

# 1 Föreläsning 2 - Kärnfysik

## 1.1 Egenskaper hos kärnan

**Beteckningar:**  ${}^A_ZX_N$

1. Z = Protontal
2. A = Masstal
3. N = Neutronantal

Om vi plottar Z mot N så får vi en *nuklidkarta*, vi ser en trend i att atomerna verkar vilja ligga under linjen Z=N.

1. Isotop: Samma Z, olika N
2. Isoton: Samma N, olika Z
3. Isobar: Samma A, olika Z , N

Egenskaper hos kärnan:

1. Massa
2. Radie (+ deformation)
3. Relativ förekomst
4. Sönderfallssätt
5. Reaktionssätt
6. Tvärsnitt, spinn
7. Dipolsmoment

**Radie:**  $R = 1.23 fm \cdot (A)^{1/3}$

## 1.2 Relativitetsteori

När behövs relativa beräkningar?

1. Då  $v > 0.1c$
2. Alltid för elektroner
3. Sällan för protoner, alfapartiklar och tyngre

Massökning:

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1)$$

Längdkontraktion:

$$l(v) = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2)$$

Tidsdilation:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3)$$

Kinematik:

$$E_{tot}^2 = (pc)^2 + (m_0c^2)^2 \quad (4)$$

Utifrån denna formel får man energin för en foton ( $m_0 = 0$  ger att  $p = E/c$ ).

## 1.3 Naturens fyra växelverkningar

Relativ jämförelse av krafternas styrka:

1. Gravitation  $6 \cdot 10^{-39}$
2. Svag växelverkan  $10^{-6}$
3. Elektromagnetisk  $1/137$
4. Stark växelverkan 1

## 1.4 Antimateria

Varj partikel har en antipartikel som är speglad, om de möts så förintas de båda och endast strålning blir kvar. Pga symmetri borde det finnas lika mycket antimateria som materia men så verkar det inte vara. Förklara varför för att få nobelpris.

## 1.5 Bindningsenergi

Pga  $E = mc^2$  får vi extra massa till en kärna. Deuterium ( $1p + 1n$ ) väger t.ex. 0.8% mer än partiklarna separat. ju tyngre kärna desto större andel av massan utgörs av bindningsenergi. För nukleoner är massan från bindningsenergin 300ggr större än vilomassan för nukleonerna (trots att det inte finns fria kvarkar).

## 2 Föreläsning 3 - Kärnfysik

### 2.1 Modellering av kärnans massa

**Massdefekt**  $\Delta$  är skillnaden mellan atomkärnans massa och summan av atomkärnans beståndsdelars massa i fritt tillstånd.

$$\Delta = ZM(^1H) + NM(n) - M(Z, A), \quad (5)$$

alternativ formulering enligt Krane:

$$\Delta = (M(Z, A) - A)c^2 \quad (6)$$

#### Semi-empiriska massformeln

$$M(Z, N) = ZM(^1H) + NM(n) - \frac{B(Z, A)}{c^2} \quad (7)$$

där  $B(Z, A)$  är bindningsenergin som ges av

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (8)$$

### 2.2 Radioaktiva sönderfall

Det finns stabila nuklider men de flesta är instabila, en instabil *faller sönder* till en eller flera stabila nuklider. Regler:

1. Sönderfall är en statistisk process
2. Sannolikheten är oberoende av ålder
3. Sannolikheten är lika stor för lika nuklider
4. Yttre faktorer påverkar inte slh för sönderfall

Sönderfallshastigheten är proportionell mot antalet kärnor med proportionalitetskonstanten  $-\lambda$ . Alltså:  $\Delta N = \lambda \cdot N \cdot \Delta t$  Av det följer följande:

**Antal kärnor:**

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9)$$

**Halveringstid:**

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (10)$$

**Väntevärde för livslängd:**

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (11)$$

**Aktivitet** definieras som ändring i antalet kärnor per tidsenhet:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) \quad (12)$$

Om vi har ett ämne A som sönderfaller till ett ämne B och vi har en nyproduktion  $U$  av ämne B så får vi följande:

$$N_B(t) = \frac{U}{\lambda} (1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (13)$$

För att lösa problem med *seriesönderfall* behöver man lösa ett system av differentialekvationer.

### 3 Föreläsning 4 - Atomfysik

Det finns förskräckligt många kvanttal.

#### 3.1 Niels Bohrs atommodell

##### HELT FEL, MEN INTUITIV!

Bohrs tre postulat:

1. Det finns stationära banor
2. Elektronen avger eller absorberar energi endast då den byter bana,  $hf = |E_n - E_{n'}|$
3. Rörelsemängdsmomentet är kvantiserat,  $L = n \cdot \frac{h}{2\pi} = n\hbar$

Problemet med Bohrs atommodell är att inget hindrar elektronen att förlora energi och från att krocka med kärnan. Vilka banor är okej och varför? Elektron i rörelse ger elektricitet som ger ljus som ger energiförlust, men det händer ju inte för atomer.

#### 3.2 Lite historia

1. Dmitrij Mendelejev lade grunden för periodiska systemet
2. Joseph John Thomson upptäckte elektronen
3. Robert Millikan bestämde elektronens laddning vilket sedan gav dess massa.
4. Rutherford skickade alfapartiklar mot guldfolie
5. Einstein upptäckte den fotoelektriska effekten
6. Rydberg kom på Rydbergs formel  $\frac{1}{\lambda} = \bar{\nu} = R_H \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right)$

### 4 Föreläsning 12 - Atomfysik

Både Bohrs atommodell och kvantfysiken ger samma energinivåer

$$E_n = -\frac{e_0}{2a_0 n^2} \quad (14)$$

Men kvantmekaniken ger oss även mer information, nämligen att elektronerna kan beskrivas som vågfunktioner enligt

$$\Phi_{l,m,n}(r, \theta, \phi) = R_{n,l}(r) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (15)$$

Bohr säger att vi har banor men vågfunktioner ger även en sannolikhetstolkning som kan användas exempelvis för att beskriva hur elektroner kan "byta bana". **Bohrs andra postulat:**  $hf = |E_n - E_{n'}|$ . Rydberg sa ungefär samma sak fast lite omformulerat

$$\frac{1}{\lambda} = \bar{\nu} = R_H \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) \quad (16)$$

Men om vi tar fram Rydbergkonstanten  $R_H$  med hjälp av Bohrs atommodell eller med Gillis kvantmekaniska modell så överensstämmer den ej med experiment, varför?

Jo, det beror på att Bohr och Gillis antar att kärnan står still, egentligen gäller kast med liten skiftnyckel  $\Rightarrow$  tvåkropparsproblem. Vi måste därför byta referensram så vi räknar med att elektronen **och** kärnan roterar kring ett gemensamt masscentrum. För att kunna använda samma formler som innan så inför vi begreppet

**Reducerad massa:**

$$m = \frac{m_e M}{m_e + M} \rightarrow m_e \quad , \quad M \rightarrow \infty \quad (17)$$

## 5 Föreläsning 13 - Atomfysik

där  $l = 0, 1, 2, \dots$  är *orbitala kvanttalet*.

För väte gäller

$$L_z Y_l^m = \hbar m Y_l^m \quad (23)$$

$$E_n = -\frac{hcR_M}{n^2} \quad (18) \quad \text{där } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ är det } \textit{magnetiska kvanttalet}.$$

Masskorrektion:

$$R_M = R_\infty \cdot \frac{M}{m_e + M} \quad (19)$$

För vätelika joner (valfritt system med en elektron) gäller

$$E_n = -\frac{hcR_M Z^2}{n^2} \quad (20)$$

**Tunregel:** Dessa formler fungerar bra för  $Z < 20$  och  $v < 0.15c$ ! Fyra argument mot Bohrs atommodell:

1. Funkar endast för  $Z < 20$
2. Säger inget om vilka nivåer som är tillåtna eller stabila
3. Säger inget om vilka övergångar som är tillåtna
4. Fungerar bara för en elektron
5. Ger ingen finstrukturuppsplittring

Om vi har ett system med flera elektroner säger vi att vi har ett flerkropparsproblem som blir svårt att lösa, för att förenkla då vi tittar på valenselektronen säger vi att de andra elektronerna "skärmar" kärnan och vi får en effektiv kärnpotential  $Z_{eff}$  som är lägre än  $Z$ .

### 5.1 Kvantmekaniskt rörelsemängdsmoment

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (21)$$

Hur tolkar vi  $L$ ? Det går inte att bestämma vart  $L$  är riktad utan istället kan vi mäta projektionen på z-axeln.

1.  $\langle \vec{L}^2 \rangle$ : Mått på rotation
2.  $\langle L_z \rangle$ : Mått på rotation kring z-axeln

Om vi löser Schrödingerekvationen för sfärisk symmetri ser vi att  $Y_l^m(\theta, \phi)$  är gemensammaegenfunktioner till  $L^2$  och  $L_z$  och att:

$$\vec{L} Y_l^m = \hbar l(l+1) Y_l^m \quad (22)$$

## 6 Föreläsning 14 - Atomfysik

**Degeneration:** Om vi inte kan skilja på energin mellan olika tillstånd så säger vi att de är degenererade.

### 6.1 Radiella klotyfefunktioner

Rent allmänt kan de radiellt funktionerna skrivas

$$R_{n,l}(r) = C \cdot p_{n-1}(r) \cdot e^{-\rho} \quad (24)$$

där  $C$  är en normerande konstant och  $p_{n-1}(r)$  är ett polynom av ordning  $n - 1$ .

**Antal noder:**  $n - l - 1$

### 6.2 Elektrisk dipolövergång (E1)

**Övergångsregler:**

1.  $\Delta l = \pm 1$
2.  $\Delta m = 0, \pm 1$

## 7 Föreläsning 15 - Atomfysik

### 7.1 Finstruktur i väte

$$\frac{\Delta}{E} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (25)$$

**Diracekvationen**

1. Relativistisk masskorrektion:  $v_n = \frac{\alpha}{n}c$
2. Darwintermen: "The Darwin term changes the effective potential at the nucleus. It can be interpreted as a smearing out of the electrostatic interaction between the electron and nucleus due to zitterbewegung, or rapid quantum oscillations, of the electron."
3. Spin-banväxelverkan (delar upp nivåer och ger finstrukturen)

Så hur fungerar energiskiftet egentligen?

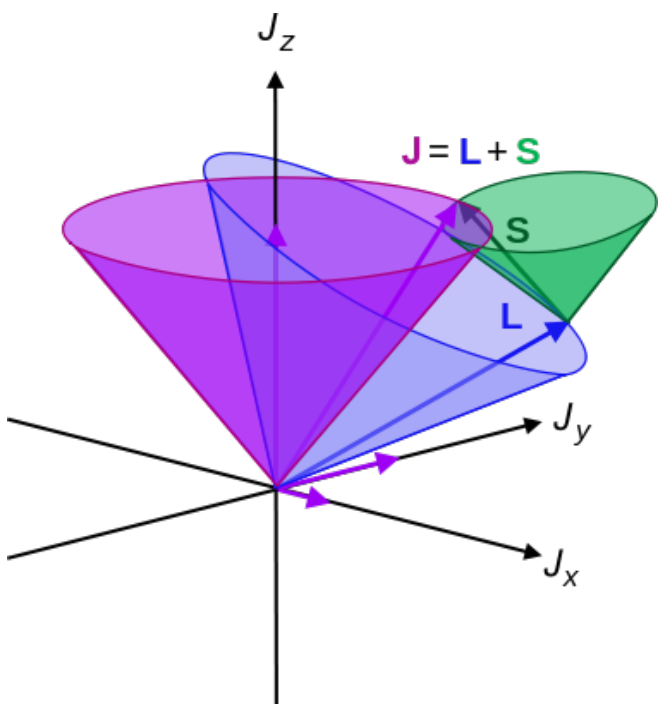
1. Elektronen har ett inbyggt magnetiskt dipolmoment
2. Elektronen upplever ett B-fält orsakat av kärnans rörelse (sett från elektronens perspektiv snurrar kärnan runt elektronen)
3. Orientering  $\Rightarrow$  Energiskift

**Stern-Gerlachs experiment,** "The Stern-Gerlach experiment showed that the spatial orientation of angular momentum is quantized. It demonstrated that atomic-scale systems have intrinsically quantum properties, and that measurement in quantum mechanics affects the system being measured." Se denna film: <https://www.youtube.com/watch?v=rg4Fnag4V-E>  
Elektronerna har kvanttalet  $s = 1/2$  och  $m_s = \pm 1/2$ . Dessa brukar vi associera med spinn upp  $\alpha$  och spinn ner  $\beta$ .

$$|s, m_s\rangle = \begin{cases} |s = 1/2, m_s = 1/2\rangle \equiv |\uparrow\rangle \equiv \alpha \\ |s = 1/2, m_s = -1/2\rangle \equiv |\downarrow\rangle \equiv \beta \end{cases} \quad (26)$$

### 7.2 Rörelsemängdsmoment

Det totala rörelsemängdsmomentet  $\vec{j}$  består av två delar, en del kommer från bannrörelsen och en del från spinnets. **DET ÄR SUMMAN AV l och s som är bevarad.**



## 8 Föreläsning 17 - Atomfysik

Hur beräknar vi  $\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle$ ?

Vi vet att  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ . Kvadrera och bryt ut  $\vec{l} \cdot \vec{s}$ . Vi känner också till egenvärdena för dessa tre operatorer och vi kan därför skriva:

$$E_{spin-orbit} = \frac{\beta}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \tag{27}$$

Denna lilla störning lägger man helt enkelt ovanpå den vanliga energin. För att bestämma  $\beta$  använder man en skitlång formel. **Pauliprincipen:** Vågfunktioner för ett system av fermioner måste vara antisymmetriskt vid byte av två partiklar.

- Fermioner: Heltaligt spinn, antisymmetrisk vågfunktion.
- Bosoner: Heltaligt spinn, symmetrisk vågfunktion

## 9 Föreläsning 18 - Atomfysik

### 9.1 Nivåbeteckningar

$$nl^{2s+1}L_j \tag{28}$$

- $n$ : Konfiguration
- $2s + 1$ : Multiplicitet
- $L$ : Bankvanttalet
- $j$ : Totala rörelsemängdsmomentet

### 9.2 Alkalimetaller

Eftersom alkalisarna har en valenselektron kan vi göra ganska bra approximationer.

- $n^* = n - \delta_l$ : Effektivt kvanttal
- $Z_{eff} = Z - N + 1$ : Effektiv (upplevd) laddning
- $\delta_l$ : Kvantdefekt

En bra grej är att  $\delta_l$  inte beror på  $n$ , så om vi känner till  $\delta_l$  för ett visst  $n$  så kan vi extrapolera!

### 9.3 Degenererad störningsräkning

Matten går att läsa i Foot men resultatet blir:

$$\Delta E = J \pm K \tag{29}$$

### 9.4 Fylla atomskal

Skriv upp en tabell enligt denna modell Sen drar

n			
1	1s <sup>2</sup>		
2	2s <sup>2</sup>	2p <sup>6</sup>	
3	3s <sup>2</sup>	3p <sup>6</sup>	3d <sup>10</sup>
⋮			

du diagonala streck från höger upp till vänster ned och fyller skalen efterhand. Alternativt kan du slingra dig runt i periodiska systemet och ta fram elektronkonfigurationen därifrån.

## 10 Föreläsning 20 - Atomfysik

### 10.1 Centralfältsapproximationen

Nu vill vi lösa N-elektronsystem, för att göra detta måste vi använda CFA. ”In atomic physics, the central field approximation for many-electron atoms takes the combined electric fields of the nucleus and all the electrons acting on any of the electrons to be radial and to be the same for all the electrons in the atom. That is, every electron sees an identical potential  $U(r)$  that is only a function of its distance from the nucleus.”

Vi behöver göra några approximationer:

- Sfärisk symmetri
- Ingen påverkan från valenselektronen på ”kärnans” vågfunktion.

Hamiltonoperatoren blir då en produkt av enelektronoperatorer.

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \hat{H}_i \quad (30)$$

Detta betyder att vi kan göra en separation av alla vågfunktioner

$$\Psi_{atom} = \Psi_1(1) \cdot \Psi_2(2) \cdot \dots \cdot \Psi_N(N) \quad (31)$$

Centralfältsapproximationen ger oss medelenergin i en konfiguration men eftersom den inte tar korrelationen mellan elektronerna så får varje nivå en viss bredd.

## 11 Föreläsning 21 - Atomfysik

### 11.1 Goda kvanttal

”In quantum mechanics, given a particular Hamiltonian  $H$  and an operator  $O$  with corresponding eigenvalues and eigenvectors given by  $O|q_j\rangle = q_j|q_j\rangle$ , then the numbers (or the eigenvalues)  $q_j$  are said to be *good quantum numbers* if every eigenvector  $|q_j\rangle$  remains an eigenvector of  $O$  with the same eigenvalue as time evolves.”

#### 11.1.1 LS-koppling

Vi har  $\bar{L}$ ,  $\bar{S}$  och  $\bar{J}$  som är rörelsekonstanter, detta betyder att  $L, S, J, M_L, M_S, M_J$  är goda kvanttal.

**Bevis:**

1. Isolerat system ger att  $\bar{J}$  är bevarat.
2. Utan spinn-banväxlerverkan finns inga spinnrelaterade termer i  $\bar{H}$  vilket ger att  $[\bar{H}, \bar{S}] = 0$
3.  $[H, L] = [H, J + S] = [H, J] + [H, S] = 0 + 0$

För LS-koppling gäller att

- CFA ger Konfigurationer
- $L, S$  ger Termer
- $J$  ger Finstruktur

**Regel:** För två ekvivalenta elektroner gäller:

$$L + S = \text{jämt tal} \quad (32)$$

## 12 Föreläsning 22 - Atomfysik

### 12.1 Finstruktur i LS-koppling

”In atomic physics, the fine structure describes the splitting of the spectral lines of atoms due to electron spin and relativistic corrections to the non-relativistic Schrödinger equation.”

$$\Delta E_{FS} = \beta_{LS} J \quad (33)$$

### 12.2 Hund's rule

”Hund's rule describes the distribution of electrons for att nå lägsta energinivå för en atom. Regeln är namngiven och upptäckt av den tyska forskaren Friedrich Hund. Enligt Hund's rule för atom i grundtillstånd fylls först varje orbital som har samma energinivå med en elektron, först när alla orbitaler på samma energinivå är fyllda med en elektron kan de fyllas på med den andra elektronen. De ensamma elektronerna har alltid samma spinn.”

### 12.3 Skalningsregler

- $E_{bindning} \propto Z^4$
- $E_{re} \propto Z$
- $E_{S-O} \propto Z^4$

För höga  $Z$  blir  $E_{S-O}$  större än  $E_{re}$ !

### 12.4 jj-koppling ( $E_{S-O} \gg E_{re}$ )

”In quantum mechanics, the procedure of constructing eigenstates of total angular momentum out of eigenstates of separate angular momenta is called angular momentum coupling. For instance, the orbit and spin of a single particle can interact through spin-orbit interaction, in which case the complete physical picture must include spin-orbit coupling. Or two charged particles, each with a well-defined angular momentum, may interact by Coulomb forces, in which case coupling of the two one-particle angular momenta to a total angular momentum is a useful step in the solution of the two-particle Schrödinger equation. In both cases the separate angular momenta are no longer constants of motion, but the sum of the two angular momenta usually still is. Angular momentum

coupling in atoms is of importance in atomic spectroscopy. ”

### 12.5 Zeemaneffekt ( $B_{yttre} \ll B_{inre}$ )

År 1896 hade Pieter Zeeman gjort den viktiga upptäckten att de flesta atomära spektrallinjer uppspaltas om källan placeras i ett magnetfält – en uppspaltning som i allmänhet är proportionell mot magnetfältets styrka.

$$E_{mag} = g_J \mu_B B M_J \quad (34)$$

där  $g_J$  kallas Landés g-faktor.

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (35)$$

Vi såg i Zeemanlabben att  $\Delta M_J$  svarar mot en polarisation av ljuset.



## 13 Föreläsning 23 - Atomfysik

### 13.1 Paschen-Backeffekten ( $B_{yttre} \gg B_{inre}$ )

"The Paschen-Back effect is the splitting of atomic energy levels in the presence of a strong magnetic field. This occurs when an external magnetic field is sufficiently large to disrupt the coupling between orbital ( $\vec{L}$ ) and spin ( $\vec{S}$ ) angular momenta. This effect is the strong-field limit of the Zeeman effect. When  $s = 0$ , the two effects are equivalent."

$$E_{S-O} = \beta_{LS} M_L M_S \quad (36)$$

## 14 Föreläsning 24 - Atomfysik

### 14.1 Zeemaneffekt i hyperfinstrukturen

Ljusets polarisation vid Zeemaneffekt:

$$\begin{cases} \Delta M_J = \pm 1 \Rightarrow \sigma^\pm \\ \Delta M_J = 0 \Rightarrow \pi \end{cases} \quad (37)$$

Intervallregel:

$$E_F - E_{F-1} = AF \quad (38)$$

#### Modell 1: Svagt fält, zeeman i hfs

$$E_{mag} = g_F \mu_B B M_F \quad , \quad g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (39)$$

#### Modell 1: Svagt fält, paschen i hfs

$$E_{hfs} = A M_I M_J \quad (40)$$

Kopplingen mellan elektromagnetiskt moment och dess banrörelse är mycket svag, ungefär  $1 : 10^5$

### 14.2 Harmonisk oscillatorpotential

Degeneration  $D = 2(2l + 1)$ . Vi har  $2l + 1$  sub-tillstånd  $m_l$ , varje nukleon har inre spinn  $1/2$ . Denna modell fungerar bara till  $N = 3$ . Efter detta får vi fel magiska tal och vi behöver en bättre approximation av potentialen.

**Wood-Saxons potential:**

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-E}{a}}} \quad , \quad a = 0.52 \text{fm} \quad (41)$$

## 15 Föreläsning 25 - Kärnfysik

### 15.1 Tvärsnitt

Vi har ett flöde av inkomna partiklar mot en targetyta med  $N$  kärnor per kvadratcentimeter. Vilken är deras fiktiva area? Svar:

$$\sigma = \frac{R_B}{I_a N} \quad (42)$$

I varannan tenta blir du ombedd att beräkna rörelseenergin för den nya partikeln  $b$ . Gör detta genom att:

**Observera**

- Kinetisk energi på  $b$
- Riktning
- Vinkelfördelning
- Tvärsnitt
- Spinnorientering
- $\gamma$ , våglängd

**Konsivering av:**

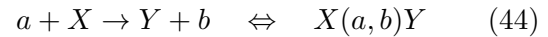
- Total energi & rörelsemängd
- Låg energi:  $n, p$ , antal
- Hög energi: bevara baryontal
- Paritet
- Rörelsemängdsmoment

$$\sqrt{T_b} = \frac{\sqrt{m_a m_b T_a}}{m_y + m_b} \cos\theta \pm \sqrt{\frac{m_a m_b T_a \cos^2\theta}{(m_y + m_b)^2} + \frac{m_y Q T_a (m_y - m_b)}{(m_y + m_b)^2}} \quad (43)$$

## 16 Föreläsning 26 - Kärnfysik

Nu ska vi beståla något stort med något lätt.

- **Low energy:** 10 MeV
- **Medium energy:** 100 MeV - 1 GeV
- **High energy:**  $\geq 1$  GeV



Om  $X$  och  $Y$  är samma kallas detta för spridning (scattering). Elastiskt om  $Y$  och  $b$  är i grundtillstånd.

- **Direkta reaktioner:** bara ett fåtal nukleoner
- **Resonansreaktioner:** Bildar ett halvbundet tillstånd.
- **Kompoundreaktioner:** Absorberas fullständigt i kärnan, energin fördelas, inget "minne"

## 17 Föreläsning 27 - Kärnfysik

### 17.1 Stark växelverkan

Den starka växelverkan, eller den starka kärnkraften, är en av de fyra kända fundamentala krafterna inom fysiken. Denna kraft är cirka  $10^{38}$  gånger starkare än gravitationen och omkring hundra gånger starkare än den elektromagnetiska kraften. Den starka kraften binder samman kvarkar till protoner, neutroner och andra hadroner. Den håller också samman atomkärnorna som är uppbyggda av dessa protoner och neutroner. Kraften bärs av gluoner.

#### Egenskaper

- På korta avstånd väsentligt starkare än Coulombkraften.
- På längre avstånd än en atomdiameter är den försumbar.
- Vissa partiklar påverkas ej, till exempel elektroner.
- Tycks inte se skillnad på neutroner och protoner, laddningsoberoende
- Växelverkan beror på spinn, starkast då spinnen är parallella
- Repulsiv term ger en hård kärna.
- Har en icke-central term i tensorskomponent, bevarar ej rörelsemängdsmomentet.

## 18 Föreläsning 28 - Atomfysik

### 18.1 Neutronfysik

Fakta om neutronen:

- Elektriskt neutral
- massa 1.008665 u
- $T_{1/2} = 10.6$  minuter
- Fermion

Energiklasser:

- **Högenergetiska:**  $> 10$  MeV
- **Snabba:** 1 – 10 MeV
- **Intermediära:** 1 keV - 1 MeV
- **Långsamma:**  $< 100$  eV

Neutronproduktion:

1.  **$\alpha$ -inducerad reaktion**
2. **Spontan fission**
3. **Accelerator**
4. **Kärnreaktor**
5. **Spallation**

#### 18.1.1 Nedbromsning av neutroner

Sker tills dess att neutronen absorberats eller är i termisk jämvikt- Moderatorn gör att kinetiska energin minskar varje stöt. För reaktorer krävs stort  $\sigma_s$  och litet  $\sigma_a$ .

#### 18.1.2 Fissionsbarriären

Förstod inte riktigt detta blabla.

## 19 Föreläsning 29 - Atomfysik

Tvärsnittet för deuterium är mycket mindre än för väte.

$$\text{Moderator: } \begin{cases} H_2O & , & \text{Nej!} \\ D_2O & , & \text{Ja!} \end{cases} \quad (45)$$

Neutroncykeln:  $k = \epsilon p f \eta$  (Krane sida 504)

### 19.1 Fusion

Två grejer slås ihop och vinner energi på det. Det krävs ett visst mått av energi för att föra ihop två positiva laddningar till de smälter ihop men för ämnen lättare än ca  $A = 40$  så vinner blir bindingsenergin lägre efter fusionen.

### 19.2 Lawsonkriteriet

"In nuclear fusion research, the Lawson criterion, first derived on fusion reactors (initially classified) by John D. Lawson in 1955 and published in 1957, is an important general measure of a system that defines the conditions needed for a fusion reactor to reach ignition, that is, that the heating of the plasma by the products of the fusion reactions is sufficient to maintain the temperature of the plasma against all losses without external power input. As originally formulated the Lawson criterion gives a minimum required value for the product of the plasma (electron) density  $n_e$  and the 'energy confinement time'  $\tau_E$ ."

$$n\tau_E > f(T) \quad (46)$$

## 20 Föreläsning 30 - Atomfysik

### 20.1 Einsteinkoefficienter

Förklarar hur absorption och emission fungerar. "Einstein coefficients are mathematical quantities which are a measure of the probability of absorption or emission of light by an atom or molecule. The Einstein A coefficient is related to the rate of spontaneous emission of light and the Einstein B coefficients are related to the absorption and stimulated emission of light."

- **Stimulerad absorption:**  $\propto \rho(\omega_{1,2} \Rightarrow \rho(\omega_{1,2}) \cdot B_{1,2})$
- **Spontan emission:** beror ej på  $\rho \Rightarrow A_{1,2}$
- **Stimulerad emission:**  $\propto \rho \Rightarrow \rho(\omega_{1,2}) \cdot B_{2,1}$

$B_{1,2}$ ,  $A_{2,1}$  och  $B_{2,1}$  är mått på övergångshastigheterna och det finns en massa samband mellan dem. Till exempel kan man få fram Plancks strålningslag.

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = 0 \Leftrightarrow N_1 B_{1,2} \rho - N_2 A_{2,1} = 0 \quad (47)$$

Boltzmannfördelning:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{B_{1,2} \rho}{B_{2,1} \rho + A_{2,1}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E / (kT)} \quad (48)$$

Plancks strålningslag:

$$\rho = \frac{A_{2,1} g_2}{B_{1,2} g_1} \cdot \frac{1}{e^{\Delta E / (kT)} - \frac{B_{2,1} g_2}{B_{1,2} g_1}} \quad (49)$$

Vad har detta för konsekvenser? (Om  $g_1 = g_2$  och  $B_{2,1} = B_{1,2}$  till exempel)

Jo, om vi belyser väldigt starkt så kan vi försumma spontan emission ( $A_{2,1} = 0$ ) och  $\Rightarrow N_2 = N_1$ . Alltså: Oavsett hur mycket vi lyser kan vi **aldrig** ta oss förbi denna fördelning! Laserverkan bygger på stimulerad emission som ger förstärkning.

Livstider:

$$\tau_i = \frac{1}{\sum_j A_{i,j}} \quad (50)$$

## 21 Föreläsning 31 - Atomfysik

### 21.1 Relativa intensiteter vid finstrukturövergång

Summan av intensiteterna för övergångar från eller till en finstrukturnivå är proportionell mot dess degenerations  $2J + 1$ . Proportionalitetskonstanten är samma för alla nivåer i en term.

	${}^3D_1$	${}^3D_2$	${}^3D_3$	$\sum int$	$2J + 1$	
${}^3F_2$	189	35	1	225	5	<b>45</b>
${}^3F_3$	-	280	35	315	7	<b>45</b>
${}^3F_4$	-	-	405	405	9	<b>45</b>
$\sum int$	189	315	441			
$2J + 1$	3	5	7			
	<b>63</b>	<b>63</b>	<b>63</b>			

This resulting line profile is known as a Doppler profile. A particular case is the thermal Doppler broadening due to the thermal motion of the particles. Then, the broadening depends only on the frequency of the spectral line, the mass of the emitting particles, and their temperature, and therefore can be used for inferring the temperature of an emitting body.”

Detekterad frekvens  $\omega'$ :

$$\omega' = \omega_0 + kv = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (52)$$

där hastigheten ges av

$$v = 2230 \sqrt{\frac{T}{300 \cdot M}} \quad (53)$$

### 21.2 Linjebreddning

Varifrån kommer breddningen?

- Dopplershift
- Naturlig linjebreddning
- Kollisioner (vägg/partiklar)
- Instrumentell
- Resonansbreddning

**Störst: Doppler**

**Minst: Naturlig linjebreddning**

#### 21.2.1 Naturlig linjebreddning

Heisenbergs obestämlighetsrelation:  $\Delta E \Delta t = \hbar$ .

Detta ger följande:

$$\Delta f_N = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (51)$$

där  $\tau = \frac{1}{f} = \frac{\lambda}{c}$ .

#### 21.2.2 Dopplerbreddning

”In atomic physics, Doppler broadening is the broadening of spectral lines due to the Doppler effect caused by a distribution of velocities of atoms or molecules. Different velocities of the emitting particles result in different Doppler shifts, the cumulative effect of which is the line broadening.