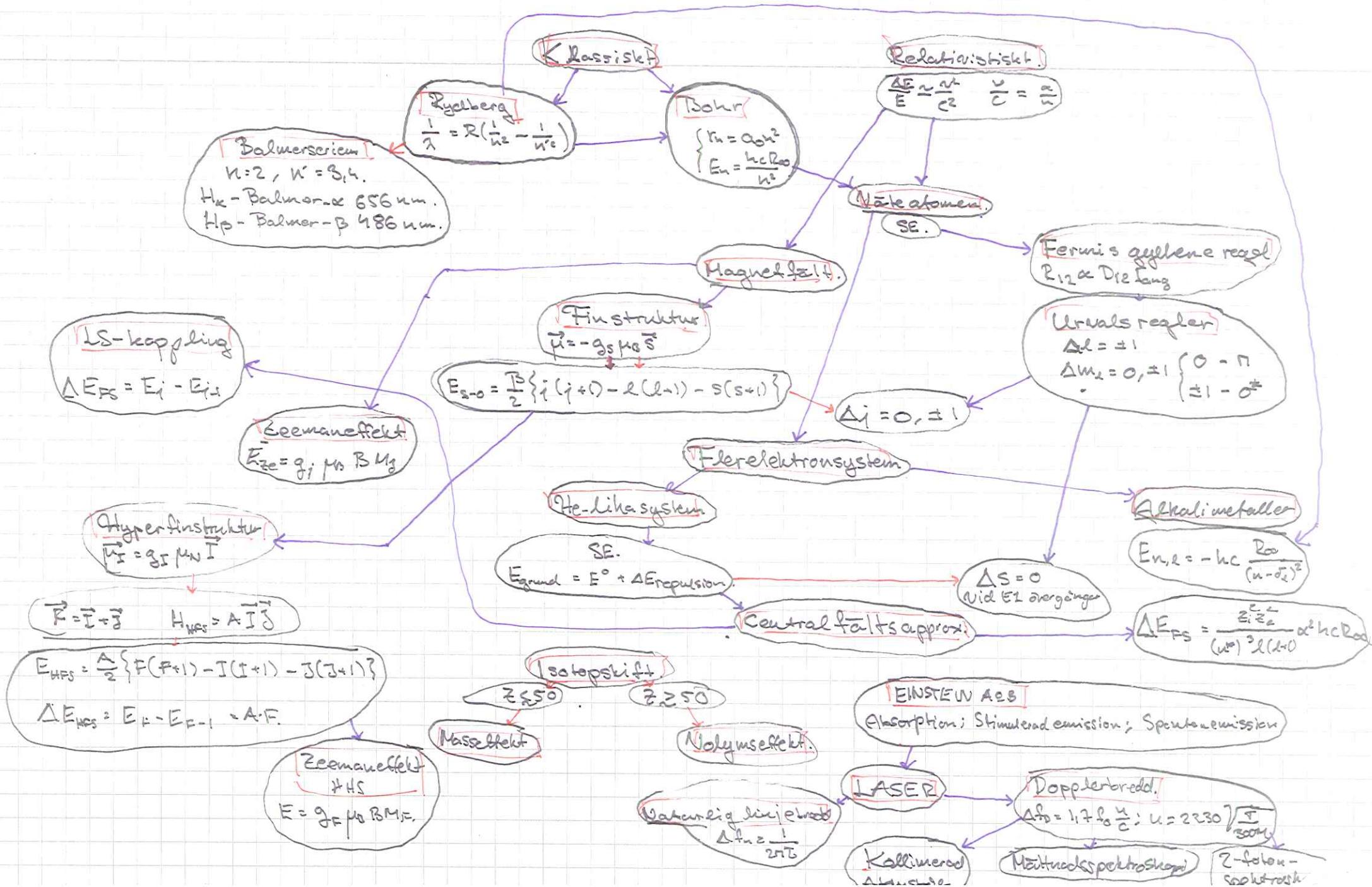


# ATOMFYSIK



# ATOMFYSIK SAMMANFATTNING

- \* G.S. Foot - Atomic Physics.
- \* Laborationer.
- \* Föreläsningar.

1888. Rydbergs formel (Närlägespektret följer).

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad n, n' \text{ Enhetsat} \quad R = \text{Rydbergs konstant.} \quad (1)$$

Balmerserien  $n = 2, n' = 3, 4, \dots$  {Synliga området!}

Ex) {Balmer- $\alpha$  ( $H_\alpha$ ) = 656 nm.  
Balmer- $\beta$  ( $H_\beta$ ) = 486 nm.}

Dek. Värdet  $\boxed{R = \frac{1}{\lambda}}$  [ $m^{-1}, cm^{-1}$ ].

1911. Bohr.

Postulat.  $\begin{cases} \text{I) Stationära banor} \\ \text{II) } h\nu = |E_n - E_{n'}| \\ \text{III) Korrespondansprincipen} \Rightarrow |\vec{L}| = |\vec{p} \times \vec{r}| = nh \end{cases}$

$$\left\{ \frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r^2} \right. \quad \left. \Rightarrow \begin{cases} r_n = a_0 n^2 & a_0 = 0.53 \text{ Å fikt. orbitaler för } e^- \\ n \cdot h = nh \end{cases} \right. \quad \left. E_n = \frac{hc R_\infty}{n^2} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ eV.} \right. \quad (2) \quad (3)$$

Kärnmassan ( $M$ ).

$$M \rightarrow \mu = \frac{m_e M}{m_e + M} \text{ redicerad elektronmassa.}$$

Ex) Näte:  $R_H = R_\infty \frac{M_H}{m_e + M_H} \approx R_\infty \left( 1 - \frac{m_e}{M_H} \right)$

Kärnleddning ( $Z$ )

$$E_n = Z^2 \cdot E_{n=1} = -Z^2 \cdot \frac{13.6}{n^2} \text{ eV.} \quad ; \quad r_{nZ} = \frac{r_{n1}}{Z} = \frac{n^2 a_0}{Z}, \quad V_{nZ} = V_{n1} \cdot Z, \quad \lambda_Z = \frac{\lambda_1}{Z^2}. \quad \left( \frac{C_Z}{n} = \frac{C}{Z^2} \right)$$

Relativistiska effekter

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{v^2}{c^2} \quad ; \quad \frac{v}{c} = \frac{\alpha}{n}.$$

Dek. Finstruktur konstanter  $\alpha = \frac{e^2 / 4\pi \epsilon_0}{mc} \approx \frac{1}{137}$ .

Nära atomen

Schrödinger ekvationen:  $\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(r) \right\} \Psi = E\Psi$

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \vec{l}^2, \quad \vec{l}^2 = \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right\}$$

Såles:  $\Psi = R(r)\Psi(\theta, \phi)$ .  $\{ \Psi \propto \sin^l \theta \}$

Vi finner sannolikhetstätheter för att finna elektroner med

$$l=0: |R_{n,l=0}(r)|^2 = \frac{1}{n!} \left( \frac{Z}{na_0} \right)^3 \quad (4)$$

$$l \neq 0: \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \int_0^\infty \frac{1}{r^3} R_{n,l}(r) r^2 dr = \frac{1}{l(l+\frac{1}{2})(l+1)} \left( \frac{Z}{na_0} \right)^3 \quad (5)$$

Fermis Gyldene Regel:

$$R_{12} \propto |eE|^2 | \langle z | F_z | 1 \rangle |^2 = D_{12} \cdot I_{ang.} \quad (6)$$

$\propto Y_{1,0}$   $\propto 0$  gerunvalsregeln.

Ti-övergång:

$$\Delta m_l = 0.$$

O-övergång:

$$\Delta m_l = \pm 1.$$

Ingen polarisering:

$$n+o^{-1}: \Delta m_l = 0, \pm 1.$$

URVALSFEGLER:

$$\Delta l = \pm 1$$

$$\hat{P} \Psi = \pm \Psi; \hat{P} Y_{l,m} = (-1)^l Y_{l,m}$$

III

II.III

### Finstruktur

\* Relativistiska effekter  $\Rightarrow$  små splittningar i energinivåer.

Det faktum att elektronen upplever ett magnetfält ger upphov till finstruktur.

$$\vec{P} = -g_s \mu_B \frac{\vec{s}}{s} \quad (7.)$$

magn. moment.  
spins..

$$Vi \text{ får } H_{s=0} = -\vec{P} \cdot \vec{B}.$$

Med Vi tar med Thomasprecision  $-(g_s - 1)$  - en relativistisk effekt som uppkommer då vi räknar på det magnt. fältet i en referensram som roterar. Detta ger:

$$H_{s=0} = -(g_s - 1) \frac{\mu_0 \cdot t_i}{mc^2 e} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial V}{\partial r} \langle \vec{s} \cdot \vec{l} \rangle + \text{konst.} \frac{1}{r^3} \langle \vec{s} \cdot \vec{l} \rangle; \quad (8.)$$

$*: \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{e^2 / 4\pi\epsilon_0}{r^3}$

och

$$E_{s=0} = \frac{\mu_0 \cdot t_i}{mc^2 e} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \langle \vec{s} \cdot \vec{l} \rangle.$$

Vi har två stycken rörelsemängdsmoment  $\rightarrow$  spinn  $\vec{s}$  och bana  $\vec{l}$

Totalt rörelsemängdsmoment:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (9.)$$



$$\text{Triangelregeln: } |\vec{l}| - |\vec{s}| \leq |\vec{j}| \leq |\vec{l}| + |\vec{s}|$$

$$|l-s| \leq j \leq l+s \quad (10.)$$

$$\langle \vec{s} \cdot \vec{l} \rangle = \frac{1}{2} \{ j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \} \quad (11.)$$

ger

$$E_{s=0} = \frac{P}{2} \{ j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \} \quad (12.)$$

Urvalsregel:

$$\Delta j = 0, \pm 1$$

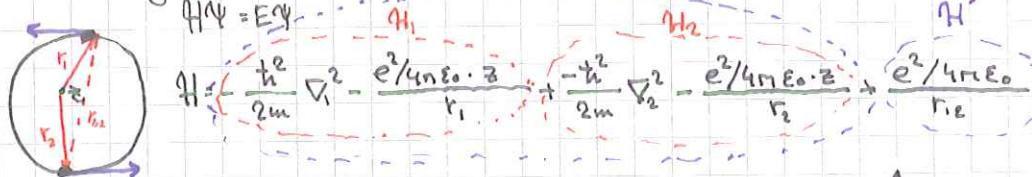
$$P_{\text{urval}} = \frac{\hbar^2}{2m^2 c^2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z^4}{(na_0)^3 l(l+\frac{1}{2})(l+1)}$$

IV

III.I - III.II

### Flerlektronsystem

$\rightarrow$  He-lika system.



$$\text{Grundtilståndet: } H_0 = H_1 + H_2$$

$$(H_1 + H_2)\Psi^0 = E^0 \Psi^0 \quad \Psi^{(0)} = U(1) \cdot U(2).$$

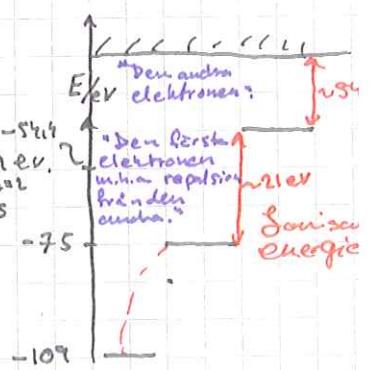
$$H_1 U(1) = E_1 U(1) \quad E_1 = -\frac{13.6 \text{ eV}}{1^2} Z^2 = -54.4 \text{ eV}$$

$$H_2 U(2) = E_2 U(2) \quad E_2 = -\frac{13.6 \text{ eV}}{2^2} Z^2 = -54.4 \text{ eV}$$

(+) Repulsion

$$\Delta E = \langle H' \rangle = \dots = 34 \text{ eV}$$

$$\Rightarrow E_{\text{grund}} = E^0 + \Delta E_{\text{repulsion}} = -109 + 34 = -75 \text{ eV}$$



Existerat tillståndi: He 1s<sub>1/2</sub>

$$\begin{aligned}
 & U_{1s}(1) \cdot U_{1s}(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{degenererade } E = E_1 + E_2 \\ U_{1s}(2) \cdot U_{1s}(2) \end{array} \right\} \\
 & \vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 \quad \left\{ \begin{array}{l} \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{epi}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} \end{array} \right\} \\
 & \psi_{\text{tot}} = \left( \begin{array}{l} \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} \\ \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} \end{array} \right) \\
 & \text{degenererade } E = E_1 + E_2. \quad \left\{ \begin{array}{l} \psi_{\text{sym}}^{\text{spin}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ U_{1s}(1)U_{1s}(2) + U_{1s}(2)U_{1s}(1) \} \\ \psi_{\text{Asym}}^{\text{spin}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ U_{1s}(1)U_{1s}(2) - U_{1s}(2)U_{1s}(1) \} \end{array} \right. \quad E = E_1 + J - K \\
 & S=1 \quad \left\{ \begin{array}{l} M_S = 1 | \uparrow \uparrow \rangle \\ M_S = 0 | \frac{1}{\sqrt{2}}(| \uparrow \downarrow \rangle + | \downarrow \uparrow \rangle) \rangle \\ M_S = -1 | \downarrow \downarrow \rangle \end{array} \right. \\
 & S=0 \quad M_S = 0 \frac{1}{\sqrt{2}} \{ | \uparrow \downarrow \rangle - | \downarrow \uparrow \rangle \} \\
 & \bullet K \text{ minskar med } n \text{ och } l, \text{ inte } S. \\
 & \bullet \text{He med stora } n \text{ och } l - \text{närvärldet}. \\
 & \bullet \Delta S = 0 \text{ vid } E_1 - \text{övergångar}
 \end{aligned}$$

## (V) N.I.-IV.III Alkalimetaller

Pauliprincipen - 2 elektroner kan inte ha samma kvant-konfiguration.

Därför fylls högre och högre skal med högre atomnummer  $Z$ .

För alkalimetaller kan Ni göra följande omräkning av Bohrs formel (3):

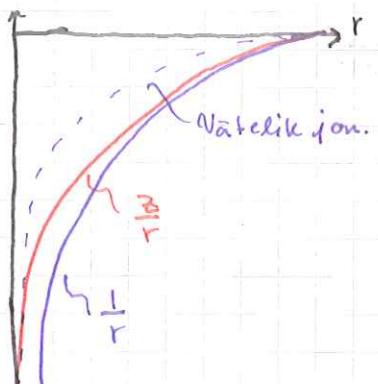
$$E(n,l) = -hc \frac{R_\infty}{(n-\delta_n)^2} \quad (13).$$

Def:  $\delta_n$  - kvantdefekt ger oss ett effektivt kvarnukutal enligt  $n^* = (n - \delta_n)$ . (14).

Vi får, för alkalimetaller,  $n^* = \left(\frac{13.6}{IE}\right)^{1/2}$ , där IE = ionisationsen. (15).

## Centralfältsapproximationen

Varje elektron rör sig oberoende av de andra i det elektriska fältet från kärnan och de  $N-1$  övriga elektronerna. Detta fält antas vara särskilt symmetriskt.



Vi antar alltså att en stor del av den elektriska repulsionen mellan elektronerna kan behandlas som ett centralt elektriskt fält. (central potential).

## Spinn-ban växelverkan finstruktur

Finstruktur i alkali metaller approximeras näst av Landé's formel:

$$\Delta E_{FS} = \frac{Z_i^2 Z_o^2}{(n^*)^3 l(l+1)} \alpha^2 h c R_\infty \quad (16.)$$

$$Z_{\text{eff.}} \left\{ \begin{array}{l} Z_i \approx Z, \text{ när } r \rightarrow 0 \\ Z_o \approx 1 \end{array} \right.$$

Intensiteter för finstruktur övergångar: Styrkan för varje övergång är proportionell mot nivåernas "statistiska vikt"  $g_j = (2j+1)$ .

Summationsregeln: Summan av intensiteterna till elektrön, en given nivå är proportionell mot dess degeneration  $g = 2j+1$ .

$|LM_1SM_1\rangle$

LS-koppling

$E_{\text{re}} \gg E_{\text{so}}$

Termer:  $\vec{L} = \vec{l}_1 + \dots + \vec{l}_n$

 $\vec{S} = \vec{s}_1 + \dots + \vec{s}_n = \left. \right\}^{2S+1} L_S$

Finstruktur vid LS-koppling:

$$E_{\text{so}} = \frac{\beta_{LS}}{2} \{ J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) \} = E_F \quad (7)$$

$\Delta E_{\text{FS}}$  Landé's interval regel för finstruktur vid FS-koppling:

$$\Delta E_{\text{FS}} = E_{g+} - E_g - E_{g-} = \beta_{LS} \cdot J \quad (8)$$

(VII) VII-V.IV

JJ-koppling  $E_{\text{re}} \ll E_{\text{so}}$   
 I och S från varje elektron kopplas nu i stället tillsammans  
 var för sig  $j_1 = l_1 + s_1$   
 $j_2 = l_2 + s_2$  osv.

Urvälsregler:

$$\begin{cases} \Delta J = 0, \pm 1 & (J=0 \Rightarrow J'=0) \\ \Delta M_J = 0, \pm 1 & (M_J=0 \Rightarrow M_J' = 0 \text{ om } \Delta J = 0) \\ \text{Paritet skifte.} \\ \Delta L = \pm 1 \\ \Delta S = 0 & (L=0 \Rightarrow L'=0) \end{cases}$$

(VIII) V.IV-V.III App.

Zeeman-effekt

$$|LSJM_J\rangle : H_{\text{ze}} = -\mu_B \cdot \vec{B}_{\text{ext}} = \mu_B (\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{B}_{\text{ext}} \propto \frac{\langle L \cdot \vec{J} + 2S \cdot \vec{J} \rangle}{3(J+1)} \cdot \mu_B \cdot B_{\text{ext}} \cdot \vec{J}_z$$

$$E_{\text{ze}} = \langle LSJM_J | H_{\text{ze}} | LSJM_J \rangle = g_J^* \cdot \mu_B \cdot B \cdot M_J \quad (19)$$

\*Def. Landé's g-faktor  $g_J^* = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$

Obs:  $g_J^* = \begin{cases} 1 & \text{om } S=0 \\ 2 & \text{om } L=0 \end{cases}$

(IX) VI.I

Hyperfinstruktur

Kärnan har ett magnetiskt moment  $\mu_N$  proportionellt mot kärnspinnet enligt

$$\vec{\mu}_e = g_N \mu_N \vec{I} \quad (20)$$

där  $\mu_N \approx \frac{\mu_B}{1836}$ ,  $\vec{B}_e \propto \vec{J}$   $\Rightarrow H_{\text{HFS}} = A \cdot \vec{I} \cdot \vec{J}$   
 $H_{\text{HFS}} = -\vec{\mu}_e \cdot \vec{B}_e$ ,  $\vec{B}_e \propto \vec{J} \Rightarrow H_{\text{HFS}} = A \cdot \vec{I} \cdot \vec{J}$   
 Totalt rörelsemängdmoment:  $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ ,

$$E_{\text{HFS}} = \frac{A}{2} \{ F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \} \quad (22)$$

Lande's interval regel:

$$\Delta E_{\text{HFS}} = E_F - E_{F-1} = A \cdot F \quad (23)$$

Masseffekt    Normal

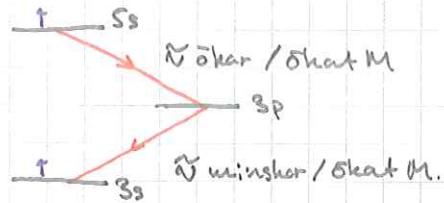
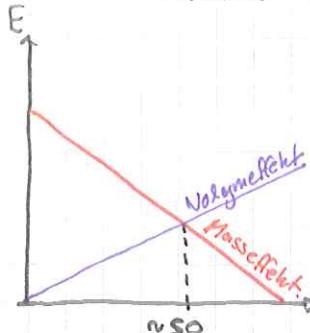
$$\mu = \frac{m_e M}{m_e + M} < m_e \quad \text{ökad } M \Rightarrow \text{ökad } \tilde{\nu}$$

Specifik

korrelation i flerelektronsystem.

Volymseffekt

Minskad  $E_{\text{bind}}$  för alla s-elektroner



Masseffekt domineras för  $Z \leq 50$ , därefter domineras Volymseffekt.

Zeeman-effekt Viel hyperfinstruktur

$$H_{\text{ZS}} = -\vec{\mu}_{\text{atom}} \cdot \vec{B}_{\text{ext}} = -(\vec{\mu}_F + \vec{\mu}_S) \cdot \vec{B}_{\text{ext}}$$

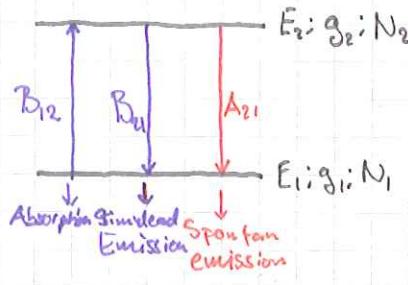
$\uparrow g_F \text{ Mo. } \downarrow$        $\uparrow g_S \text{ Mo. } \downarrow$

$$E = g_F \mu_B B M_F \quad (24.)$$

$$\text{där } g_F = g_S \frac{[F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)]}{2F(F+1)}$$

(25.).

(25.).

Einstiens A och B koeficienter

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} \rho(\omega_{12}) - N_2 B_{21} \rho(\omega_{21}) - N_2 A_{21}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} \quad (26.)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{21} = \frac{\pi c w^3}{n^2 c^3} B_{21} (26.) \\ B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} (27) \end{array} \right.$$

Egenskaper för en atom och gäller därfor för vilken sorts strålning som helst.

LASERLight Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

I. Nid. strålning kan 3 processer ske: Absorption, Spontanemission och stimulerad emission. I alla normala material ligger flest atomer i grundtillståndet (1). Om vi släcker in ljus med rätt frekvens är sannolikheten för absorption därför

## 1) Försvagning



## 2) Förstärkning mycket större än för emision. Detta då Einsteinkoeff.,

slh/atom är lika stora.

Om man istället lyckas producera fler atomer i ett exciterat tillstånd, "inverterad population" får vi hög slh för stimulerad emision vilket medför förstärkning (2)

av ljuset. Detta är laserverkan. Om man nu sätter (2)

mellan två speglar (resonator eller kavitet) fås laser. Speglarna är precis vinkelräta mot strålen. Förr eller senare kommer en atom falla ned i grundtillståndet (Spontan emision). Om den har lite fel

PUMPING. Riktningen ändras ut ur kaviteten. Men med precis riktning tränger den spegeln, reflekteras och går tillbaka i försiktighets skull. Den andre spegeln, försiktighets skull. Den vänstra spegeln är så nära 100% reflektion som möjligt. Den högra

ger man ca 95% - 98%. så att några procent läcker ut ur kavateten vilket blir laserstrålen.

II. Lasern har en väldigt liten spektral bredd gge kavateten där speglarna uppfyller villkoren för en ständande våg. Vidare gör att strålen växte äga rinkelräkt mot speglarna att lasern får en så liten divergens.

XIII

(Extra). Naturlig linjebredd

$$\Delta f_n = \frac{1}{2\pi\delta}$$

VIII.I - VIII.II

$$\text{Ex. } \Delta f_n = \frac{1}{2\pi \cdot 10^{-8}} = 16 \text{ MHz.}$$

$$\lambda = \frac{c}{f} \Rightarrow \Delta \lambda = \frac{c^2}{f} \cdot \Delta f = \frac{(600 \cdot 10^{-9})^2}{3 \cdot 10^8} = 16 \text{ MHz} = 2 \cdot 10^{-14} \text{ m.}$$

$$\text{Ofta: } \Delta f_n \ll \Delta f_{\text{Doppler.}}$$

$\tau \approx 10 \text{ ns}$

$\lambda = 600 \text{ nm.}$

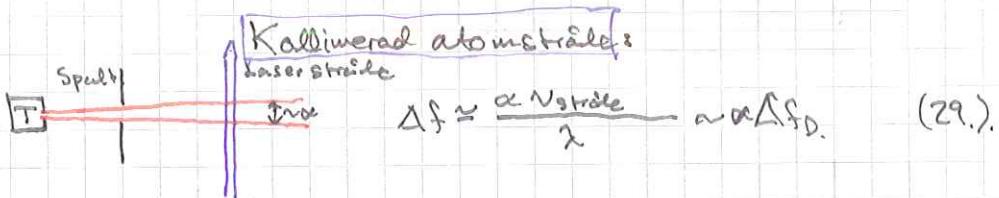
$\tau = 100$

Dopplarfri laserspektroskopি

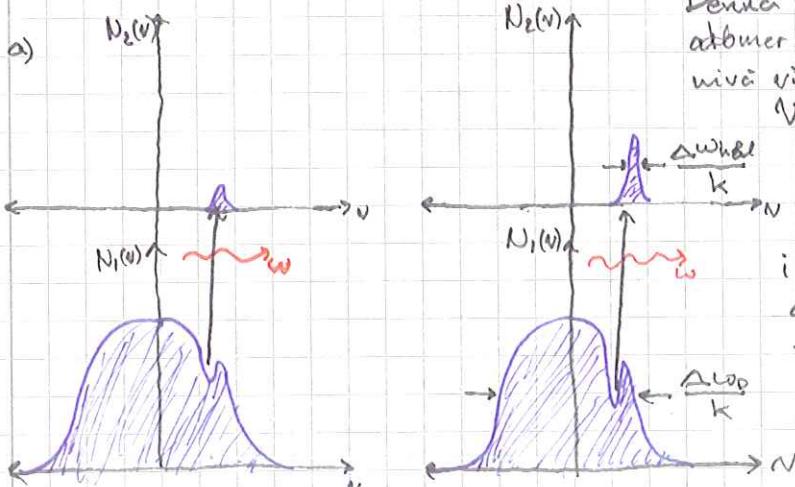
Dopplerbreddad linje 'kuppar' sin fulla bredd vid FWHM:

$$\frac{\Delta w_0}{w_0} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{u}{c} \approx 1.17 \frac{u}{c} \quad (28.)$$

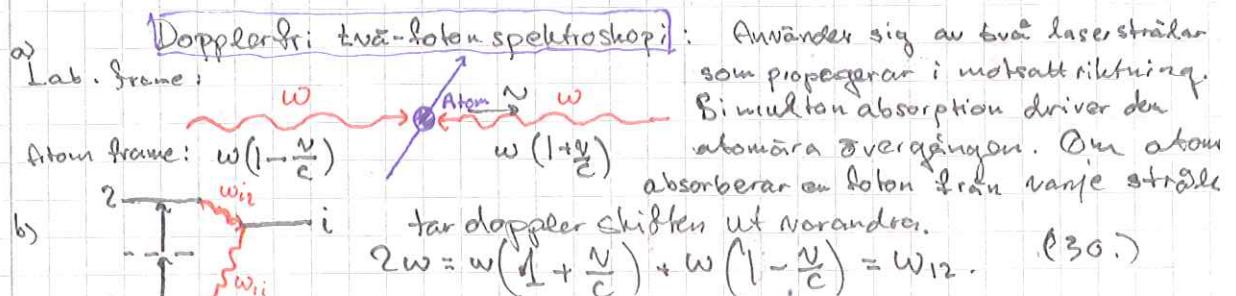
$$\text{där (ex) } u = 2230 \text{ m s}^{-1} = \sqrt{\frac{I}{300k \cdot \tau}}$$



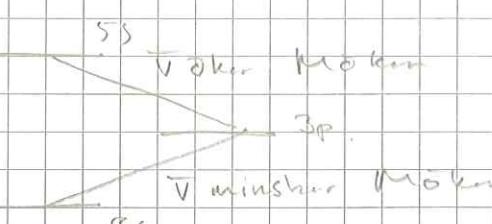
Mättudsspektroskopи

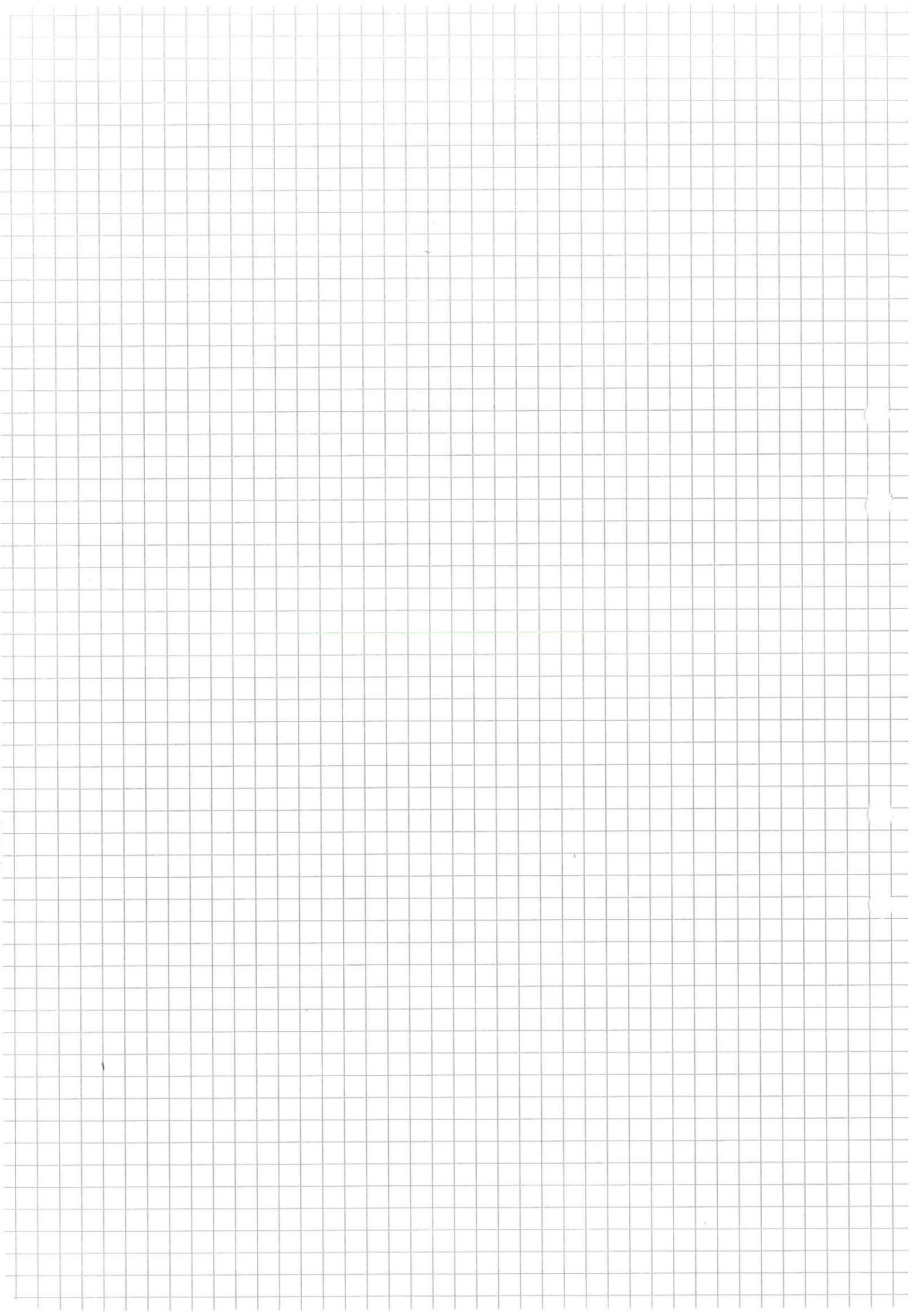


Denna metod gör ut på att atomer exciteras till en äldre nivå vid högintensetspumpning. Vid låga intensiteter gäller  $N_1(v) \approx N$  och  $N_2(v) \approx 0$ . Vid höga intensiteter bränner lasern ett hål i pop.  $N_1$ , så att de atomer som exciteras "hoppar" till  $N_2 \Rightarrow N_1 - N_2 \approx 0$ .



$$\Delta k = 0.12$$

- PLUGGA PLUGGA TEORETISK RÄKNEFÖRSTÅENDE
- s-Elektroner - känner starkt kärnlastning - härdast bundna - lägst total energi.
  - LS  $\rightarrow$   $E_{\text{so}}$  -  $J=0$  splittras ej
  - Inga övergångar nedt med följer länglivade tillstånd.
  - Kallineras atomstråle - En laserstråle skar atomstrålen i rät vinkel. I en smal spalt kolliderar atomstrålen så den får en lös spridning  $\alpha$ , vilket gör att spridningen i ljusets riktning längsför är  $\propto N \alpha^2$ . Därför beredden blir alltså minskad motsvarande  $\alpha^2$ .
  - $Af \approx \frac{\alpha N \alpha^2}{\alpha} = \alpha^3 N$
  - Måttmedsspektroskopি - Atomer exciteras till en övre niva" vid hög intensivitetspumpning. Vid låga intensiteter döljer  $N_2^+$  och  $N_2^-$  sig. Vid höga intensiteter bränner luften till  $N_2^+$  i gasen.  $N_2^+$  är de atomer som exciteras "hoppar" till  $N_2 \Rightarrow N_2^+ - N_2^-$ .
  - Två-fotonsspektroskopи - Använder sig av två laserstrålar som propagerar i motsatta riktningar. Samtidigtabsorption driver dessa atomer övergången. Om atomen absorberar en foton från varje stråle har därför övergångarna initial- och slut tillstånd måste ha samma paritet.
  - Volumseffekt -  $Z \rightarrow \infty$  Minskad bindningsenergi för alla s-elektroner.
  - Massellett -  $\Delta E_{\text{tot}} = M - m \rightarrow \Delta E_{\text{tot}} \propto M$
  - Atomär finstrukturuppsplittningar - Magnetisk växelverkan mellan elektronens magnetiska moment (spinn) och magnetfältet pga. banrörelsen. Inga uppsplittningar om  $\vec{I}$  eller  $\vec{s}$  är 0.
  - Atomär hyperfinstruktur - Magnetisk växelverkan mellan atomkärnan's magnetiska moment (ex. Kärnspinet  $I$ ) och det magnetfältet vid kärnan som elektronerna ger upp till (ex.  $J$ ). Detta förutsätter att  $I \neq 0$ .
  - Isotopskift observeras vid högupplösnande spektroskopি blandningar av isotoper av ett visst grundämne.
  - Parker-Bachellett - Magnetiska energinivåsplattningar i starkt externt magnetiskt fält, där  $I$  och  $S$  frikapplas från varandra och precesserar oberoende av varandra runt magnetfältsaxeln.



# Kap 1 TEORETISKT !!!

KT:1-

I en detektor växelverkar den radioaktiva strålen på man vill studera med detektormaterialet och ange därför med sin energi. Atomer i detektor materialen ioniseras vilket bringar elektronen som kan samlas upp och överföras till en mättbar ström eller spänning.

- Jonkammare - När en laddad partikel rör sig i materialet Coulombväxelverkan den med omgivningen, vilket innebär att den förlorar kinetisk energi. Partikelnas interaktioner med materialen är att den existerar och ionisera molekyler, därmed bildas ett ion par - ion och fri elektron. Dessa kan användas för att visa att en laddad partikel passerat. Vi vill alltså samla upp laddningen. Utspulsen bildas över ett nötsfönd  $R_1$ , som beror på spänningen.

Nid låg spänning är det elektriska fältet inte tillräckligt starkt till förhindra rekombinationen av de bildade ionparen. Vid högre spänning förhindras rekombinationen och alla laddningar samlas upp. Pulsenas storlek är då proportionell mot antalet ionpar.

- Proportional räknare - Om vi höjer spänningen ytterligare kommer elektronerna att accelereras kraftigare. Då får vi sekundärionisering. Pulsen ut blir då förstärkt - graden av förstärkning kallas gasförstärknings faktorn. Utspulsen är även här proportionell mot partikelnas energi först tillräckligt.

- GM-rör

Om vi ökar det elektriska fältet än mer får vi i hela linjära effekter. Detta beror på att positiva ioner som rör sig möjligkeit att negativa. En elektronerna. För varje puls får vi alltså ett vändar om positiva ioner som längs samma linje möter kvar.

Vid tillräckligt hög spänning kommer urladdningen att sluta först när samma givena antal positiva ioner har bildats. Alltså får varje utspul samma amplitud.

Amplitud



- Släckgas i ett GM-rör - ska stoppa lärnbildungen genom att bryta upp energi från fria partiklar.

- Doldtid - tiden mellan början på en puls och den tidpunkt då en ny GM-utladdning kan starta. Den här kan bestämmas experimentellt genom att registrera räknhastigheten för 2 proppar samtidigt för de två varför sig.

- Vid detektion av  $\gamma$ -kvanta beror GM-rörets effektivitet på

1) Sannolikheten att den inkommande fotonen vapenverkar in i väggen och ger upphov till en elektron samt  
2) Slik att elektronen når släckgatan.

- Dosekvivalent - EH mätt för hur farlig strålning är för människan och för biologisk verkan.

## KF 2-

- En atomkärna kan de-exciteras genom
  - \* Inre konversion
  - \*  $\gamma$ -emission.

- Inre konversion - Kärnan överför sin energi till en elektron i nägot av de inre elektronshalen. Vid inre konversion emitteras antingen röntgenkvanta eller Augerelektroner.

- $\gamma$ -emission - Kärnan agerar sig av med en överskottsentgi genom att emittera ett  $\gamma$ -kvanta med energin  $E_\gamma$  eller  $\alpha$ -kvanta i kaskad.

- När vakansen efter konversionselektronerna fylls av en annan elektron uppstår röntgenstrålning.

- Lågenergetiska elektroner anses i stället för röntgenkvanta.

- Inre konersionskoefficiensen =  $\alpha_x = \frac{N_x}{N_\gamma}$ .

$N_x$ : Antalet konversionselektroner/tidsenhet  $N_\gamma$  från skad  $x$

$N_\gamma$ : Antalet  $\gamma$ -kvanta/tidsenhet.

- Elektroninfangning - En bana elektron infängas och reagerar med en proton så att en neutron och neutrino bildas.

- Fotoelektrisk effekt - En atomkärna slinger ut en atombunden elektron och överför hela sin energi till den.

Tvärsnitt:  $\sigma_f \propto Z^5 (E_\gamma)^{-7/2}$

- Comptoneffekt - En kollision mellan en foton och en elektron där fotonen ändrar riktning ( $\Theta$ ).

Tvärsnitt:  $\sigma_c \propto Z$ .

- Parbildning - En foton med  $E > 2m_e c^2$  går igenom materia och kan då ledas till att  $\gamma$ -kvantumet absorberas och en elektron-positronpar bildas.

Tvärsnitt:  $\sigma_p \propto Z^2$ .

- Annihilation - Position stöter ihop med en elektron och ger upphov till 2 gammakvanta.

- Scintillationsdetektor - Laddade partiklar bromsas in i vissa material och ionisera därmed atomer längs vägen. Ljusblåsor bildas inom det synliga området. Ljusblåsdens intensitet är ett mätt på energin hos den ioniserade partikeln.

- Single escape - Om ett av  $\beta$ -kvanten som bildats vid annihilation flyr utan att reagera.
- Double escape - Om båda  $\beta$ -kvanten som bildats vid annihilation flyr utan att reagera.
- Detektorns upplösningsförmåga -  $R = \Delta E_{\gamma} < \text{toppens Waluvärdestreck}$   
 $E_{\gamma} & \text{Inget annat än en del av partiklarnas energi}$
- Maten kärnans storlek m.h.a. elektrons spridning.  
 Man söker fördelningen av positiv laddning i kärnan. I kärnan ränder både Coulombvrx och starkvrx. Elektronen känner bara till Coulombvrx.  
 Besträckning med högenergetiska elektroner ger spridning mot protoner och resulterar i intensitet som funktions av vinkel blir analogt med ett optiskt interferensfenomen. Detta visar att kärnan har ett suddigt skål och en liten kärna.
- Skalmodellen  
 På samma sätt som själva atomen har skalstruktur vid olika elektronihal har atomkärnan skalstruktur (skalslutning vid 2, 8, 18, 32, 50, 82, 126).  
 Lös Schrödinger-ekvationen för en nukleon.
  - Valenspartiklar - partiklar utanför ett slutet skål
  - I gjud till skälet bestäms att kärnans rörelsemönster är den sista nukleonen (spinn och paritet).
  - $\lambda$  - hundrantal
  - $n$  - radiellt kvanttal
  - $l$  - Banrörelsemönsternummer
- $\beta$ -sonderfall - En atomkärna sonderfaller genom att lämna en  $\beta$ -partikel (elektron eller positron). Denna kärna kallas oftast i ett exciterat tillstånd och avgör direkt  $\gamma$ -strålning.
- "Magiska tal"  
 2, 8, 18, 32, 50, 82, 126.  
 Typiskt för dessa: Antalet isotoper, isotomer är extra stort för dessa tal.  
 Relativa förekomsten av motsvarande nuklid i naturen är stor.  
 Minimum i elektriskt och magnetiskt och hadronmoment.  
 Bindningsenergin för sista neutrinh => struktur med sluttad skål och sfärisk symmetri.

