orbitală a mezomului \bar{p}

- St. proton

$$p_2 = n_0 + \bar{p} \Rightarrow P_{p_2}$$

$$p_2 = p_0 \Rightarrow 1 - P_{p_2}$$

$$\mu_p = (\mu_{p_0} + \mu_n) P_p + (1 - P_p) \mu_{p_0} = [1 + (\mu_n - 1) P_p] \mu_N$$

$$\frac{m_p}{m_n} = \frac{939}{139.5} \approx 7 \Rightarrow \mu_n \approx 7 \mu_N$$

$$\mu_p = (1 + 6 \mu_n P_p) \mu_N \Rightarrow P_p \approx 0.3$$

$$P_p = P_n \Rightarrow \mu_n = -1.8 \mu_N \approx \mu_n^{exp}$$

- Altă regularitate observată: ④ Nucleele cu A par au spin întreg iar nucleele cu A impar au spin semiîntreg ⇒ inconsistența structurii p-e⁻ a nucleului

$^{14}_7\text{N}$ (14 p și 7 e⁻) ⇒ $S_N \approx$ semiîntreg ⇒ "catastrofa azotului"
(vezi și ②)

⑤ Compensarea spinilor și mom. magn. ale nucleonilor ⇒ spinii
 $\ll A/2$; $\mu_A \approx$ câteva μ_N .

Remarcă ① Nu se observă pentru deuteriu

② Incepe să apară la nucleul de tritium ^3_1H

$$S_T = 1/2; \mu_T \approx 3 \mu_N \Rightarrow \vec{S}_{n_1} \uparrow \downarrow \vec{S}_{n_2} \quad \vec{p}_{n_1} \uparrow \downarrow \vec{p}_{n_2}$$

③ ^3_2He ⇒ $S_{He} = 1/2$ $\mu_{He} \approx -2.1 \mu_N \Rightarrow$ n înfășeche

$$^4_2\text{He} \Rightarrow S_{He} = 0; \mu_{He} = 0$$

④ Nuclee (p, p), în starea fundam. ⇒ $I = 0$ și $\mu = 0$. ⇒ nu apare structura fină.

Nuclee (i, p) sau (p, i) care au numai un nucleon în plus față de nucleele (p, p) ⇒ $\mu(i, p) \rightarrow$ dat de μ nucleon deficițar

Nu se confirmă la $^{13}_6\text{C}$! ← (p, i)

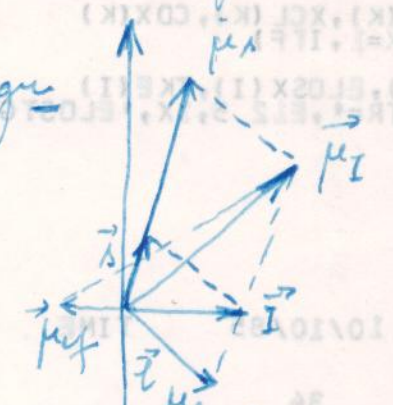
$$I(^{13}_6\text{C}) = 1/2, \text{ dar } \mu(^{13}_6\text{C}) = 0.7 \mu_N \text{ (cu } -1.91 \mu_N \text{ cât ar fi nucleonul deficițar)}$$

$$\mu_N = \frac{eh}{2m_p c}$$

Explicarea acestor aspecte \Rightarrow nucleonul sferic
 are o mișcare orbitată \Rightarrow

$^{15}_7\text{N}$ \Rightarrow ϕ nepereche, dar μ negativ!
 nucleonului \Rightarrow noi momente (magn. și mecanice)

corespunzătoare lui l al ~~stării~~ nepereche
 St. u : mișcarea u nu generează mom. magn.



Modelul uniparticula Schmidt

1937

$$\vec{I} = \vec{l} + \vec{s}$$

$$\vec{\mu} = \gamma_l \vec{l} + \gamma_s \vec{s}$$

Spin și
 mom. magn.
 al nucleului
 impat

$(\gamma_l - \gamma_s) \Rightarrow \vec{I}$ și $\vec{\mu}$ pot să nu fie paralele \Rightarrow

precesia în jurul vectorului \vec{I} , iar valoarea sa medie coincide cu valoarea componentei sale paralele pe direcția $\vec{I} \equiv$ mom. magn. efectiv

\Rightarrow cea care apare în diferite experimente
 - câmp magn. extern $\Rightarrow \mu_{ef}$ are $2I+1$ valori posibile; val. maximă

caracterizată val. numerică a mom. magn.
 $\vec{\mu}_{ef} \parallel \vec{I} \Rightarrow \mu_{ef} = \gamma_I I$ $\gamma_l = \text{rap giro magn}$

$$\gamma_I = \gamma_l \pm \frac{(\gamma_s - \gamma_l)}{2I+1} \quad I = l \pm 1/2$$

$$\mu_p = (I + 2.29) \mu_B \quad (I = l + 1/2)$$

$$\mu_p = (1 - \frac{2.29}{I+1}) I \mu_B \quad (I = l - 1/2)$$

$$\mu_n = -1.91 \mu_B \quad (I = l + 1/2)$$

$$\mu_n = \frac{1.91}{I+1} I \mu_B \quad (I = l - 1/2)$$

$$(\gamma_s)_p = 5.58$$

$$(\gamma_s)_n = -3.82$$

$$(\gamma_l)_p = 1.83$$

$$(\gamma_l)_n = 0.88$$

$$\gamma_I = \begin{cases} \gamma_l - (\gamma_l - \gamma_s) \frac{1}{2I+1} \frac{I+1/2}{I} \\ \gamma_l + (\gamma_l - \gamma_s) \frac{1}{2I+1} \frac{I-1/2}{I} \end{cases}$$

OBS
 Semnul momentului magnetic al nucleonului este determinat de orientarea reciprocă a lui \vec{s} și \vec{l} și de mărimea lui l .

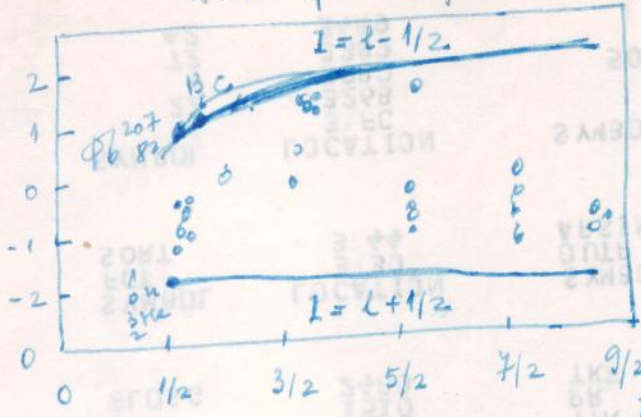
Ex. Proton, $l=1, I=1/2 \Rightarrow \mu_p = -0.26 \mu_N$ (2.79 μ_N)
Neutron, $l=1, I=1/2 \Rightarrow \mu_n = +0.64 \mu_N$ (-1.91 μ_N)

\Rightarrow acord cu valorile pt $^{13}\text{C}, ^{15}\text{N} \Rightarrow$ nucleon nepereche în starea $\phi_{1/2}$ ($l=1$)

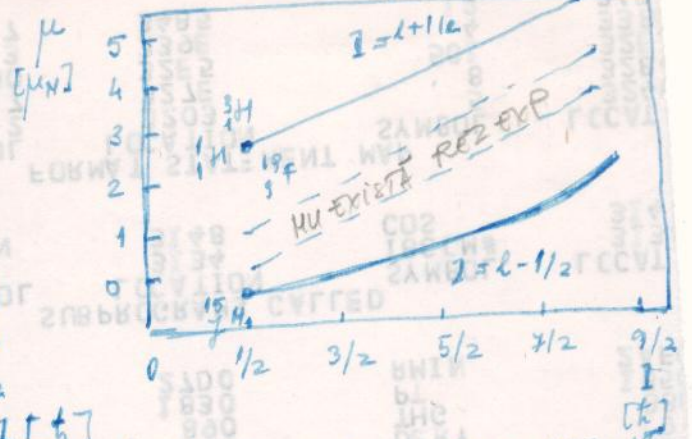
\Rightarrow Rel. anterioare de finec curbele lui Schmidt \Rightarrow nu trată rezultatele experimentale se prezintă ca curbele Schmidt

SM μ
[M_N]

Nuclee (p,i) Z par



Nuclee (i,p) Z impar



În curbe Schmidt ni rez. experim. \Rightarrow tendința mom. magn. exp. pt. nucleu impar este de a urma curbele Schmidt; se afla între curbe, dar în vecinătatea lor; (2) mom. magn. ale nucleilor (i,p) cresc cu creșterea spinului nuclear (o. mom. în orbital, practic); (3) pt. nucleu (p,i) mom. magn. nu depind practic de spin

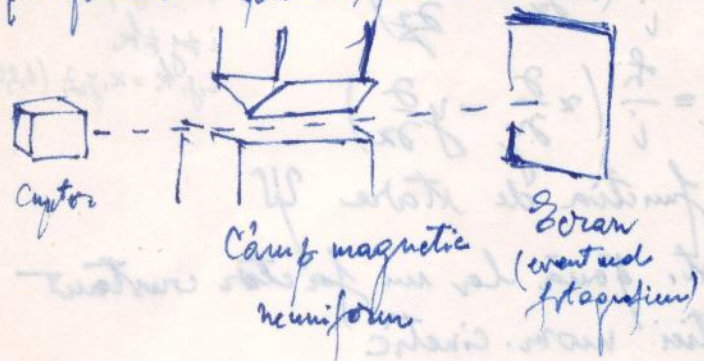
Concluzie Ideea fundam. a lui Schmidt, referitoare la rolul mișcării orbitale a nucleonului nepereche în stabilirea spinului și momentului magn. nuclear (caracter unicat.), este corectă!

- Neconcordanțele observate \Rightarrow dificultățile modelului
- (1) pe p, pe l liberi ar putea de feri de cele pt. nucleoni legați
 - (2) contribuția altor nucleoni, în afara unui singur, nepereche.
- \Rightarrow Rezolvări în modelele ulterioare \Rightarrow modelul feteților nucleare, în primul rând!

Momentul cinetic in Mecanica cuantica

- teoria Bohr a atomului - mom. cinetic a jucat un rol decisiv
 * clasificarea liniilor spectrale
 * sistematizarea termenilor

→ introducerea nr. cuantic corespunzător → ideea cuantificării spațiale
 confirmare prin experimentul Stern și Gerlach 1921 - pentru atomi individuali



↓
divizarea unei fasci moleculare in câmp magn. neuniform
 Atom cu mom. magn. ≡ magnet elementar cu dimensiuni mici, dar finite.

Atom = magn. mic în câmp magn. uniform ⇒ $\vec{F}_H \neq \vec{F}_S$ ⇒ deplasare asupra magn. elementar

- ② $\vec{F}_R \neq 0$ ⇒ accelerație asupra magnetului elementar ⇒
- ① deplasare în direcție paralelă sau antiparalelă cu câmpul magnetic.
 - ② devierea de la traiectoria rectilinie.

Atom = magnet mic - in câmp magn. uniform ⇒ fr. rezultanta asupra magn. ≡ 0 (nullă)
 (forță pol N ≡ forță pol S)
 $\vec{F}_H \downarrow \vec{F}_S \Rightarrow \vec{F}_R = 0$

- ⇒ Centru de masă al magnetului elementar are 2 posib
- ① rămânere în defază
 - ② se mișcă în linie dreaptă

OBS ① Mărima devierii este determinată de gradul de neuniformitate a câmpului magnetic ⇒ necesitatea unor neuniformități mari ale câmpului ⇒ variații de distanțe de ordinul de mărime al lungimii magnetului elementar ($10^{-10} m = 1 \text{ \AA}$)

- ② Pe ecran apare, conform teoriei cuantice, fasci moleculare despicate într-un număr finit de fasci. $(2j+1)$
- ③ In experimentul initial s-a folosit Li ⇒ electron de valență pe orbita $1(l=0)$; spin $s=1/2 \Rightarrow j=1/2 \Rightarrow$ 2 stări de spin

↓
 număr discret de orientări posibile datorită cuantificării spațiale

- ④ Remarca: ① mărimea mom. magn. al atomului ⇒ determinat din mărimea despiciții
- ② Ideea sta la baza determinării mom. magn. nucleare (Stern și Rabi)

⇒ CONCLUZIE între teoria clasică și cea cuantică există

- Tratarea în Mec. cuantică a pr. mom. cin. \Rightarrow introducerea unei op. dif. de componente

$$x, y, z \rightarrow \hat{L}_x = y p_z - z p_y = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right)$$

$$p_x, p_y, p_z \leftarrow \hat{L}_y = z p_x - x p_z = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

$$\hat{L}_z = x p_y - y p_x = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

$$\hat{L}_i = x_j p_k - x_k p_j$$

$i \neq j \neq k$
 $i, j, k = x, y, z$ (1, 2, 3)

Starea sut \rightarrow descrisă de funcția de stare ψ

\downarrow dacă op. reproduce fc. de st. până la un factor constant $\Rightarrow \psi$ = fc. proprie a ecuației mom. cinetic

$$\hat{L}_z \psi = m \hbar \psi$$

\Rightarrow stare reprez. prin fc. de st. ψ are un mom. cinetic determinat în jurul axei considerate în este valoarea proprie

Axa Oz \rightarrow axă de cuantificare

cuantificarea mom. cinetic

(Valoarea proprie ale componentei L_z a mom. cinetic sunt multiplii întregi ai lui \hbar)

- în coordonate sferice $\Rightarrow \hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}$

$\psi_{nlm} =$ fc. de stare proprie

$$\hat{L}_z \psi_{nlm} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi_{nlm} = m \hbar \psi_{nlm}$$

$\psi_{nlm} = R_n(r) P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi} \Rightarrow m \hbar$ sunt valori proprii ale op. mom. cinetic

OBS. St. \hat{L}_x și \hat{L}_y nu mai obținem, în deosebi față, valori determinate.

- Atom care se poate roti liber (absența unui câmp extern)

Valoarea mom. cinetic rezultat: $\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2$

$$\hat{L}^2 = -\left(\frac{\hbar}{2i}\right)^2 \Delta$$

st. de mom. cin. orbital $l \Rightarrow \hat{L}^2 \rightarrow \left[\frac{\hbar^2}{2} l(l+1) \right]$

OBS. d. Bohr dădea se că $\frac{\hbar^2}{2}$ avaria valoare \Rightarrow efect Zeeman anormal confirmă valoarea Becanicii cuantice

cuantificarea mom. cinetic total este cuantificat și are valoare proprie

Introducerea conceptului de spin nuclear

SNB/15

- studiul structurii moleculelor \Rightarrow complicații legate de faptul că
 nucleele nu sunt punctiforme și au o anumită structură
 internă \Rightarrow existența spinului nuclear

Experimental \Rightarrow molecule cu nuclee identice \Rightarrow degenerare mare

Ex. $H_2 \Rightarrow$ 2 stări $\left\{ \begin{array}{l} \text{para hidrogen} \quad 1 \quad (S=0) \\ \text{orto hidrogen} \quad 3 \quad (S=1) \end{array} \right.$

$H \Rightarrow \phi/8 = 1/3$ (Geminson 1927) - călduri specifice

Ortohidrogen \Rightarrow st. de energie mai mare \Rightarrow trecere în parahidrogen
 (st. de energie mai mică) \rightarrow intens. liniilor vor fi diferite
Obs. Acest lucru se manifestă pentru toate moleculele care au
 nuclee identice, cu spin nucleari egali, \Rightarrow posibilitatea
 determinării experimentale a spinului nuclear