

# KJM 1060 - Radiokjemidelen

## Forelesning 4: Radioaktivitet og radioaktiv stråling

77

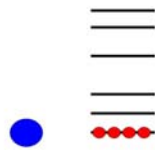
### Oversikt (4)

- $\gamma$ -stråling og  $\gamma$ -spektroskopi.
- Desintegrasjon - kjerner som spontant går i stykker.
- $\alpha$ - og  $\beta$ -stråling.
- Desintegrasjonsloven.

78

### Eksiterte tilstander og $\gamma$ -stråling

- Tilføres kjernen energi vil den *eksiteres* og et nukleon tvinges opp i en høyere liggende tilstand.
- De fleste slike eksiterte tilstander er meget ustabile og kjernen vil øyeblikkelig vende tilbake til grunntilstanden igjen ved å sende ut eksitasjonsenergien som et eller flere  $\gamma$ -kvant. Dvs. elektromagnetisk stråling.

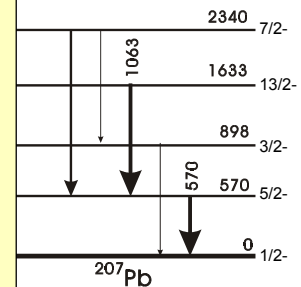


79

### Eksempel på $\gamma$ -kvant utsendelse

Nivå og  $\gamma$ -energier er gitt i keV.

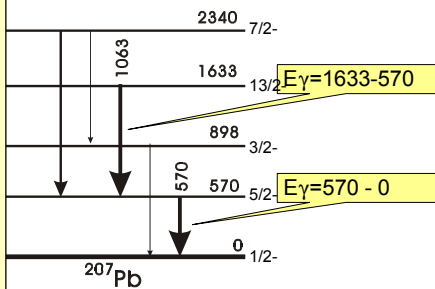
Hva er energien til de tre siste  $\gamma$ -overgangene?



80

### Eksempel på $\gamma$ -kvant utsendelse

Siden nivåskjemaet kun inneholder noen få tilstander med bestemte energier, vil de utsente elektromagnetiske kvantene ha energi nøyaktig lik forskjellen i energi på begynnelsestilstanden og slutttilstanden.



81

### Overgangssannsynligheter

I spektroskopi observeres overgangen mellom stasjonære tilstander, induert ved å pålegge systemet et ytre oscillerende elektromagnetisk felt (stråling). [TH, s71-75]

Overganger mellom tilstander kan beskrives som en forstyrrelse (perturbasjon) av systemet. Hamiltonoperatoren blir da tidsavhengig:

$$\hat{H}(t) = \hat{H} + \hat{H}'(t)$$

Hvis systemet kan være i  $n$ -forskjellige tilstander  $\Psi_n$ , så vil den mest generelle beskrivelsen av systemet være:

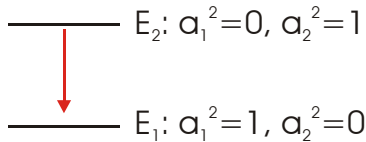
$$\Psi = a_1\Psi_1 + a_2\Psi_2 + a_3\Psi_3 + \dots + a_n\Psi_n = \sum_n a_n\Psi_n$$

En stasjonær tilstand vil ha konstante koeffisienter  $a_n$ .

82

## Overgangssannsynligheter (2)

Effekten av den tidsavhengige Hamilton-operatoren er å forandre  $a_n$ -koeffisientene - systemet kan gå fra en tilstand til en annen.

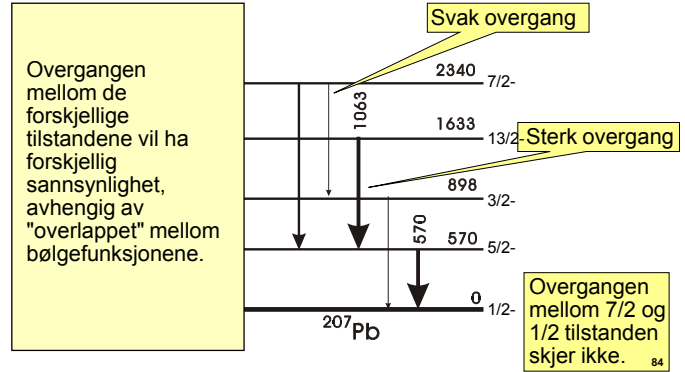


Sannsynligheten for overgangen er da gitt av forventningsverdien:

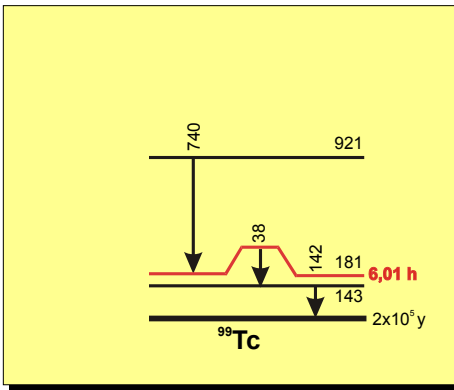
$$\langle \Psi_1 | \hat{H}'(t) | \Psi_2 \rangle$$

83

## Overgangssannsynligheter - eksempel



## Metastabile kjerner



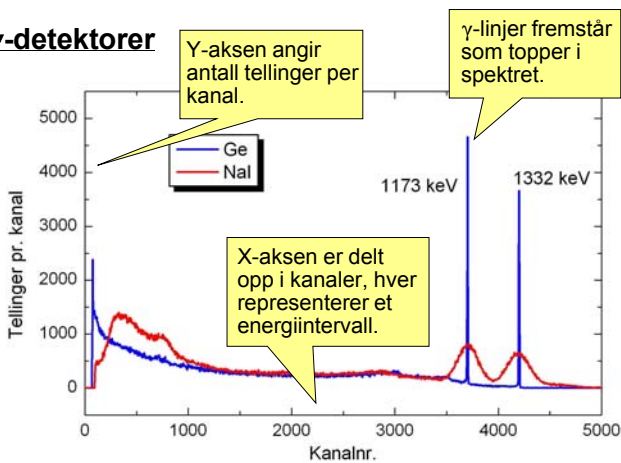
85

## $\gamma$ -spektroskopi

- Det er ingen av de over 2000 atomkjernene vi kjenner som har nøyaktig lik nivåskjema. De utsente  $\gamma$ -kvantenes energi og intensitet kan derfor benyttes til unik identifikasjon av en atomkjerne.
- Vi kaller måling av  $\gamma$ -kvantenes energi og intensitet for  **$\gamma$ -spektroskopi**.
- For identifisering av ukjente nuklider er det selvfølgelig viktig å ha detektorer som har god energioppløsning.
  - Det vil si at  $\gamma$ -linjer med nesten lik energi kan skilles fra hverandre.

86

## $\gamma$ -detektorer



87

## Hvordan eksitere en atomkjerne?

- Før å få utsendt det karakteristiske  $\gamma$ -spektret må atomkjernen eksiteres.
- Dette er ikke enkelt. I motsetning til atomer og molekyler som kan eksiteres på en rekke forskjellige måter, så kreves det svært kraftige virkemidler for å eksitere en atomkjerne.
  - For eksempel kan kjernen eksiteres ved å skyte en partikkelstråle med høy energi mot prøven.
- I praksis gjøres ikke dette for analyser - det blir for komplisert og kostbart.

88

## Desintegrasjon

- De fleste atomkjernene er radioaktive. Det vil si at det er en hvis sannsynlighet for at de vil spontant vil gå i stykker.
- At de går i stykker betyr enten at et proton gjøres om til et nøytron eller omvendt, eller at det skyttes ut et eller flere nukleoner fra kjernen.
  - Nettoeffekten er at vi får en ny atomkjerne, ofte en isotop av et annet grunnstoff enn vi startet med.
- De fleste slike omvandlinger av atomkjerner, vi kaller det *desintegrasjon*, medfører at produktet vil være i en eksitert tilstand.
- Vi kan derfor benytte oss av radioaktiv desintegrasjon for å få eksiterte atomkjerner.
  - Dette går helt av seg selv - vi behøver ikke gjøre annet enn å vente på at kjernen skal desintegrere!

89

## Desintegrasjonsprosessen

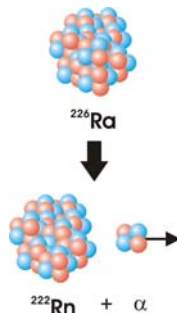
- En kjerne som er i ro undergår plutselig og uten ytre påvirkning en forandring.
- Forandringene fører med seg utsendelse av en eller flere partikler med høy kinetisk energi.
- Den kinetiske energien vi observerer frigjøres fordi nukleonene binder seg sterkere til hverandre i prosessen.
- I en prosess der energi frigjøres uten ytre påvirkning må massen reduseres (Einstein:  $E=mc^2$ ).

En radioaktiv desintegrasjon defineres som en spontan forandring i atomkjernen

90

## $\alpha$ -stråling

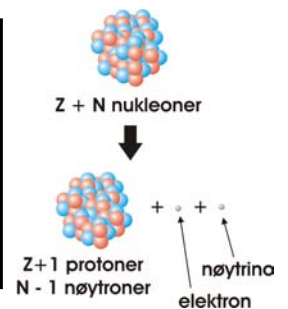
- En  ${}^4\text{He}^{2+}$  kjerne, dvs. to protoner og to nøytroner, sendes spontant ut av morkjernen ( ${}^{226}\text{Ra}$  i eksemplet).
- Datterkjernen har to nøytroner og to protoner færre enn morkjernen.
- $\alpha$ -partiklen har høy energi, gjerne 2-6 MeV eller mer.
- Det er først og fremst de tyngste atomkjernene som desintegrerer ved  $\alpha$ -utsendelse.



91

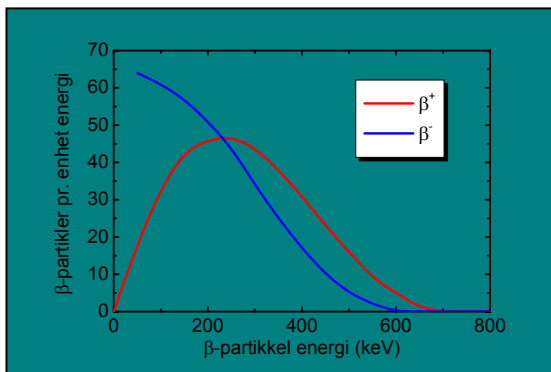
## $\beta$ -stråling

- Vi har to typer  $\beta$ -desintegrasjon:
  - $\beta^-$  stråling: Et nøytron gjøres om til et proton og det sendes ut et elektron.
  - $\beta^+$  stråling: Et proton gjøres om til et nøytron og det sendes ut et positron.
- Det sendes også ut et nøytrino, som vil ta med seg ulike mengder av energien som er til overs.  $\beta$ -partiklene vil derfor ikke ha konstant energi men ha verdier fra 0 og opp til  $E_{\beta, \text{max}}$ .



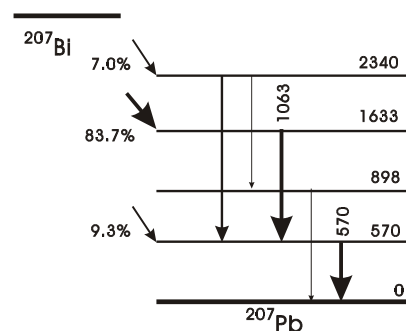
92

## $\beta$ -spektrum



93

## Populasjon av nivåer



94

## Desintegrasjonslovene

Desintegrasjonshastigheten  $A$  ( $= -dN/dt$ ) er proporsjonal med antall nuklider  $N$ :

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N = A$$

Proporsjonalitetskonstanten,  $\lambda$ , kaller vi gjerne *desintegrasjonskonstanten*.

Løser vi denne likningen får vi:

$$N = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)}$$

Der  $N$  og  $N_0$  er antall nuklider ved tidspunktene  $t$  og  $t_0$ .

95

## Halveringstid

Etter en gitt tid,  $\Delta t$ , vil antallet nuklider være halvert. Da er  $N = \frac{1}{2}N_0$  og

$$\lambda \Delta t = \ln 2$$

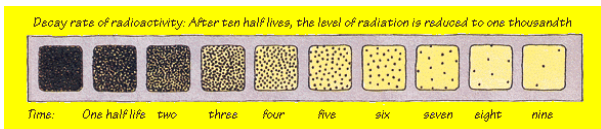
Tidsintervallet  $\Delta t$  kalles gjerne *halveringstiden* og skrives som  $T_{1/2}$ .

96

## Praktisk formel for $N(t)$

Det er ofte enklest og skrive om likningen for desintegrasjon slik:

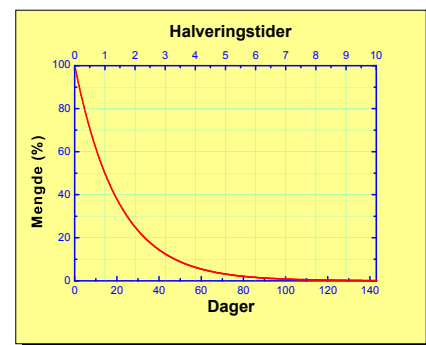
$$N = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T_{1/2}}$$



97

## Halveringstid - $^{32}\text{P}$ eksempel

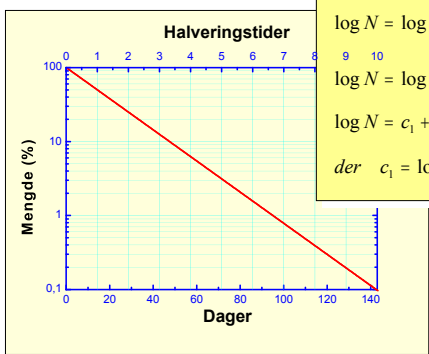
Halveringstiden til  $^{32}\text{P}$  er 14.3 dager



98

## Eksempel: $^{32}\text{P}$ , forts.

Bruker man logaritmisk skala blir plottet en rett linje:



99

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T_{1/2}}$$

$$\log N = \log N_0 + \log \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T_{1/2}}$$

$$\log N = \log N_0 + \frac{t}{T_{1/2}} \log \frac{1}{2}$$

$$\log N = c_1 + t c_2$$

der  $c_1 = \log N_0$  og  $c_2 = \frac{\log \frac{1}{2}}{T_{1/2}}$

## Oppsummering

- Mange nuklider er ustabile og desintegrerer. Vi kaller dem radionuklider.
- Når radionuklidene går i stykker sender de ut partikler.
- Desintegrasjon er en tilfeldig prosess som skjer uten ytre påvirkning.
- Ofte vil datternukliden være i en eksitert tilstand. I de fleste tilfeller sendes eksitasjonsenergien øyeblikkelig ut som  $\gamma$ -stråling.
- Desintegrasjonshastigheten er proporsjonal med antall nuklider.
- Sannsynligheten for at en nuklide desintegrerer er gitt av halveringstiden.
- Følgende to ligninger er viktige:

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T_{1/2}}$$

$$A = A_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T_{1/2}}$$

100