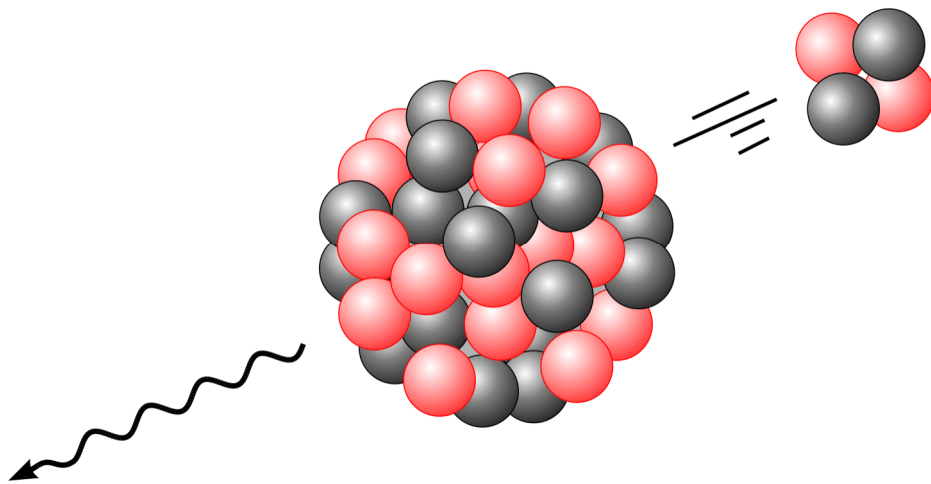


# Kerne



# fysik

© Erik Vestergaard  
Haderslev, 2016.

# Indholdsfortegnelse

Kernefysik .....	5
1. Facts om kernen i atomet.....	5
2. Gammastråling og energiniveauer i kernen.....	7
3. Betastråling.....	8
4. Alfastråling.....	9
5. Andre typer stråling.....	9
6. Brug af kernekort.....	10
7. Hastigheder.....	11
8. Henfaldsloven.....	12
9. To modeller for radioaktive henfald.....	18
10. Tællestatistik.....	19
11. Forsøg: Radioaktivt henfald af barium.....	21
12. Datering ved hjælp af kulstof-14-metoden.....	25
13. Absorption af radioaktiv stråling.....	26
14. Absorptionsloven for gammastråling.....	30
15. Forsøg: Absorption af gammastråling i vand.....	32
16. Baggrundsstråling.....	33
17. Dosimetri.....	35
18. Afstandskvadratloven.....	37
19. Forholdsregler mod bestråling.....	38
20. Fission og fusion.....	39
Opgaver .....	47



# Kernekfysik

Vi har tidligere set, at Niels Bohrs opstillede en model for, hvordan et atom kunne overgå fra en stationær tilstand til en anden, eventuelt under udsendelse af elektromagnetisk stråling i form af en foton. Dengang – under atomfysikken – handlede det altovervejende om elektronerne i banerne udenfor kernen. I *kernefysikken* er der derimod fokus på, hvad der foregår i kernen. Herunder kan nævnes fænomener som *radioaktiv stråling*, *fission* og *fusion*. Sidstnævnte to processer kaldes også henholdsvis *kernespløtning* og *kernesammensmeltning*.

## 1. Facts om kernen i atomet

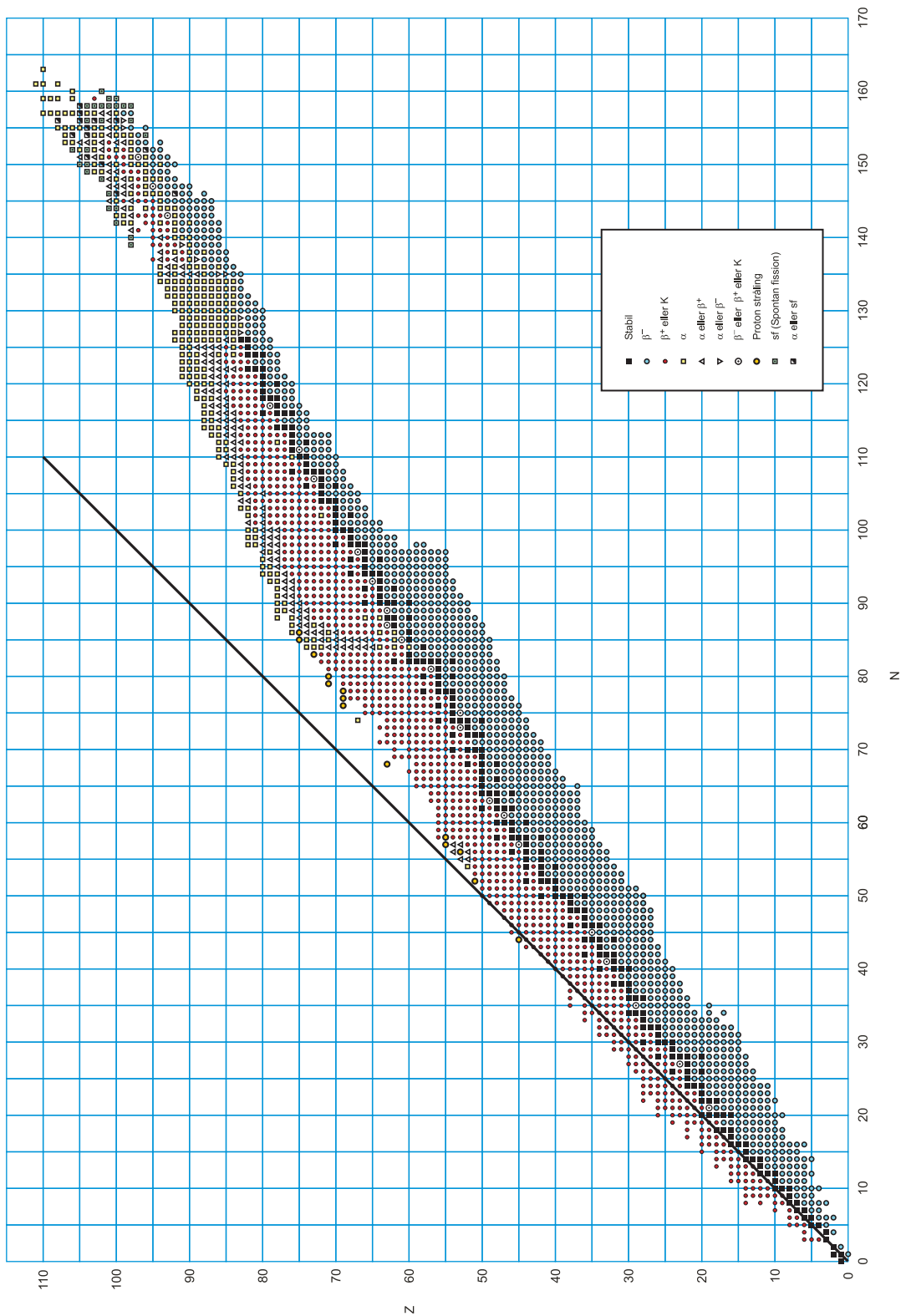
Kernen består af *protoner*, som har en *positiv ladning* af samme numeriske størrelse som elektronens, samt *neutroner*, som er elektrisk neutrale. Antallet af neutroner kalder vi  $N$  og antallet af protoner kalder vi  $Z$ .  $Z$  kaldes udover *protontallet* også for *ladningstallet*, eftersom det angiver, hvor mange positive ladninger, der er i kernen. Dette tal angiver også atomnummeret i det periodiske system. Hvis atomet ikke er ioniseret vil der endvidere være  $Z$  elektroner, som kredser i baner udenfor kernen. Protoner og neutroner kaldes under ét for *nukleoner*. Antallet af nukleoner, *nukleontallet*, betegnes  $A$  og opfylder altså formlen  $A = Z + N$ . Dette tal kaldes også for *massetallet*, da det omtrent angiver atomets masse, udtrykt i units (u). Når vi omtaler et stof, sætter vi ofte massetallet øverst og ladningstallet nederst, som for eksempel i  ${}_{92}^{238}\text{U}$ .

Imellem atomerne i kernen virker der *elektriske kræfter*, idet protonerne vil søge at frastøde hinanden. Heldigvis er der også en kraft, som søger at holde sammen på kernens partikler, nemlig *kernekræfterne*, som er meget kraftige og i modsætning til de elektriske kræfter kun virker over meget kort afstand. Nu viser det sig, at der fint kan eksistere atomer med det samme antal protoner, men med et *forskelligt* antal neutroner. Disse kaldes *isotoper* af det samme grundstof. På næste side har jeg afbildet et såkaldt *kernekort*. Det egentlige formål med dette kort vil vi komme ind på lidt senere. Lige nu kan vi imidlertid benytte det til at konstatere hvor mange isotoper der findes af et bestemt grundstof. Isotoper af samme grundstof har i øvrigt de samme *kemiske* egenskaber.

### Eksempel 1

Grundstoffet bly har atomnummeret 82, altså  $Z = 82$ . På kernekortet på næste side eller på den forstørrede udgave bag i noten, kan du se, at bly kan indeholde fra 98 til 132 neutroner. Lad os for eksempel antage, at neutrontallet er 126 i en bly-isotop. Så ser vi, at massetallet er  $A = Z + N = 82 + 126 = 208$ . Vi kalder denne isotop for Pb-208. Der er tale om en af de få *stabile* isotoper af bly.

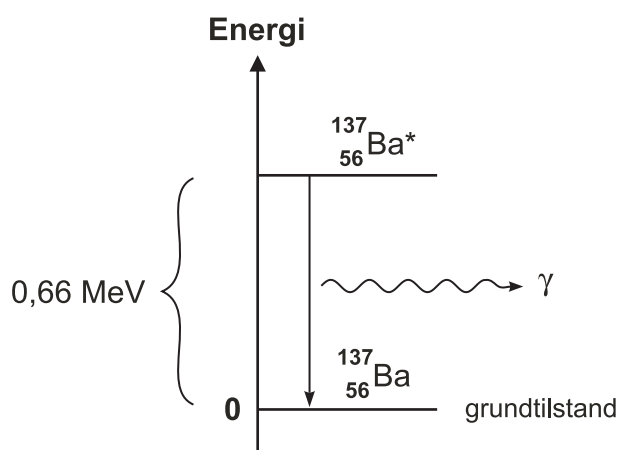
## KERNEKORT



Kernekortet kan altså bruges til at se, hvilke isotoper, der kan eksistere. På kortet på forrige side er indtegnet en linje med vinklen 45 grader, svarende til, at isotoper langs denne linje vil have lige mange neutroner som protoner. Vi ser dog, at langt de fleste stoffer har flere neutroner end protoner og at denne tendens er særligt udtalt for grundstoffer med højt atomnummer. Dette kan forklares ved, at de stærke kernekrafter ikke virker over hele kernen i store kerner, hvorfor der må være relativt flere neutroner til at forhindre at de elektriske kræfter ”får overtaget”.

## 2. Gammastråling og energiniveauer i kernen

I atomfysikken kunne vi tildele energiniveauer til de forskellige stationære tilstande for atomet, afhængig af i hvilke baner elektronerne befandt sig. Det viser sig, at man på analog vis og med fornuft kan indføre energiniveauer også for en kerne. Lad mig nævne eksemplet med Barium-137, som vi også skal se på i et forsøg senere: Kernen kan befinde sig i en *exciteret* tilstand. Kernen vil så hurtigt falde tilbage til *grundtilstanden*, der jo har lavest energi. I atomfysikken så vi, at der ved overgang fra en tilstand til en anden blev udsendt elektromagnetisk stråling i form af en foton, og at denne foton havde en energi givet ved formlen  $\Delta E = E_{foton} = h \cdot f$ . I atomfysikken så vi, at det udsendte elektromagnetiske stråling ofte lå i det *synlige*- eller *ultraviolette* spektrum. Når en kerne går fra en (exciteret) tilstand til en anden, så vil der også blive udsendt en foton med en energi svarende til energiforskellen mellem de to niveauer, her er den elektromagnetiske stråling imidlertid langt mere energirig, typisk en million gange så energirig. Den omtalte stråling kaldes *gammastråling*, ofte benævnt  $\gamma$ -stråling. Stjernen over barium på figuren fortæller, at vi har at gøre med en exciteret kerne, som altså har et overskud af energi. I kernefysikken sætter man grundtilstandens energi til 0, i modsætning til atomfysik, hvor energien 0 svarer til, at atomet er ioniseret.



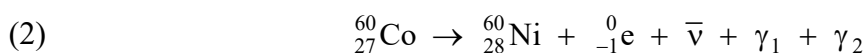
### 3. Betastråling

Der findes andre typer radioaktiv stråling end gammastråling. Hvis kernen for eksempel har ”for mange” neutroner, så vil der ske et såkaldt *betahenfald*. Herved skydes der en elektron ud fra kernen samt en særlig partikel, kaldet en *antineutrino*. Elektronen kommer, i modsætning til, hvad man skulle tro, *ikke* fra banerne udenfor kernen. Derimod dannes elektronen i kernen ved følgende proces:

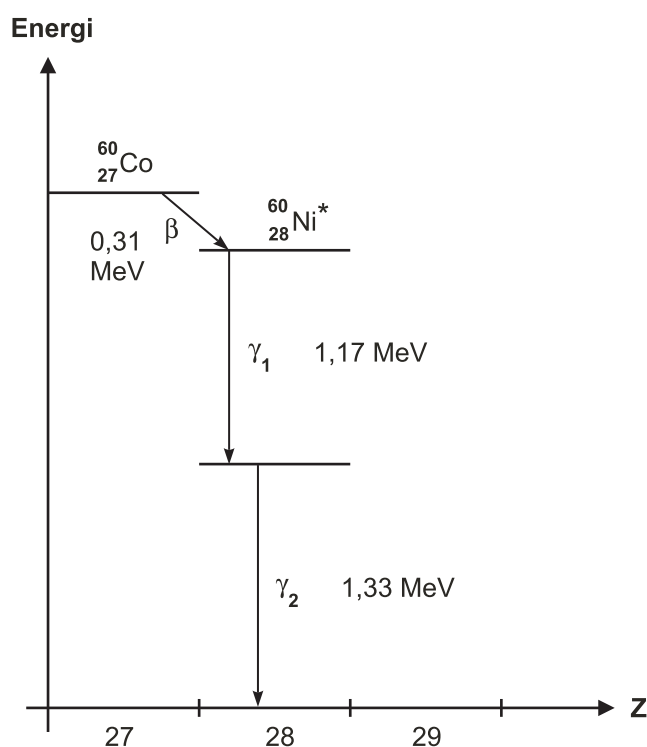


En neutron i kernen omdannes altså til en proton, en elektron og en antineutrino. Sidstnævnte partikel er uhyre svær at detektere, da den ingen ladning har og en masse, som er forsvindende lille. Det betyder, at den har svært ved at vekselvirke med andre partikler. Faktisk kan en antineutrino godt passere igennem jordkloden uden at vekselvirke. Historisk var det derfor også en partikel, som blev opdaget meget sent, ja faktisk forudsagde man dens eksistens før man detekterede den: Den var ”nødvendig” for at få energiregnskabet til at gå op!

Et eksempel på en betaproces er følgende:



Bemærk, at de sidstnævnte to led er medtaget, fordi det viser sig, at  $\beta$ -processen efterfølges af udsendelse af to gammakvanter. Den egentlige betaproces består derimod kun i, at Cobalt-kernen omdannes til Nikkel under udsendelse af en elektron og en antineutrino.





## 4. Alfastråling

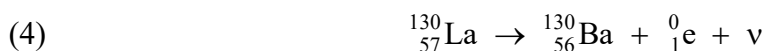
Det kan også forekomme, at en isotop er ustabil og skiller sig af med en *heliumkerne*, dvs. to protoner og to neutroner. Strålingen kaldes alfastråling eller  $\alpha$ -stråling. Et eksempel på en sådan proces er



Der er herved sket en omdannelse af grundstoffet Radium til ædelgassen Radon. Netop Radon vil vi vende tilbage til i forbindelse med baggrundsstråling.

## 5. Andre typer stråling

En anden type stråling er *positronstråling* eller  $\beta^+$ -stråling. I denne type proces udsendes en *positron*, dvs. elektronens antipartikel. Den har positiv ladning i modsætning til elektronens negative ladning. Følgende proces kan forekomme:



Analogt til tilfældet med betastråling sker der her en omdannelse af en partikel i kernen: en proton omdannes til en neutron og en *neutrino*:



Bemærk, at vi egentligt burde have kaldet  $\beta$ -stråling for  $\beta^-$ -stråling, men man vælger altså at underforstå sidstnævnte, når man bare taler om  $\beta$ -stråling.

En helt anden type stråling er *elektronindfangning*, ofte kaldet E.C. (Electron Capture). På kernekortet betegnes det med K. Hvis et atom har ”for mange” protoner i kernen til at kunne være stabilt, kan der ske det, at en elektron fra K-skallen bliver optaget af en proton i atomkernen. Herved bliver protonen omdannet til en neutron og der udsendes en neutrino:



I K-skallen er der blevet et hul. Det udfyldes ved, at en elektron fra en af de ydre skaller hopper ind. Herved afgiver atomet energi, som udsendes i form af røntgenstråling. Som eksempel kan nævnes, at 11% af Kalium 40 kernerne henfalder ved elektronindfangning:



## 6. Brug af kernekort

Når man har et *kernekort* og et *periodisk system* til rådighed, så kan man nemt finde ud af hvordan en bestemt kerne henfalder. Man kan derefter fortsætte med at undersøge *datterkernen*. Nogle kerner vil resultere i en hel serie af henfald, *kaskadehenfald*. Man taler om *radioaktive familier*. Bag i denne note kan du finde et kernekort, bredt ud over to sider. Vi får brug for et par *bevarelseslove*:

### Bevarelse af massetal

Det samlede nukleontal (= massetal) før og efter en kernereaktion er det samme.

### Bevarelse af ladningstal

Den samlede ladning før og efter en kernereaktion er den samme.

Prøv selv at kontrollere, at det samlede ladningstal og massetal er uændret i reaktionerne (2), (3), (4) og (7) ovenfor.

Kernekortet benyttes på følgende måde: Find først antallet af neutroner under anvendelse af formlen  $N = A - Z$ . Find kernen i kernekortet og aflæs ud fra symbolet, hvilken type stråling, der er tale om. Derefter skal vi finde datterkernen. Lad mig kort beskrive hvordan i tilfældet med alfa- og betastråling. De øvrige processer overlades til læseren:

### $\alpha$ -stråling

Da der udsendes en alfapartikel, giver bevarelseslovene os, at datterkernen må have to færre protoner og neutroner. Ladningstallet er altså reduceret med 2, mens massetallet er reduceret med 4. Navnet på det nye grundstof finder man altså ved at bevæge sig to skridt tilbage i det periodiske system. I kernekortet bevæger man sig altså to til venstre og to ned!

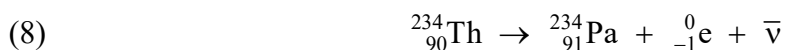
### $\beta$ -stråling

Da der ifølge (1) er blevet omdannet en neutron til en proton og en antineutrino – sidstnævnte med både massetal og ladningstal lig med 0 – må datterkernens ladningstal være 1 større end moderkernens. Derudover må massetallet være uændret. For at finde navnet på det nye grundstof, skal vi bevæge os et skridt frem i det periodiske system. I kernekortet bevæger man sig altså en til venstre og en op, da der er en proton mere og en neutron mindre!

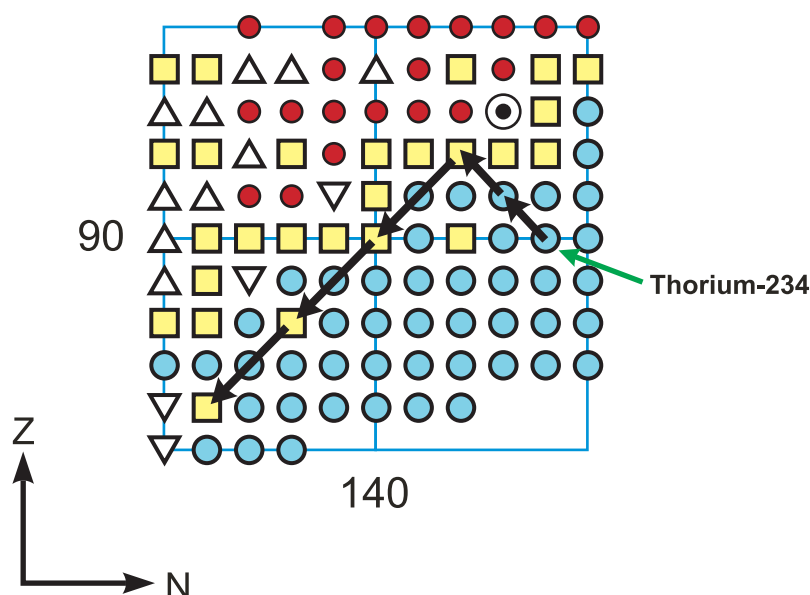
Bemærk, at det ikke i alle tilfælde er *entydigt*, hvad der sker. Nogle steder i kernekortet kan der nemlig foregå flere processer!

## Eksempel 2

Givet Thorium-isotopen  ${}^{234}_{90}\text{Th}$ . Moderkernens massetal og ladningstal er henholdsvis 234 og 90. Antallet af neutroner er dermed  $N = A - Z = 234 - 90 = 144$ . Vi går ind i kernekortet under  $Z = 90$  og  $N = 144$ . Vi finder her en åben bolle, som symboliserer et betahenfald. Dermed må datterkernen have samme massetal og ladningstal en højere. Datterkernen ses i det periodiske system at være grundstoffet Protactinium:



På figuren herunder kan du et udsnit af kernekortet. Pilen peger på Thorium-234. Figuren viser endvidere, at datterkernen også er betaradioaktiv og at der herefter foregår tre alfahenfald. Jeg vil overlade det til læseren at opskrive reaktionerne.



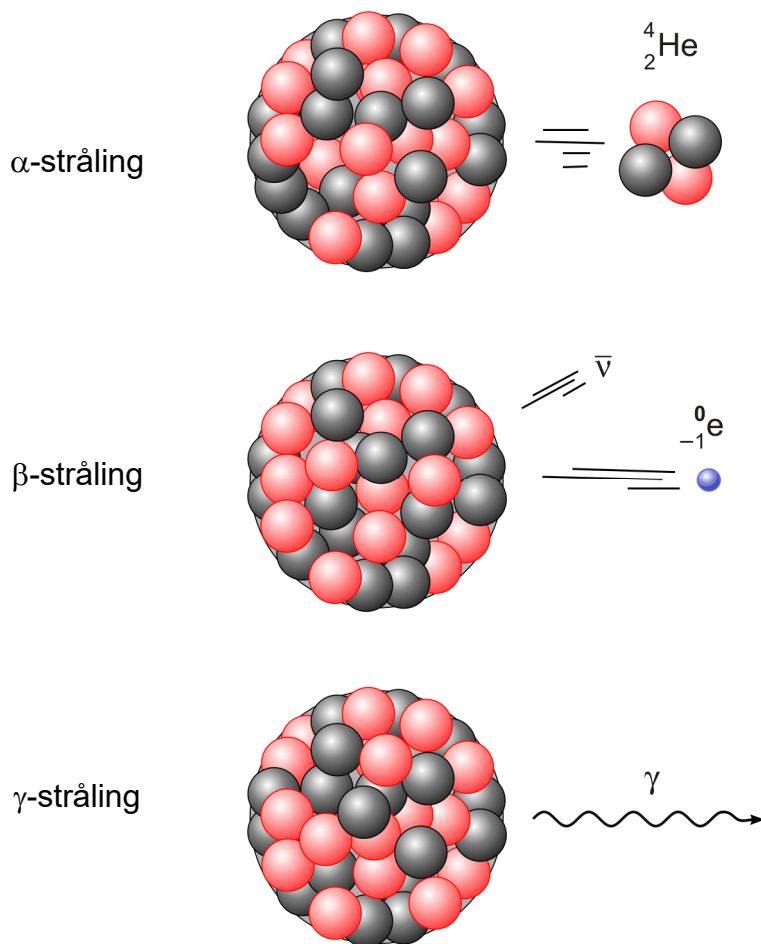
□

## 7. Hastigheder

Da gammastråling er elektromagnetisk stråling, bevæger det sig med lysets hastighed. Alfastråling består derimod af nogle relative store partikler og deres hastighed kan beregnes, hvis man kender strålingens energi. Strålingen i processen (3), hvor Radium omdannes til Radon, har en energi på 4,78 MeV, hvis henfaldet sker direkte til Radon i grundtilstanden.

$$(9) \quad E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2 \Leftrightarrow v = \sqrt{\frac{2E_{\text{kin}}}{m}}$$

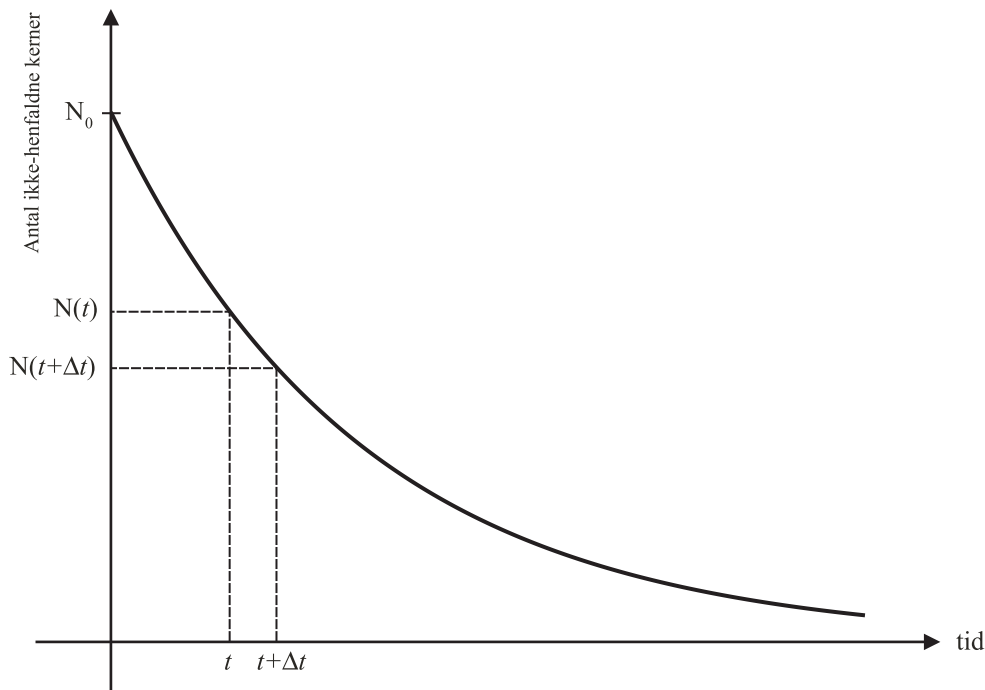
$$v = \sqrt{\frac{2E_{\text{kin}}}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 4,78 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{4,0026 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}} = 1,52 \cdot 10^7 \text{ m/s}$$



Selv om hastigheden er meget høj, er det kun ca. 5% af lysets hastighed på  $3 \cdot 10^8$  m/s. Man har en tommeregul, som siger, at hvis hastigheden er større end 10% af lyshastigheden, så må man tage hensyn til *relativistiske effekter*, og i så fald må man bruge en anden formel end formel (9) for den kinetiske energi. Beta-partiklerne har ofte en hastighed, som er over 90% af lysets hastighed, så derfor kan (9) ikke bruges dér!

## 8. Henfaldsloven

Givet en klump radioaktivt materiale. I dette afsnit skal vi se hvad der sker med antallet af ikke-henfaldne kerner i klumpen som funktion af tiden. Lad  $N(t)$  betegne antallet af *ikke-henfaldne* kerner til tiden  $t$ . Det er klart, at vi har at gøre med en aftagende funktion. Imidlertid skal vi ved hjælp af et princip for radioaktive henfald vise, at funktionen er eksponentielt aftagende. Lad mig starte med at skitsere en graf og nævne en række størrelser, hvoraf flere først vil blive defineret på et senere tidspunkt.



$N_0$  Antal ikke-henfaldne radioaktive kerner til tiden  $t = 0$ .

$N(t)$  Antal ikke-henfaldne radioaktive kerner til tiden  $t$ .

$N_0 - N(t)$  Antal henfaldne kerner siden start (overvej hvorfor!).

$A_0$  Aktiviteten til tiden  $t = 0$ , dvs. det antal kerner, som henfalder pr. sekund til starttidspunktet.

$A(t)$  Aktiviteten til tiden  $t$ , dvs. det antal kerner, som henfalder pr. sekund til tidspunktet  $t$ . Det er en *øjeblikshastighed*, hvormed kerner henfalder!

$k$  Henfaldskonstanten.

$T_{1/2}$  Halveringstiden.

### Begrebet aktivitet

Antallet af henfaldne kerner i tidsrummet fra tidspunktet  $t$  til tidspunktet  $t + \Delta t$ :

$$(10) \quad N(t) - N(t + \Delta t) = -(N(t + \Delta t) - N(t)) = -\Delta N$$

Gennemsnitligt antal henfaldne kerner pr. sekund fra tidspunktet  $t$  til tidspunktet  $t + \Delta t$ :

$$(11) \quad -\frac{\Delta N}{\Delta t}$$

Vi kan også betegne det som den *gennemsnitlige hastighed, hvormed kernerne henfalder*. Hvis vi lader tidsrummet  $\Delta t$  nærme sig til nul vil ovenstående gennemsnitlige hastighed nærme sig til en *øjeblikshastighed, hvormed kernerne henfalder til tidspunktet  $t$* :

$$(12) \quad -N'(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left( -\frac{\Delta N}{\Delta t} \right)$$

Denne størrelse vil vi også kalde *aktiviteten*, og betegne  $A(t)$ . Størrelsen angiver altså *antallet af henfald pr. sekund til tidspunktet  $t$* .

$$(13) \quad A(t) = -N'(t)$$

NB! Matematisk set er  $\frac{\Delta N}{\Delta t}$  en *differenskvotient* og  $N'(t)$  en *differentialkvotient*.

## Principper for radioaktive henfald

Man kan selvfølgelig foretage et konkret forsøg med en Geiger-Müller-tæller og konstatere, at aktiviteten af en given radioaktiv kilde aftager *eksponentielt* med tiden. Det var faktisk det vi gjorde i rapportøvelsen med henfald af Barium. I dette afsnit skal vi imidlertid postulere en *model* for radioaktive henfald, som umiddelbart vil kunne forklare, hvorfor dette er tilfældet, udelukkende ved hjælp af logiske argumenter.

**Postulat:** Man kan *ikke forudsige*, om eller hvornår en given radioaktiv kerne henfalder. Derimod kan man tildele en radioaktiv kerne en vis *sandsynlighed* for, at den henfalder indenfor et kort tidsrum. Denne sandsynlighed er fast og afhænger altså kun af tidsrummets størrelse.

Man kunne tro, at dette vil betyde, at man ikke kan sige noget som helst om radioaktive henfald – at det hele er tilfældigt. Da der imidlertid under normale omstændigheder er et meget stort antal radioaktive kerner tilstede i ens radioaktive prøve, så vil tilfældighederne så at sige udjævne sig på grund af *De store tals lov*. Man kan sammenligne situationen med terningekast. Hvis antallet af terninger er lille, fx 6, så vil det ikke være usandsynligt, at man får uregelmæssigt mange seksere, fx 3 seksere. Hvis antallet af terninger er stort, fx 6000, så vil antallet af 1'ere, 2'ere, ..., 6'ere med meget stor sandsynlighed være tæt på 1000.

Postulateret betyder umiddelbart, at aktiviteten må være *proportional* med antallet af ikke-henfaldne radioaktive kerner:

$$(14) \quad A(t) = k \cdot N(t)$$

Har en radioaktiv klump dobbelt så mange radioaktive kerner, som en anden radioaktiv klump, så vil aktiviteten i førstnævnte også være dobbelt så stor som i sidstnævnte, etc. Efterhånden som kernerne i en given radioaktiv kilde henfalder, jo færre ikke-henfaldne

kerner vil der være tilbage og jo lavere vil kildens aktivitet være. Proportionalitetskonstanten  $k$  ovenfor kaldes for *henfaldskonstanten*. Den er *specifik* for hvert radioaktivt stof. Jo større værdi for  $k$ , jo hurtigere vil stoffet henfalde. Af (13) og (14) fås:

$$(15) \quad k \cdot N(t) = -N'(t) \Leftrightarrow N'(t) = -k \cdot N(t)$$

Højresiden i (6) er en såkaldt *differentialligning*. Med ord udtrykker den, at funktionen  $N(t)$  differentieret er lig med en konstant gange funktionen selv. Der er kun én mulighed for hvordan  $N(t)$  kan se ud, nemlig:

$$(16) \quad N(t) = N_0 \cdot e^{-kt}$$

Efterprøv selv ved indsættelse, at denne funktion tilfredsstiller højresiden i (15)!

Eftersom  $N(0) = N_0 \cdot e^{-k \cdot 0} = N_0$  kan  $N_0$  tolkes som antallet af radioaktive kerner til tiden  $t = 0$ . Lad os nu finde et udtryk for aktiviteten ved at kombinere (14) og (16):

$$(17) \quad A(t) = k \cdot N(t) = k \cdot N_0 \cdot e^{-kt} = A_0 \cdot e^{-kt}$$

hvor vi har sat  $A_0 = k \cdot N_0$ . På analog måde som  $N_0$  kan  $A_0$  tolkes som aktiviteten til tidspunktet  $t = 0$ .

Vi skal udlede alternative formler for tællelallet og aktiviteten, som er nyttige, når man kender halveringstiden. Omskrivningen

$$N(T_{1/2}) = \frac{1}{2} N_0 \Leftrightarrow N_0 \cdot e^{-kT_{1/2}} = \frac{1}{2} N_0 \Leftrightarrow e^{-kT_{1/2}} = \frac{1}{2} \Leftrightarrow \left( e^{-kT_{1/2}} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} = \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} \Leftrightarrow e^{-kt} = \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}$$

giver umiddelbart formlerne (19) og (21).

#### Formler for radioaktive henfald

$$(18) \quad N(t) = N_0 \cdot e^{-kt} \quad (19) \quad N(t) = N_0 \cdot \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}$$

$$(20) \quad A(t) = A_0 \cdot e^{-kt} \quad (21) \quad A(t) = A_0 \cdot \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}$$

$$(22) \quad A(t) = k \cdot N(t) \quad (23) \quad A_0 = k \cdot N_0$$

$$(24) \quad A(t) = -N'(t) \quad (25) \quad T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{k}$$

### Eksempel 3

I 1 kubikmeter luft i en kælder måles en aktivitet fra radon på 240 Bq. Vi forestiller os nu, at luften fjernes fra kælderens, så der ikke tilføres ny radon fra betonen i væggen. Halveringstiden for radon-222 er 3,82 dage.

- Hvad vil aktiviteten være efter 3,82 dage?
- Hvad vil aktiviteten være efter 10 dage?
- Hvornår vil aktiviteten være nede på 20 Bq?

Løsninger:

- Da tiden netop er lig med halveringstiden, kan vi straks besvare opgaven. Så vil der nemlig være halvt så stor en aktivitet, altså 120 Bq.
- Da vi kender halveringstiden, så kan vi slippe udenom at skulle bestemme henfaldskonstanten, ved at benytte formel (21):

$$A(10 \text{ dage}) = A_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} = 240 \text{ Bq} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{10 \text{ dage}}{3,82 \text{ dage}}} = 240 \text{ Bq} \cdot 0,1629 = 39,1 \text{ Bq}$$

- Igen bruger vi formel (21):

$$A_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} = 20 \text{ Bq} \Leftrightarrow 240 \text{ Bq} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{3,82 \text{ dage}}} = 20 \text{ Bq} \Leftrightarrow \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{3,82 \text{ dage}}} = \frac{20 \text{ Bq}}{240 \text{ Bq}} = 0,08333$$

Tager vi den naturlige logaritme på begge sider fås:

$$\frac{t}{3,82 \text{ dage}} \cdot \ln\left(\frac{1}{2}\right) = \ln(0,08333)$$

og dermed

$$t = 3,82 \text{ dage} \cdot \frac{\ln(0,08333)}{\ln\left(\frac{1}{2}\right)} = 13,7 \text{ dage}$$

så det tager altså 13,7 dage, før aktiviteten af radonen er nede på 20 Bq.

### Eksempel 4

Mange gymnasier har en radioaktiv kilde, hvor det radioaktive stof er *americium*, Am-241. Kildens aktivitet er  $1 \mu\text{Ci} = 1 \cdot 10^{-6} \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Bq}$ . Datahæftet opgiver halveringstiden for stoffet: 458 år. Bestem antallet af radioaktive kerner i kilden.

Løsning: Vi vil benytte formel (23), men må dertil først beregne henfaldskonstanten:

$$k = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} = \frac{\ln(2)}{458 \text{ år}} = \frac{\ln(2)}{458 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \text{ sek}} = 4,7990 \cdot 10^{-11} \text{ sek}^{-1}$$

$$A_0 = k \cdot N_0 \Leftrightarrow N_0 = \frac{A_0}{k} = \frac{3,7 \cdot 10^4 \text{ Bq}}{4,7990 \cdot 10^{-11} \text{ sek}^{-1}} = 7,71 \cdot 10^{14} \text{ kerner.}$$



**Bemærk!** at Becquerel (Bq) er SI-enheden for aktivitet og betyder altså antal henfaldne kerner pr. sekund. Derfor er  $\text{Bq} = \text{sek}^{-1}$ . Derfor er det klart, at enhederne i brøken ovenfor udligner hinanden, så der kommer et dimensionsløst tal ud af det. I eksempel 2 angav vi også en gammel enhed for aktivitet, nemlig *Curie*:  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ . Det svarer faktisk til aktiviteten af 1 g radium.

### Eksempel 5

Beregn massen af det radioaktive stof i kilden nævnt i eksempel 4.

Løsning: Ifølge databogen er massen af Am-241 lig med 241,057 u. For at finde massen af det radioaktive Am-241 i vores kilde, ganger vi derfor blot massen for et Am-241 atom med antallet af kerner:

$$m = 7,71 \cdot 10^{14} \cdot 241,057 \text{ u} = 1,8585 \text{ u} = 3,09 \cdot 10^{-7} \text{ g}$$

Altså en megen beskedne masse. Den kan ikke en gang registreres på en af gymnasiets fintfølede vægte, der kan registrere 0,01 mg!

### Eksempel 6

Givet 0,0025 mg af det radioaktive stof I-131. Hvor mange kerner henfalder i det første tidsrum på 5 dage, når det oplyses, at halveringstiden for jod er 8 dage.

Løsning: Antallet af radioaktive kerner ved start fås ved at dividere den samlede masse med massen af et I-131 atom. Sidstnævnte værdi aflæses i databogen:

$$N_0 = \frac{0,0025 \text{ mg}}{130,906 \text{ u}} = \frac{0,0025 \cdot 10^{-6} \text{ kg}}{130,906 \cdot 1.6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} = 1,150 \cdot 10^{16}$$

Antallet af henfaldne kerner er derfor blandt andet ifølge (19):

$$N_0 - N(t) = N_0 - N_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} = N_0 \cdot \left(1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}\right) = 1,150 \cdot 10^{16} \cdot \left(1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{5 \text{ dage}}{8 \text{ dage}}}\right) = 4,04 \cdot 10^{15}$$

Da tidsrummet på de 5 dage ikke er ubetydelig sammenlignet med stoffets halveringstid på 8 dage, er man nødt til at regne på denne måde. Kildens styrke aftager nemlig betragteligt i det pågældende tidsrum. I næste eksempel skal vi kigge på et tilfælde, hvor man kan slippe lidt lettere, da kildens aktivitet kan betragtes som konstant i det betragtede tidsrum.

## Eksempel 7

Aktiviteten af en Cs-137 kilde er  $3,7 \cdot 10^4$  Bq. Hvor mange kerner af stoffet henfalder i løbet af den første dag?

Løsning: Eftersom halveringstiden for Cæsium er meget lang (30 år) sammenlignet med den periode, man regner med (1 dag), kan vi antage, at kildens aktivitet er konstant. Derfor fås:

$$\text{Antal henfaldne kerner} = A_0 \cdot t = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Bq} \cdot (1 \cdot 24 \cdot 3600 \text{ sek}) = 3,20 \cdot 10^9 \text{ kerner}$$

NB! Hvis tidsrummet *ikke* havde været ubetydeligt i forhold til kildens halveringstid, så måtte man først have bestemt antallet af kerner ved start,  $N_0$ , ved hjælp af formel (23) og dernæst bestemt antallet af henfaldne kerner som  $N_0 - N(t)$ , ligesom i eksempel 6.

## 9. To modeller for radioaktive henfald

I dette afsnit skal vi se to modeller, som kan hjælpe med at forstå de principper, som gælder for radioaktive henfald.

**Terninge-model:** Man kan illustrere princippet under radioaktive henfald med en terningemodel. En hel bunke terninger repræsenterer de radioaktive kerner. Med faste mellemrum slår man med alle terningerne på en gang. De terninger, der viser 6 øjne lader vi repræsentere de kerner, som henfalder. Resten er ikke henfaldet i denne omgang.

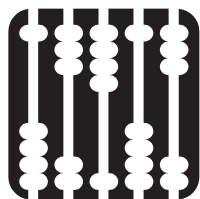
Sekserne tages ud af spillet og man slår videre med resten, etc., etc. Modellen er god til at illustrere postulatet ovenfor: For hver gang man kaster har man en bestemt sandsynlighed for at "kernen henfalder", nemlig  $1/6$ . Det er også nemt at forstå, hvorfor aktiviteten må være *proportional* med antallet af ikke-henfaldne kerner. Det svarer her til, at antallet af seksere pr. slag er proportionalt med antallet af terninger, man slår med. Det er også nemt at forstå, hvorfor aktiviteten falder, for der bliver jo færre og færre terninger at slå med.



**Popkorn-model:** Man kan også lave en model, hvor man har en gryde med majs-korn, der repræsenterer radioaktive kerner. Når majs-kornene popper skal det svare til, at kernen henfalder. Man skal dog passe på med at drive denne model for langt, for man kan ikke sige, at sandsynligheden for, at et givent majs-korn popper i løbet af sekund altid er det samme. Kornet skal først varmes godt op etc...



## 10. Tællestatistik



Henfald har altså med sandsynligheder at gøre. Det viser sig, at man må ty til den såkaldte *Poissonfordeling* for at beskrive situationen. Man kan vise, at *spredningen* eller *usikkerheden* på tællertallet er lig med kvadratroden af tællertallet. Ser man på usikkerheden på tællertallet *i forhold til* tællertallet selv, får man den såkaldte *relative usikkerhed på tællertallet*, som med nedenstående regning viser sig at være *omvendt proportional* med kvadratroden af tællertallet. Vi betegner her tællertallet med  $n$  for ikke at forveksle det med  $N$  ovenfor, som står for antallet af kerner, som endnu ikke er henfaldet!

Usikkerhed på tællertallet  $n$  (uden baggrund):  $\Delta n = \sqrt{n}$

Relative usikkerhed på tællertallet  $n$  (uden baggrund):  $\frac{\Delta n}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{n} \cdot \sqrt{n}} = \frac{1}{\sqrt{n}}$

### Eksempel 8

Hvis Tællertallet er 100, så vil usikkerheden være  $\Delta n = \sqrt{n} = \sqrt{100} = 10$  og den relative usikkerhed på tællertallet vil være  $\Delta n/n = 10/100 = 0,10 = 10\%$ . Er der derimod 10.000 tællinger, så vil usikkerheden være  $\Delta n = \sqrt{n} = \sqrt{10.000} = 100$  og den relative usikkerhed være  $\Delta n/n = 100/10.000 = 0,01 = 1\%$ .

Vi ser altså den vigtige egenskab, at den relative usikkerhed på tællertallet falder, når tællertallet stiger. Dette betyder i praksis, at vi får meget bedre tællestatistik, når tællertallet er stort, i hvilket tilfælde vi altså bedre kan stole på resultaterne! Igen er *de store tals lov* i spil. Der er en lille naturlig radioaktivitet i vore omgivelser. I mange praktiske forsøg kan man ikke undgå at denne tælles med. Man korrigerer så bagefter ved at trække baggrundstællertallet fra. Hvis der er baggrundsstråling involveret, så har man følgende udtryk for det *korrigerede tællertal* og usikkerheden på det korrigerede tællertal:

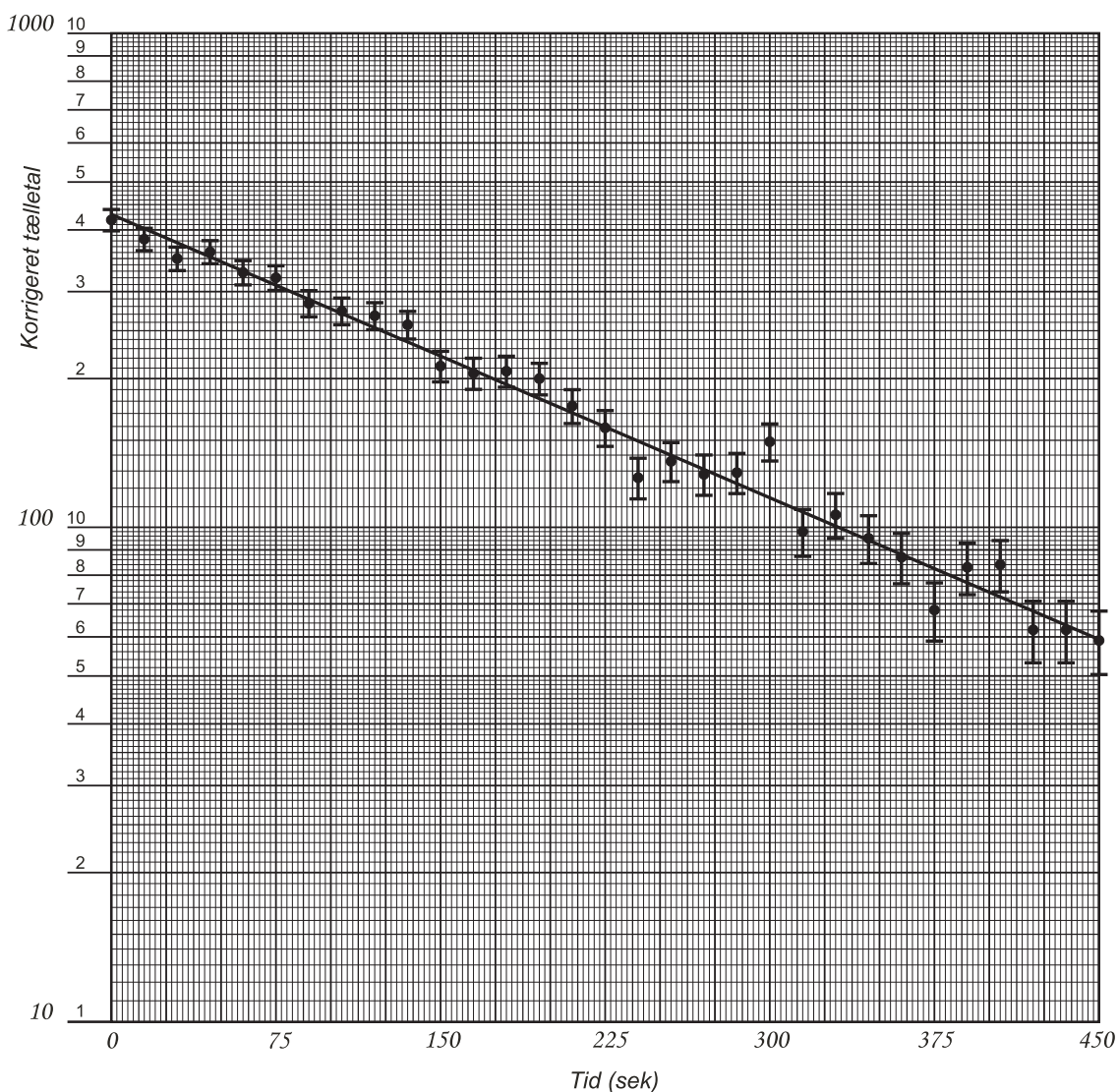
$$n_{\text{kor}} = n - n_{\text{bag}}$$

(26)

$$\Delta n_{\text{kor}} = \sqrt{n + n_{\text{bag}}}$$

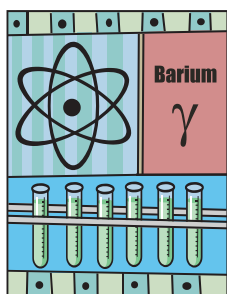
På næste side har jeg afbildet det korrigerede tællertal med *usikkerhedsfaner* på hvert målepunkt, dvs. en lodret linje fra  $n_{\text{kor}} - \Delta n_{\text{kor}}$  til  $n_{\text{kor}} + \Delta n_{\text{kor}}$ . Den bedste rette linje igennem punkterne er tegnet. Statistikken siger, at linjen skal passere igennem omkring 68% af fanerne for at man kan godtage, at der er tale om en eksponentiel udvikling. Dette ses at være tilfældet. Tællertallet er imidlertid så lille, at punkterne ikke ligger specielt tæt omkring linjen. Havde vi haft tællertal på det tidobbelte, ville punkterne med al sandsynlighed have ligget betydeligt tættere omkring linjen. Det er årsagen til, at man i forsøg i kernefysikken ofte ønsker så store tællertal som muligt, for at opnå større sikkerhed i sine konklusioner.

NB! Bemærk, at fanerne i starten syner mindre end senere, hvor tælle­tallet bliver mindre. Det modsatte er egentlig tilfældet, da usikkerheden  $\Delta n_{\text{kor}} = \sqrt{n + n_{\text{bag}}}$  aftager med  $n$ . Fænomenet skyldes, at den logaritmiske skala jo er ”strukket”, så afstande mellem små tal er relativt større end afstande mellem store tal på den logaritmiske akse. En lidt kompliceret beregning viser imidlertid, at fanernes længde omtrent er proportionale med den relative usikkerhed på tælle­tallet. Dette hænger også fint sammen med, at vi ved, at den relative usikkerhed vokser, når tælle­tallet falder.

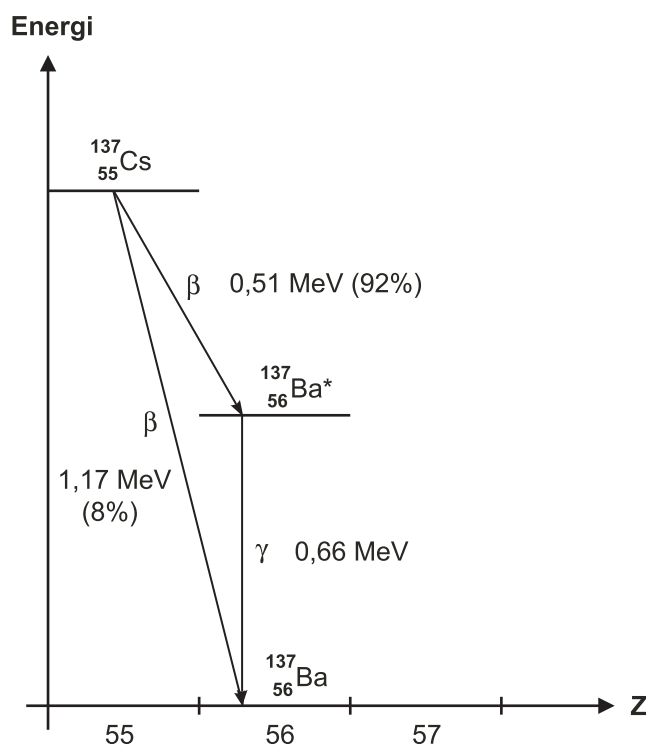


Man kan få sin graflommeregner til selv at beregne og tegne den eksponentielle graf, som bedst tilnærmer målepunkterne. Begrebet hedder *eksponentiel regression*. Gå ind i *Stat*-menuen, indtast lister over målepunkter, vælg *Grph*, tegn målepunkter med *Gph1*, vælg *Exp* (eventuelt med ”pilen” F6). Derved fås formlen for den pågældende eksponentielle funktion, samt en såkaldt *regressions-koefficient*  $r$ , som skal være tæt på 1, hvis tilnærmelsen skal være god. Tast eventuelt *Draw* for også at få tegnet regressionskurven.

## 11. Forsøg: Radioaktivt henfald af barium



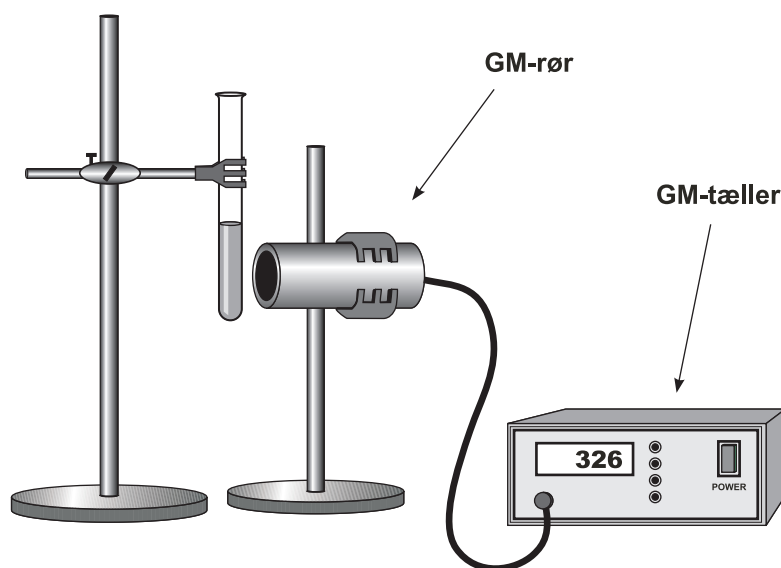
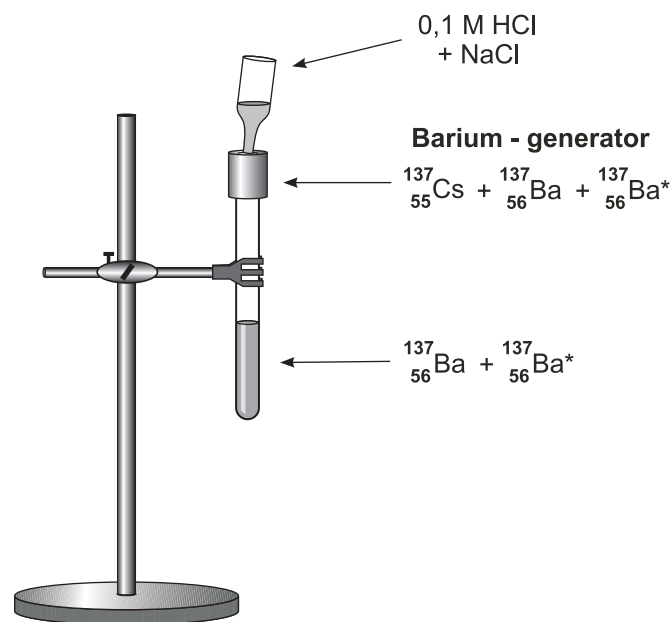
Formålet med dette forsøg er at vise, at henfaldet af Barium adlyder *henfaldsloven*, dvs. at aktiviteten aftager eksponentielt med tiden. Da det exciterede barium, vi skal undersøge, har en halveringstid på 2–3 minutter kan det ikke lade sig gøre at opbevare en kilde bestående af udelukkende dette stof. Så ville kildens aktivitet jo hurtigt aftage til 0. Heldigvis viser det sig, at man i stedet kan lave en kilde med Cæsium-137, som så henfalder til Barium. Sagen er, at Cæsium-137 er  $\beta$ -radioaktiv med en halveringstid på ca. 30 år. Dette betyder, at kilden kan ”overleve” længe. Som vi kan se af energidiagrammet nedenfor er der to måder, cæsium kan henfalde til Barium: 8% af stoffet vil henfalde direkte til barium i grundtilstanden ved udsendelse af en  $\beta$ -partikel med energien 1,17 MeV. Resten, 92%, henfalder først til barium i en exciteret tilstand ( $Ba^*$ ), under udsendelse af en  $\beta$ -partikel med energien 0,51 MeV. Det exciterede barium vil herefter lynhurtigt henfalde til grundtilstanden under udsendelse af et *gammakvant* ( $\gamma$ ) med energien 0,66 MeV. Det er henfaldet af gammastrålingen, vi er interesseret i at studere i denne øvelse.



Det er klart, at vi for at forsøget skal lykkes må have en vis mængde exciteret barium til stede ved begyndelsen og derefter skal dette barium blot henfalde; der må ikke blive tilført ny barium undervejs! Derfor må vi skaffe os af med cæsiummet, da det jo vil blive ved med at skabe ny barium, foruden at det måske også vil bevirke, at  $\beta$ -henfaldene bliver talt med. Heldigvis viser det sig, at man kan lave en såkaldt *Barium-generator*.

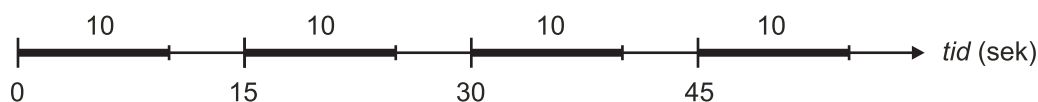
### Barium-generators virkemåde

Den lille cylinder har sit navn, fordi den kan *generere* eller *skabe* exciteret barium via henfald af cæsium, som anvist på figuren på forrige side. Faktisk opstår der efter et stykke tid en *ligevægt* i generatoren, så der dannes lige så meget exciteret barium, som der henfalder. Ved at presse noget opløsningsvæske bestående af 0,1 molær saltsyre med 1% NaCl igennem generatoren, kan man trække barium ud, *uden* at cæsiummet følger med! Væsken, der vil indeholde såvel barium i grundtilstanden som i exciteret tilstand, kan opsamles i et reagensglas. Bemærk, at det varer lidt tid før generatorens gammaaktivitet igen er oppe på fuld styrke – ligevægten skal først genetableres!



På den sidste figur er det vist, hvordan vi har fjernet bariumberegeneratoren fra opstillingen, så dens aktivitet ikke tælles med. Nu er det kun gammastrålingen fra det exciterede barium, som vi skal måle på. Dette gøres med et såkaldt *Geiger-Müller-rør*, tilsluttet en tæller. Nedenfor vil jeg kort beskrive dette rørs funktion. I øjeblikket skal du bare vide, at det kan bruges til at tælle gammakvanter med.

Når man skal måle aktiviteter, så er det egentligt en slags *øjeblikshastighed* af henfald, man er interesseret i, altså antal henfald pr. sekund. Hvis vi målte i 1 sekund i vores forsøg ville vi få et meget lille tælleantal, og tællestatistikken vil blive dårlig, som omtalt i et tidligere afsnit. Man kunne da tro, at det ville være en fordel at tælle i lang tid, men så kommer man ind i det problem, at hvis tælleperioden bliver for stor i forhold til halveringstiden (som vi ved er mellem 2 og 3 minutter), så får man ikke et ordentligt udtryk for aktiviteten, da aktiviteten i måleperioden kan nå at aftage væsentligt – man får målt en ubrugelig gennemsnitshastighed! I dette forsøg viser det sig som et godt kompromis at måle i 10 sekunder. Tælleren er bygget, så den hvert 15 sekund tæller i 10 sekunder og holder 5 sekunder ro, så man kan nå at skrive tallet op. Metoden fremgår af figuren nedenfor.



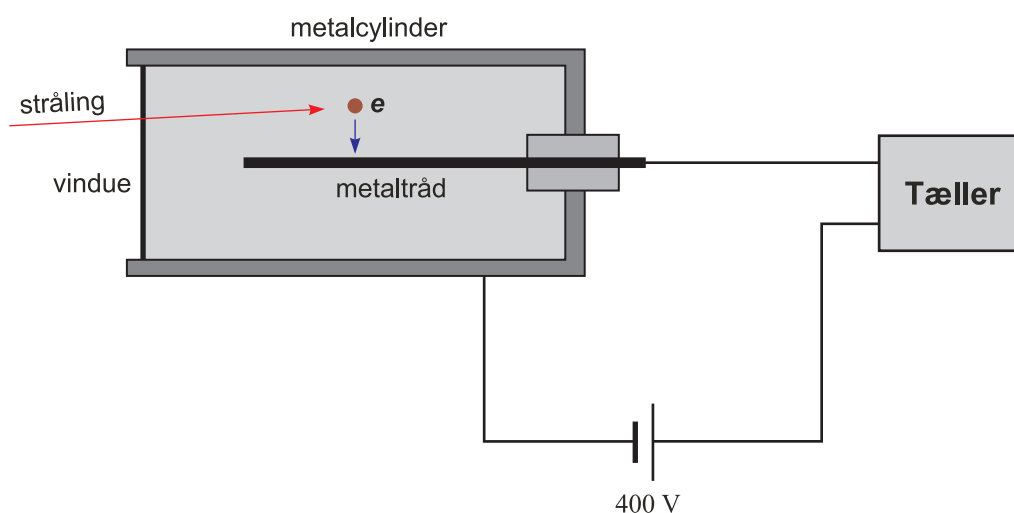
Man måler, så der i det mindste bliver tale om 2 halveringer. Man skal også huske at foretage en måling af *baggrundsstrålingen* i 10 sekunder og trække det fra tælleantallet.

$t$ (sek)	0	15	30	45	60	75	...
Tælleantal ( $n$ )							
Korrigeret tælleantal ( $n_{\text{kor}} = n - n_{\text{baggrund}}$ )							
$n_{\text{kor}} - \Delta n_{\text{kor}}$							
$n_{\text{kor}} + \Delta n_{\text{kor}}$							

Nu kan man afbilde det korrigerede tælleantal som funktion af tiden på et enkeltlogaritmisk papir, og anbringe faner på målepunkterne ved hjælp af de sidste to rækker. Hvis man kan tegne en ret linje, som passerer igennem omkring 68% af fanerne, så skulle man med god sikkerhed kunne konstatere, at der er tale om et eksponentielt henfald. Bemærk lige, at *aktiviteten* af gammastrålingen må være proportional med det korrigerede tælleantal!

## Geiger-Müller-rørets virkemåde

Et Geiger-Müllerrør med tæller er et apparat, som er i stand til at detektere (måle) radioaktiv stråling. Røret består af en cylinder, som i den ene ende har et vindue (membran), hvorigennem der kan passere stråling. Inde i cylinderen er der en gas under lavt tryk. Langs metalcylinderens akse er der en metaltråd, som er isoleret fra cylinderen. Der er en stor spændingsforskel mellem cylinder og metaltråd, og metaltråden har det højeste potentiale.



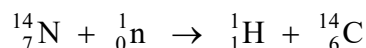
Når  $\alpha$ - eller  $\beta$ -stråling passerer igennem vinduet ind i cylinderen, så vil strålingen *ionisere* nogle få gasmolekyler langs dens bane. De således frigjorte elektroner accelereres ind mod metaltråden på grund af spændingsforskellen. Elektronerne vil på deres vej ind mod metaltråden ionisere mange flere gasmolekyler. Derved skabes der en kort elektrisk puls, som kan registreres via elektriske kredsløb i tælleren. Der går en lille *dødtid*, typisk af størrelsen 0,1 ms, før tælleren igen er klar til at registrere en ny puls. Dette betyder, at ved meget store tællehastigheder skal korrigeres tællertallene for dødtid.

GM-røret er ikke helt så effektivt overfor gammastråling, som jo er *elektromagnetisk stråling*, dvs. fotoner. Her vil kun omkring 1% af fotonerne blive registreret. Gammafotonernes ioniserende evne foregår især ved, at de frigør elektroner fra metalrørets inderside.

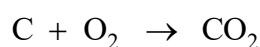


## 12. Datering ved hjælp af kulstof-14-metoden

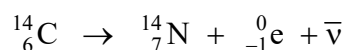
I dette afsnit skal vi se, hvordan vi kan benytte en naturligt forekommende radioaktiv isotop til at datere døde organismer. Der er kulstof i både muskeltvæv og knogler. En lille fast brøkdel af dette kulstof er den radioaktive isotop C-14 (kulstof-14). I atmosfæren sker der hele tiden en dannelse af C-14 samtidigt med, at noget C-14 henfalder. Derved er der opstået en ligevægt mellem dannelse og henfald af C-14 i atmosfæren. Dannelsen af C-14 foregår ved, at neutroner fra den *kosmiske stråling* rammer nitrogenkerner (N), der jo findes i luften i form af N<sub>2</sub>:



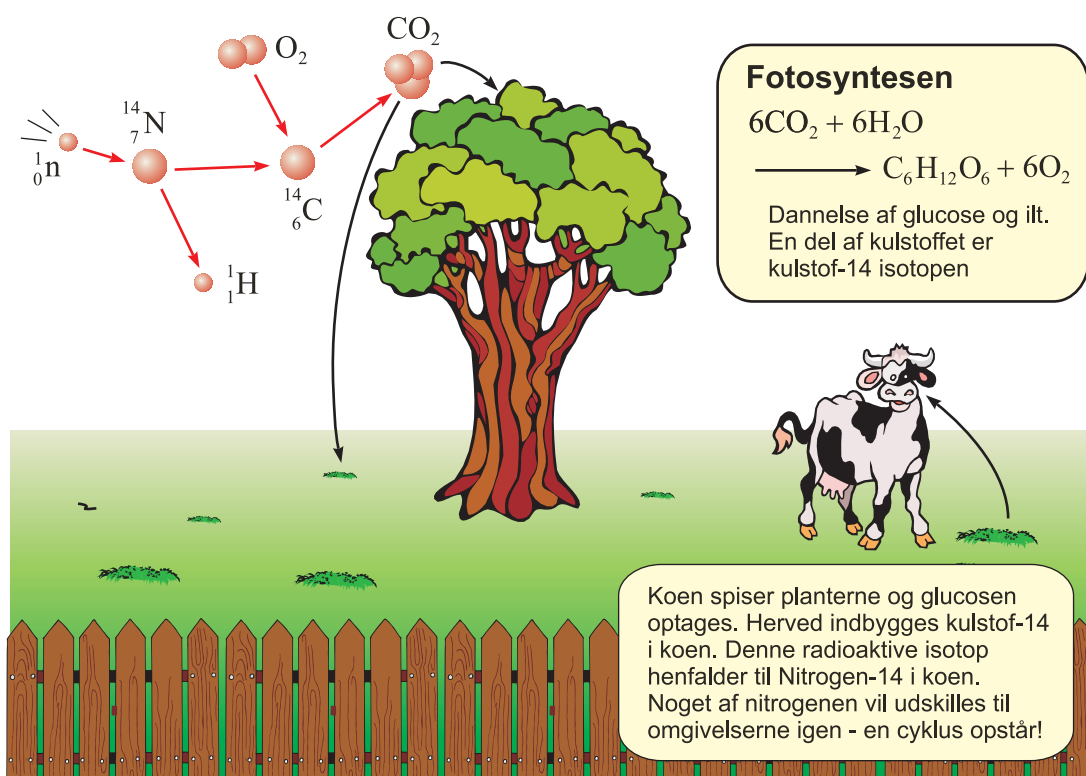
Det dannede kulstof reagerer med luftens ilt under dannelse af kulstofdioxid:



C-14 er  $\beta$ -radioaktiv:



Da C-14 har de samme kemiske egenskaber som den ikke-radioaktive kulstof-isotop C-12, indgår den på lige vilkår med C-12. Som følge heraf er der i alle levende organismer en *fast* brøkdel af kulstoffet, som er isotopen C-14. Når organismen dør, vil brøkdelen mindskes, eftersom organismen ikke længere optager nyt kulstof, mens henfaldet af C-14 i organismen fortsætter. Eftersom halveringstiden for C-14 er 5730 år, vil brøkdelen af C-14 efter 5730 år kun være halvt så stor i den døde organisme, som i en levende.



### Eksempel 9

Da man bestemte Egtvedpigens alder, målte man C-14 aktiviteten fra en prøve. Efter at have korrigeret for baggrundsstrålingen fik man et gennemsnitstalletal på 11,0 i minutet. pr. gram carbon. Det tilsvarende gennemsnitstalletal for et levende nutidsmenneske er 16,0 impulser. Hvis vi bruger formel (21) kan vi bestemme Egtvedpigens alder.

$$A(t) = A_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} \Leftrightarrow \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} = \frac{A(t)}{A_0} = \frac{11,0}{16,0} = 0,6875$$

$$\Leftrightarrow \frac{t}{T_{1/2}} \cdot \ln\left(\frac{1}{2}\right) = \ln(0,6875) \Leftrightarrow t = 5730 \text{ år} \cdot \frac{\ln(0,6875)}{\ln\left(\frac{1}{2}\right)} = 3097 \text{ år}$$

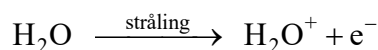
□

## 13. Absorption af radioaktiv stråling

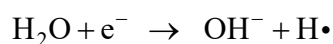
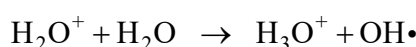
Når radioaktiv stråling rammer et stof, vil strålingen eller dele af den blive *absorberet* i stoffet. Den afsatte energi vil resultere i, at nogle atomer i stoffet vil ioniseres, dvs. der vil blive slået elektroner løs. Hvad der nærmere bestemt sker afhænger blandt andet af, hvilken stråling der er tale om, idet strålingstyperne  $\alpha$ -,  $\beta$ - og  $\gamma$ -stråling jo er vidt forskellige af natur. Førstnævnte er som bekendt *heliumkerner*, som er meget store partikler i sammenligning med betastrålingens *elektroner*. Igen er  $\gamma$ -strålingen vidt forskellig fra de to andre typer, idet der her er tale om *elektromagnetisk stråling*, dvs. består af *fotoner* med meget høj energi – typisk i størrelsesordenen MeV – som bevæger sig med lysets hastighed, men har masse 0. I afsnittet ”Absorption af gammastråling” længere fremme vil jeg redegøre for de tre processer, som kan forekomme i tilfældet med gammastråling. Ligeledes vil jeg i et skema forklare om karakteristika for såvel alfa- og beta- og gammastråling. Lad os i det følgende studere virkningerne af ioniseringerne i tilfældet, hvor strålingen rammer biologisk væv.

### Absorption i biologisk væv

Ved radioaktive udslip kan legemet blive udsat for radioaktiv stråling. Herved vil der foregå en ionisering af nogle af organismens molekyler. Der kan ske følgende:



hvorefter der kan foregå følgende:



Der er blevet dannet et *frit radikal*, dvs. en molekylestump med en fri binding. Disse frie radikaler har meget stor tendens til at lave *reaktioner*, og som følge heraf kan der

ske forandringer i cellerne, herunder cellernes DNA-molekyler. DNA-molekylerne kan dog også være udsat for direkte stråling og derved tage skade. De forskellige typer celler i legemet har forskellig følsomhed overfor ioniserende stråling. Nerve- og muskelceller har lav følsomhed, mens bloddannende celler i knoglemarven og celler i kønskirtlerne er meget sårbare. Strålingens skadelige virkning afhænger i høj grad også af strålingens type og dens energi.

### Ioniserende stråling på hospitaler

Radioaktiv stråling kan også bruges til noget positivt, nemlig indenfor hospitalsverdenen til *diagnostik* og til *behandling*. Ved sygdom i skjoldbruskkirtlen kan man for eksempel indsprøjte en forbindelse af Jod-isotopen I-131 i blodkredsløbet. I-131 udsender både  $\beta$ - og  $\gamma$ -stråling. Joden vil hurtigt blive optaget i skjoldbruskkirtlen. Kirtelvævet absorberer  $\beta$ -strålingen, mens  $\gamma$ -strålingen kan måles udenfor organismen, eftersom sidstnævnte har en stor rækkevidde. Med en såkaldt *scintillationsdetektor* kan man få et nøje billede af skjoldbruskkirtlen og herved bestemme dens størrelse og eventuelt finde syge områder. Er kirtlen forstørret kan man eventuelt uden operation fjerne en del af den ved at indsprøjte store doser I-131.  $\beta$ -strålingen har her kun en rækkevidde på ca. 1mm og kan derfor effektivt bruges til at destruere sygt eller overskydende væv. På grund af den korte halveringstid på 8 dage, vil radioaktiviteten hurtigt aftage, så patienten ikke udsættes for en for stor dosis.

### Fugekontrol og læksøgning

I gamle dage kontrollerede man fuger i byggeri ved at foretage en boreprøve. I dag kan det gøres meget nemmere ved at anbringe en radioaktiv kilde på den ene side af muren og måleudstyr på den anden side. Hvis strålingen ikke svækkes tilstrækkeligt ved passage af fugen er fugen ikke god. Hertil anvendes en Cs-137 kilde.

Radioaktive kilder kan også bruges til at finde en læk i et rør under jorden, uden at man behøver at grave røret op. Ved at lede gassen  $\text{CH}_3\text{Br}$  ned i røret, kan man registrere steder, hvor der sker en udstrømning af gassen. I gassen anvendes den radioaktive isotop Br-82.

På et tidspunkt observerede ledelsen på Suorva-dæmningen i Nordsverige, at der opstod revner i dæmningen, og at der var en mudderstrøm ved dæmningen. Man fik den mistanke, at en lækage var opstået et sted i dæmningens midte. Danske teknikere fra Isotopcentralen fik til opgave at opspore det svage punkt. Det skete ved at bore adskillige huller i dæmningens kerne og hælde en radioaktiv isotop (In-113), der indgik i en vandopløselig kemisk forbindelse, ned i hullerne ét efter ét. Når man var kommet til et område med en svaghed, kunne man registrere en øget stråling ved mudderstrømmens udløb. Man siger, at isotopen er blevet anvendt som *sporstof* (på engelsk: *tracer*). Dæmningen blev udbedret og indbyggerne i en nærliggende by kunne ånde lettet op!

## Absorption af gammastråling

Gammastråling absorberes ved tre forskellige processer: *Fotoelektrisk effekt*, *Comptonspredning* og *pardannelse*.

### Fotoelektrisk effekt

$\gamma$ -kvanter har meget høj energi – typisk af størrelsesorden MeV – og de er i stand til at løsribe stærkt bundne elektroner i atomernes *indre* skaller. Gammakvantet absorberes og dens energi går til at løsribe elektronen og give den fart, altså til kinetisk energi.

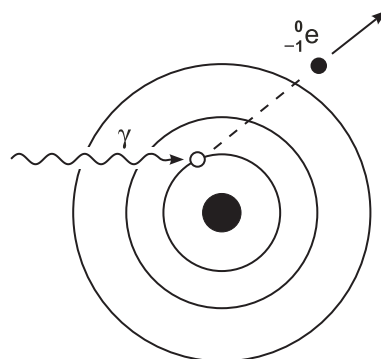
### Comptonspredning

Her rammer  $\gamma$ -fotonen en fri eller løst bundet elektron fra en *ydre* skal. Fotonen afleverer noget af sin energi til elektronen, resten udsendes i form af en ny  $\gamma$ -foton med en lavere energi end den oprindelige og dermed også med en lavere *frekvens* end den oprindelige (Husk  $E_{\text{foton}} = h \cdot f$ )!

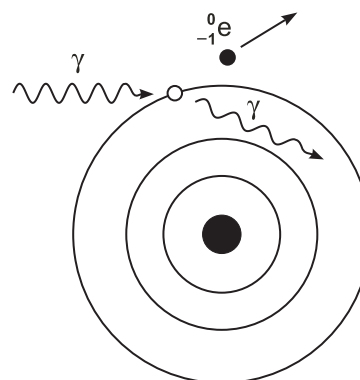
### Pardannelse

Pardannelse kan forekomme, når en foton med større energi end 1,02 MeV passerer tæt forbi en atomkerne. Der kan da ske det, at fotonen bliver omdannet til et elektron-positron par. Dette er et eksempel på, at energi kan omsættes til masse: Einstein's formel  $E = m \cdot c^2$  giver ved indsættelse af elektronens og positronens masse, at *hvileenergien* af parret netop er lig med 1,02 MeV. Hvis energien af fotonen er højere end dette tal, kan den overskydende energi gå til kinetisk energi for elektronen og positronen.

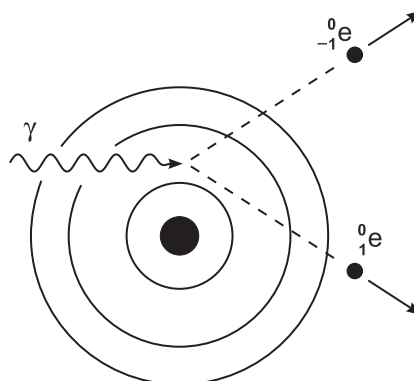
### Fotoelektrisk effekt



### Comptonspredning



### Pardannelse



<b>Karakteristika for forskellige typer radioaktiv stråling</b>		
<b>Type</b>	<b>Absorptionsprocesser</b>	<b>Rækkevidde</b>
$\gamma$ -stråling	Fotoelektrisk effekt Comptonspredning Pardannelse	$\gamma$ -fotoner kan trænge igennem selv tykke blyafskærmninger. Intensiteten af en $\gamma$ -stråle (med et stort antal fotoner) vil dog aftage eksponentielt tykkelsen af det absorberende materiale. Forklaringen er, at man for $\gamma$ -fotoners vedkommende kan gå ud fra, at der per mm. af det absorberende stof er en bestemt sandsynlighed for, at en given $\gamma$ -foton absorberes. Formler for den eksponentielt aftagende funktion: Se (28) og (30) senere.
$\alpha$ -stråling	$\alpha$ -partikler (heliumkerner) støder sammen med elektronerne i det absorberende materiales atomer/molekyler og ioniserer sidstnævnte.	En enkelt $\alpha$ -partikel kan forårsage mange tusinde ioniseringer. En $\alpha$ -partikel vil stort set ikke ændre retning ved et sammenstød med en elektron, eftersom dens masse er meget større end elektronens. Derfor vil $\alpha$ -partiklen i stoffet beskrive en bane, der stort set er retlinet. Ved hvert sammenstød mister $\alpha$ -partiklen noget kinetisk energi og standser, når den ikke har mere tilbage. $\alpha$ -partikler med samme energi vil standse efter stort set det samme antal sammenstød, og de trænger omtrent lige langt ind i stoffet. Udover partiklens energi afhænger rækkevidden af det pågældende stof. I vand "koster" en ionisering i gennemsnit 33 eV. Hvis man kender den energi, som $\alpha$ -partiklerne afsætter pr. mm. i stoffet, kan indtrængningsdybden nemt beregnes.
$\beta$ -stråling	$\beta$ -partikler (elektroner) støder sammen med elektronerne i det absorberende materiales atomer/molekyler og ioniserer sidstnævnte. En ionisering er den mest almindelige proces ved $\beta$ -energier under nogle få MeV. Ved større energier afgiver $\beta$ -partiklen også energi ved bremsestråling, som er elektromagnetisk stråling. Den opstår som følge af, at $\beta$ -partiklen bliver udsat for kraftig acceleration. Når den kommer tæt på kernen.	Da $\beta$ -partiklen har samme masse, som det den rammer, vil dens retning normalt ændre sig betydeligt efter et sammenstød. En $\beta$ -partikel vil som regel ionisere mange tusinde atomer og lave en zig-zag-bevægelse i det absorberende materiale. Indtrængningsdybden for $\beta$ -partikler med samme energi er derfor ikke nær så velbestemt, som den er for $\alpha$ -partikler. Kommer $\beta$ -partiklerne fra en radioaktiv kilde, så vil partiklerne have forskellige energier (forskellig fart) op til en vis størrelse, fordi de deler den frigjorte energi med antineutrinoen i forskellige forhold. I dette tilfælde viser det sig, at intensiteten af strålingen aftager nogenlunde eksponentielt med indtrængningsdybden (som for gammastråling), særligt hvis det absorberende lag er tyndt.

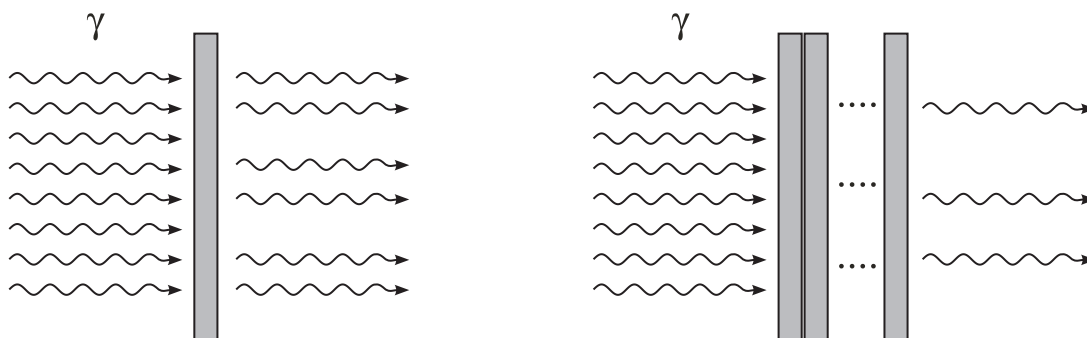
## 14. Absorptionsloven for gammastråling

Det viser sig, at der ved absorption af gammastråling i et materiale med god tilnærmelse gælder følgende:

*For en  $\gamma$  – foton med en given energi er der en bestemt sandsynlighed for, at fotonen slipper igennem 1 mm af det givne materiale.*

Lad i det følgende  $a$  ( $0 < a < 1$ ) være ”fremskrivningsfaktoren” ved passage af 1 mm af materialet. Hvis for eksempel  $a = 0,80$ , så betyder det, at 80% slipper igennem en millimeter af stoffet, mens 20% bliver absorberet deri. Er tykkelsen af materialet  $x$  millimeter, så kan vi opfatte det, som om vi har at gøre med  $x$  plader af hver 1 mm’s tykkelse, anbragt lige efter hinanden. Fremskrivningsfaktoren for 1 plade er  $a$ . Ifølge rentesregningen er fremskrivningsfaktoren for  $x$  plader lig med  $a^x$ . Hvis startintensiteten af gammastrålingen er  $I_0$ , så er intensiteten  $I(x)$  efter passage af  $x$  millimeter af stoffet altså lig med  $I_0 \cdot a^x$ . Vi ser altså, at *intensiteten aftager eksponentielt med tykkelsen af stoffet*. Man kan med differentialregning vise, at formlen gælder, selv om  $x$  ikke er et helt tal. Altså:

$$(27) \quad I(x) = I_0 \cdot a^x$$



Fremskrivningsfaktor for 1 plade:  $a$

Fremskrivningsfaktor for  $x$  plader:  $a^x$

Bemærk, at  $x$  her er omtalt som en dimensionsløs størrelse (rent tal uden enhed). Hvis man for eksempel ønsker at regne tykkelsen i cm, så skal man huske at ændre  $a$  til at være fremskrivningsfaktoren for passage af 1 cm af stoffet!

Udskifter man  $a$  med  $e^{-\mu}$ , bliver formlen (27) til:

$$(28) \quad I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

Denne formel har den fordel, at man kan lade  $x$  være angivet med enhed, når bare  $\mu$  (den *lineære absorptionskoefficient*) også har en enhed, således at  $\mu \cdot x$  bliver dimensionsløs. Halveringstykkelsen  $x_{1/2}$  kan bestemmes af formelen

$$(29) \quad x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu}$$

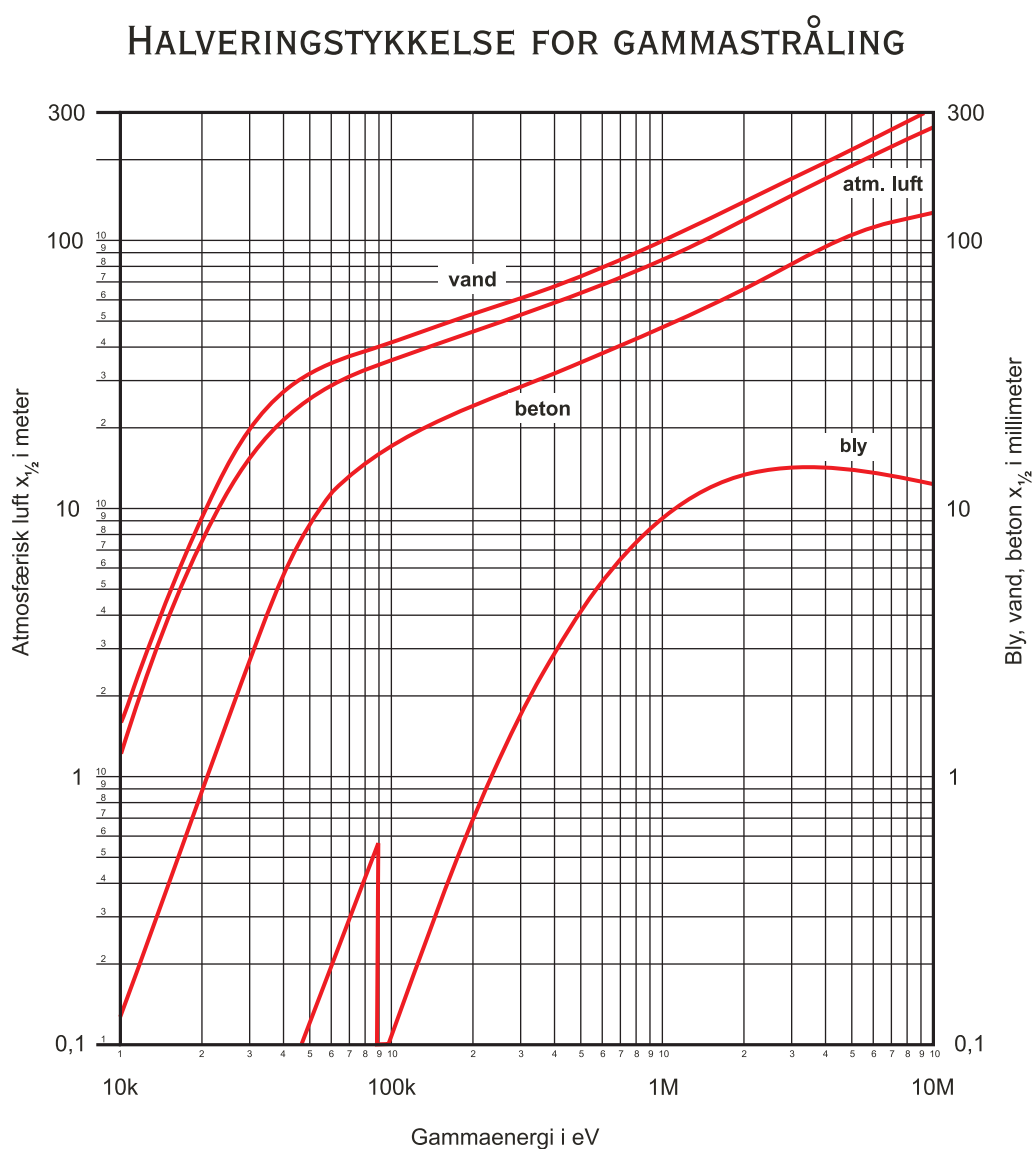
Omskrivningsfaktoren

$$\exp(-\mu \cdot x) = \exp\left[-\frac{\ln(2)}{x_{1/2}} \cdot x\right] = [\exp(-\ln(2))]^{\frac{x}{x_{1/2}}} = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{x_{1/2}}}$$

giver et andet udtryk for  $I(x)$ :

$$(30) \quad I(x) = I_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{x_{1/2}}}$$

□



### Eksempel 10

Oplysninger om halveringstykkelser for absorption af gammastråling i atmosfærisk luft, vand, beton og bly kan du finde på figuren på forrige side. Bemærk, at halveringstykkelsen i høj grad afhænger af gammastrålingens energi. Hvis vi for eksempel har en Cs-137 kilde med  $\gamma$ -energien 0,66 MeV, så skal der ifølge figuren en betonmur på 40 mm, dvs. 4 cm til at halvere intensiteten. Hvor tyk skal betonen så være, for at reducere intensiteten til 10%? Hertil benytter vi formel (30):

$$I(x) = 0,10 \cdot I_0 \Leftrightarrow I_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{x_{1/2}}} = 0,10 \cdot I_0 \Leftrightarrow \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{x_{1/2}}} = 0,10$$

$$\Leftrightarrow \frac{x}{x_{1/2}} \cdot \ln\left(\frac{1}{2}\right) = \ln(0,10) \Leftrightarrow x = x_{1/2} \cdot \frac{\ln(0,10)}{\ln\left(\frac{1}{2}\right)} = 40 \text{ mm} \cdot \frac{\ln(0,10)}{\ln\left(\frac{1}{2}\right)} = 132,9 \text{ mm}$$

□

### Eksempel 11

Alfapartikler fra radium-226 har energien 4,78 MeV, hvis henfaldet sker direkte til grundtilstanden. a) Hvor langt vil en sådan partikel trænge ind i stoffet *vand* og b) hvor mange ioniseringer vil den forårsage?

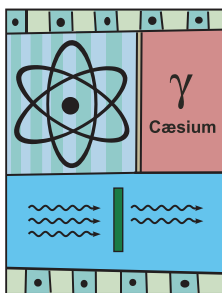
- a) Vi får her oplyst, at partikler med denne energi afsætter 100 keV/ $\mu\text{m}$ , altså for hver mikrometer reduceres  $\alpha$ -partiklens energi med 100 keV. Indtrængningsdybden  $x$  vil derfor være:

$$x = \frac{4,78 \cdot 10^6 \text{ eV}}{100 \cdot 10^3 \text{ eV}/\mu\text{m}} = 47,8 \mu\text{m} = 0,0478 \text{ mm}$$

- b) Da hver ionisering koster ca. 33 eV i vand, fås i alt

$$\frac{4,78 \cdot 10^6 \text{ eV}}{33 \text{ eV}} \approx 145.000 \text{ ioniseringer}$$

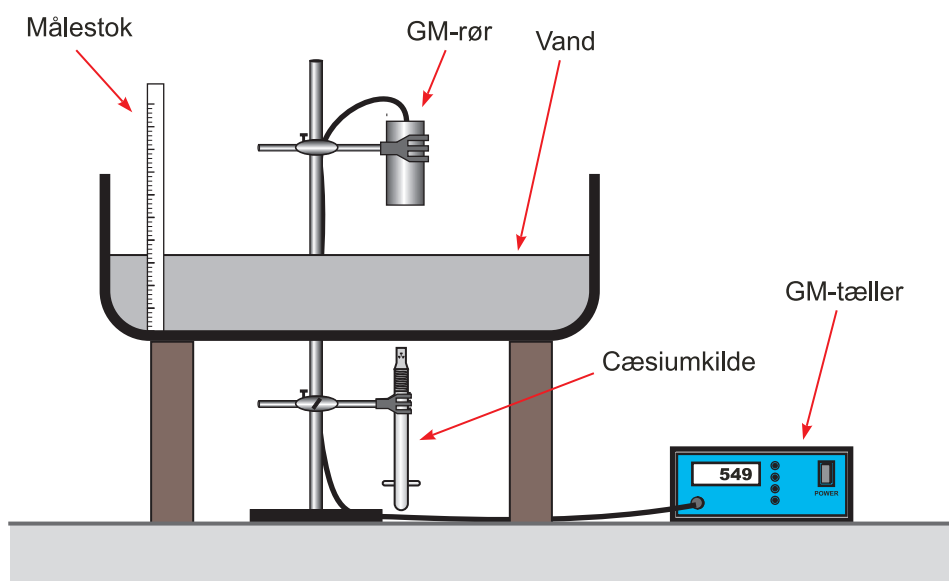
## 15. Forsøg: Absorption af gammastråling i vand



I dette forsøg studeres absorption af  $\gamma$ -stråling i vand. Mennesket består for en stor del af vand. Derfor vil resultatet af denne øvelse også sige en hel del om, hvordan strålingen absorberes i et menneske. I forsøget anbringes en Cs-137 kilde under et kar med vand. Ovenover karret anbringes et GM-rør, som tilsluttes en Geiger-Müller tæller. Kilde og GM-rør må ikke berøres under forsøget. For at få så stort tælleantal som muligt anbringes GM-røret så tæt på vandoverfalden som muligt, dog ikke tættere end at man kan påfylde så meget vand, som planlagt. Man måler nu tællinger i fx 100 sekunder for forskellige vandtykkelser.

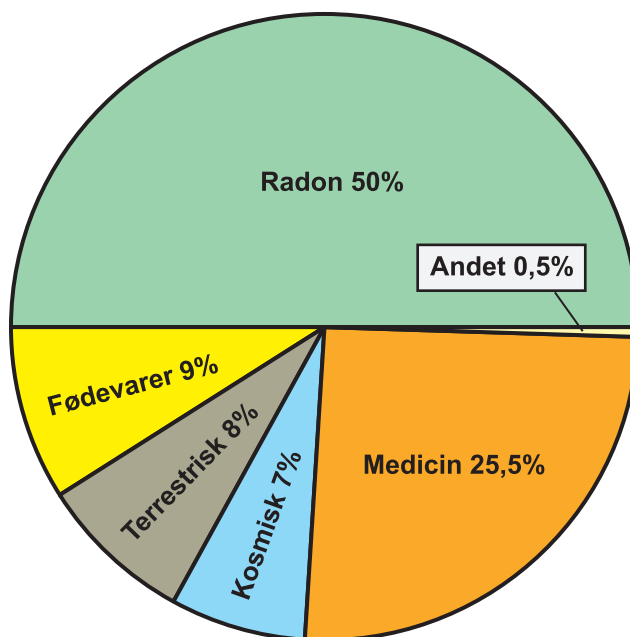


Derefter korrigeres for baggrundsstråling. Bemærk, at Cæsiums halveringstid på 30 år er så stor, at vi roligt kan gå ud fra, at aktiviteten er konstant under forsøget – i modsætning til forsøget i afsnit 11 med Barium. Det korrigerede tælleantal som funktion af vandtykkelsen  $x$  afsættes derefter på enkeltlogaritmisk papir. Man konstaterer, at der er tale om en eksponentielt aftagende funktion i overensstemmelse med formel (28). Energien af en gammafoton fra Cs-137 er som bekendt 0,66 MeV (se side 21). Ifølge figuren på side 31 skal halveringstykkelsen for gammastråling med energien 0,66 MeV gerne være omkring 8,5 cm. Prøv af aflæse om dette også passer med halveringskonstanten for din eksponentielle graf!



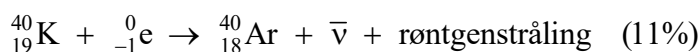
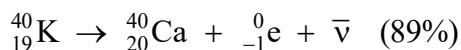
## 16. Baggrundsstråling

Mennesket udsættes dagligt for stråling fra omgivelserne. Det er stråling, vi for det meste vedkommende ikke kan undgå, og den betegnes *baggrundsstrålingen*. På næste side har jeg opdelt strålingen i seks forskellige kategorier. Den *menneskeskabte stråling* er den fra medicin, og derudover er der stråling efter atomuheld og atomprøvesprængninger. Sidstnævnte er talt med under ”andet”, som heldigvis er en lille post! Den *naturlige stråling* er den øvrige stråling, som skyldes radioaktive isotoper, der stammer fra stjerneprocesser i en fjern fortid. Isotoperne blev brugt som byggesten ved jordens skabelse for 4-5 milliarder år siden, eller også er de døtre af sådanne isotoper. En meget stor del af den radioaktivitet kan henføres til enten U-238 eller Th-232-familierne, som begge har et stort antal familiemedlemmer.



**Radon** Radon er tilstede som en del af den atmosfæriske luft, vi indånder. I indendørsluft er koncentrationen særlig stor, ca. 10 gange så stor som udenfor. Mest udsat er kælderrum med revner i gulvet, hvor radon kan sive op. Udluftning er meget vigtig. I middel er den specifikke aktivitet  $50 \text{ Bq/m}^3$  i danske boliger. I sig selv er Radon  $\alpha$ -radioaktiv, og har derfor en kort rækkevidde. Når Radon kommer ned i lungerne, vil  $\alpha$ -strålingen påvirke lungeslimhinderne. Derudover henfalder Radon til forskellige datterkerner, som selv er radioaktive. Disse faste datterprodukter kan bindes til støvpartikler og små vanddråber. Når sådanne partikler kommer ned i lungerne, kan de sætte sig fast og forårsage længerevarende bestråling.

**Fødevarer** Den væsentligste kilde til stråling fra fødevarer er K-40. 0,0118% af alt Kalium er af denne radioaktive isotop. Halveringstiden er 1,27 mia. år. K-40 findes naturligt i fødevarer. Henfaldet kan ske således:

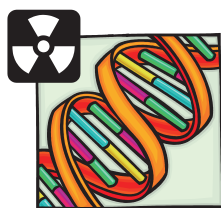


**Terrestrisk** Dette hentyder til gammastråling fra undergrund, byggematerialer etc.

**Kosmisk** Stråling fra verdensrummet, især fra solen. Strålingen bliver heldigvis reduceret meget på vej ned igennem atmosfæren.

**Medicin** Anvendelsen af stråling på hospitaler bidrager overraskende med omtrent en fjerdedel af al den stråling, et menneske gennemsnitligt modtager. Strålingsbelastningen stammer først og fremmest fra røntgenundersøgelser.

## 17. Dosimetri



Begrebet *dosimetri* dækker over teorien for, hvordan man beregner størrelsen af den radioaktive dosis for eksempel et menneske modtager. Det kan blandt andet være relevant i forskellige medicinske behandlinger, hvor der benyttes ioniserende stråling, eller ved atomuheld, hvor mennesket udsættes for særlig stor stråling.

### Absorberet dosis

Den *absorberede dosis* eller bare *dosis* betegnes med bogstavet  $D$  og hentyder til den absorberede strålingsenergi i kroppen pr. masseenhed.

$$(31) \quad D = \frac{E_{\text{abs}}}{m}$$

Enheden er derfor J/kg. I denne sammenhæng kalder man også enheden for *gray* (Gy), altså  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ .

### Dosisækvivalent

Det viser sig, at den *absorberede dosis* ikke siger alt om skadevirkningen. Strålingstyperne har nemlig vidt forskellig biologisk virkning, selv om de har samme energi.  $\alpha$ -stråling medfører i gennemsnit 20 gange så mange celledskader end røntgen-,  $\beta$ - og  $\gamma$ -stråling, ved samme absorberede dosis. Dette skyldes  $\alpha$ -partiklernes store størrelse og ladning, som resulterer i mange flere ioniseringer. Man indfører derfor lidt makabert betegnelsen *kvalitetsfaktor* for stråling:

Strålingens art	Kvalitetsfaktor $Q$
$\alpha$	20
neutron	10
$\beta$ , $\gamma$ , røntgen	1

Herefter defineres den såkaldte *dosisækvivalent*  $H$  ved:

$$(32) \quad H = Q \cdot D$$

Enheden for dosisækvivalent er derfor også J/kg, men da  $H$  udtrykker noget helt andet end  $D$ , har man valgt at give enheden for  $H$  en særlig betegnelse, nemlig *Sievert* (Sv), dvs.  $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}$ .

Beregninger af absorberede doser og dosisækvivalenter er i princippet blot ”købmandsregning”, selv om der kan være ganske meget involveret. Ofte handler det om først at bestemme hvor *mange* fotoner/partikler, der absorberes og hvis man så ganger med *energien for én partikel*, har man *den samlede absorberede energi*. For at bestemme antallet af partikler får man ofte brug for formlerne (18) – (25) i afsnit 8. Men også formlerne vedrørende absorption i afsnit 14 skal undertiden benyttes, da det jo ikke altid er alle partikler, der rammer, som også absorberes. Lad os se på et par eksempler. I det første får man direkte opgivet den absorberede energi, hvorimod man i den næste selv må regne sig frem til den.

### Eksempel 12

En person med en masse på 60 kg udsættes for en dosis  $\beta$ -stråling med energien 30 J, jævnt fordelt over kroppen. Bestem den absorberede dosis og dosisækvivalenten.

Løsning: Den absorberede dosis er blot den absorberede energi divideret med personens masse:

$$D = \frac{E_{\text{abs}}}{m} = \frac{30 \text{ J}}{60 \text{ kg}} = 0,5 \text{ Gy}$$

og dosisækvivalenten fås ved at multiplicere med kvalitetsfaktoren for  $\beta$ -stråling:

$$H = Q \cdot D = 1 \cdot 0,5 \text{ Gy} = 0,5 \text{ Sv}$$

□

### Eksempel 13

Norge og Sverige blev udsat for et betragteligt nedfald af Cs-137 og en smule Cs-134, grundet Tjernobyl-ulykken i 1986. Det betød, at rensdyrene i disse lande fik cæsium i kroppen via den lav, de spiste. Rent kemisk ligner cæsium kalium så meget, at kroppen ikke kan skelne de to stoffer fra hinanden. Begge stoffer optages i kroppens muskler. I Norge er det tilladt at sælge rensdyr med den *specifikke aktivitet* (aktivitet pr. vægtenhed) på 6000 Bq/kg. Hvor stor en dosisækvivalent får en person på 60 kg tilnærmelsesvist ved indtagelse af en bøf på 200 gram?



Løsning: Da ét kilogram kød repræsenterer en aktivitet på 6000 Bq, må bøffen på 200 g have en aktivitet på 1200 Bq. Vi antager det værst tænkelige, dvs. at cæsium optages i menneskekroppen 100%. I kroppen fås så også en aktivitet på 1200 Bq. Af formel (25) og (22) får vi:

$$k = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} = \frac{\ln(2)}{30 \text{ år}} = \frac{\ln(2)}{30 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \text{ sek}} = 7,33 \cdot 10^{-10} \text{ sek}^{-1}$$

$$N = \frac{A}{k} = \frac{1200 \text{ Bq}}{7,33 \cdot 10^{-10} \text{ sek}^{-1}} = 1,64 \cdot 10^{12} \text{ kerner}$$

Alle disse ikke-henfaldne kerner når heldigvis ikke at henfalde, idet legemet udskiller en stor del af dem, før de henfalder. Derfor taler man om en *biologisk halveringstid*, som for cæsiums vedkommende er 60 døgn. Da denne biologiske halveringstid er 180 gange så lille som halveringstiden for Cs-137 på 30 år, kan man argumentere for, at kun ca.  $1/180$  af ovennævnte kerner vil henfalde før de udskilles. Altså vil der henfalde følgende antal kerner i alt:  $\frac{1}{180} \cdot 1,64 \cdot 10^{12}$  kerner =  $9,11 \cdot 10^9$  kerner. De fleste af de udsendte gammakvanter absorberes i kroppen. Vi antager, at de alle gør det. Derved fås følgende absorberede dosis:

$$D = \frac{E_{\text{abs}}}{m} = \frac{(9,11 \cdot 10^9) \cdot (0,66 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J})}{60 \text{ kg}} = 1,61 \cdot 10^{-5} \text{ Gy}$$

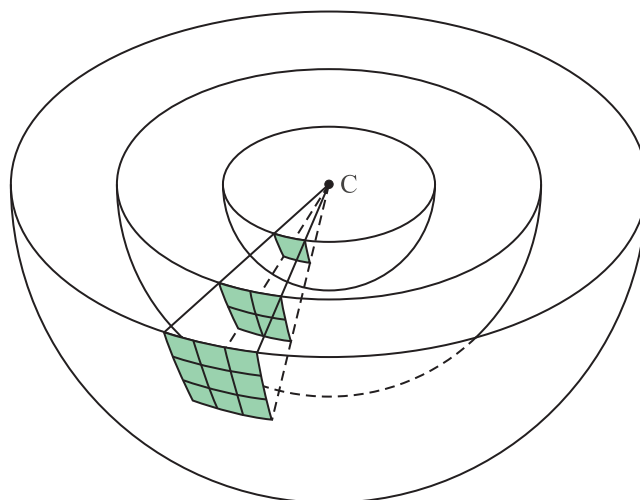
Den 2. parentes i tælleren er energien af 1 gammakvant fra Cs-137: 0,66 MeV, omregnet til enheden Joule. Vi får så følgende dosisækvivalent:

$$H = Q \cdot D = 1 \cdot 1,61 \cdot 10^{-5} \text{ Gy} = 1,61 \cdot 10^{-5} \text{ Sv} = 0,0161 \text{ mSv}$$

Dosen er overvurderet en smule. Mere præcise beregninger giver 0,0150 mSv. Dette er langt under den tilladte dosis på 5 mSv, men man bør ikke spise rensdyr hver dag.

## 18. Afstandskvadratloven

Stråling udsendes jævnt i alle retninger. Lad der være givet tre koncentriske kugler med radius henholdsvis  $r$ ,  $2r$  og  $3r$ , og lad der i det fælles centrum være anbragt en radioaktiv kilde, som vi antager *punktformig*. Det er klart, at der passerer lige meget stråling igennem de tre kugler. Da imidlertid overfaldearealet af en kugle er givet ved formlen  $A = 4\pi r^2$ , så må *strålingsintensiteten*, altså strålingsenergien pr. tid pr. areal, eller effekten pr. areal, være omvendt proportional med  $r^2$ . Strålingsintensiteten på den mellemste og den store kugle er altså henholdsvis 4 og 9 gange så lille som strålingsintensiteten på den lille kugle.



## Afstandskvadratloven

Kan en radioaktiv kilde betragtes som punktformig, så aftager strålingsintensiteten med kvadratet på afstanden fra kilden.

## 19. Forholdsregler mod bestråling



Den internationale organisation, ICRP, har opstillet en række regler for arbejde med radioaktiv stråling. Organisationen anbefaler, at den årlige ækvivalentdosis for enkeltpersoner ikke overstiger 5 mSv. For folk, som arbejder med radioaktivitet, for eksempel atomfysikere, sættes grænsen dog ved 50 mSv pr. år. I omgangen med radioaktiv stråling kan nævnes tre kodeord:

Afstand	Hold afstand til radioaktive kilder, jvf. afstandskvadratloven for punktformige kilder i afsnit 18.
Tid	Hvis aktiviteten er konstant, så er den modtagne dosis proportional med tiden, man er udsat for strålingen. Begræns derfor tiden!
Afskærmning	Afskærmning kan kraftigt reducere den modtagne stråling, jvf. afsnit 13.

Man bør være særlig påpasselig med ikke spise eller på anden måde indtage radioaktive stoffer, da det er sværere at gardere sig mod *indre stråling*. Her kan man være nødsaget til at vente på en biologisk udskillelse (se fx eksempel 13) eller vente på, at alle de radioaktive kerner er henfaldet.  $\alpha$ -stråling kan gøre særlig stor skade ved indtagelse!

### Langtidsvirkninger ved lavere doser

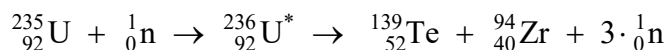
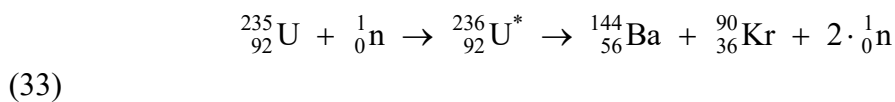
Ved lave strålingsdoser mærker personen ikke noget. Risikoen for at få kræft på et senere tidspunkt er dog øget. Det er imidlertid meget svært at forudsige, hvor meget sandsynligheden for cancer er forøget.

### Akutte strålingskader

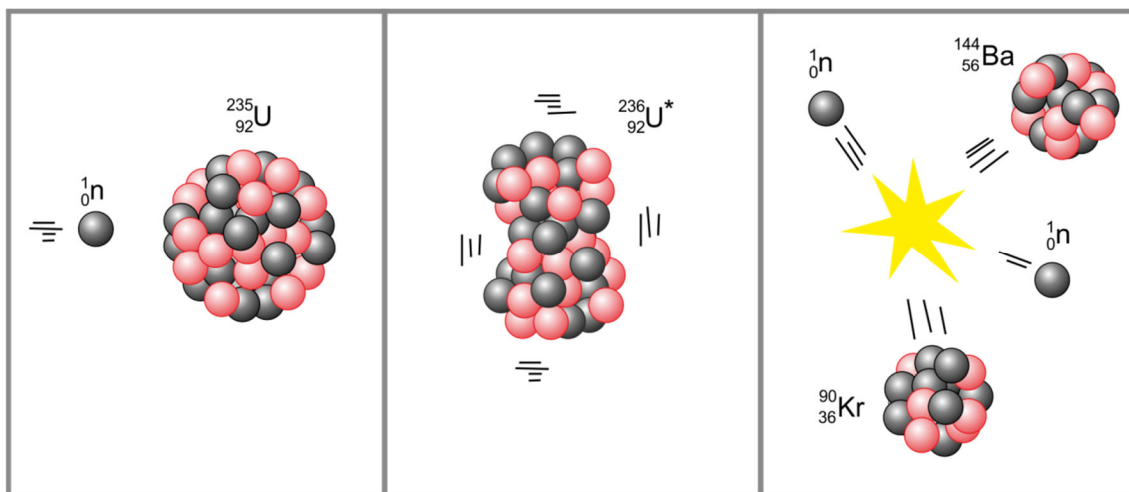
Akut strålesyge opstår ved en kortvarig og stor ækvivalentdosis på 1 Sv = 1000 mSv. Det er især de bloddannende organer og tarmenes slimhinder, som skades. Efter få timer bliver den ramte dårlig med kvalme og opkastninger. Dagen efter føler han sig rask igen, men bliver syg igen efter 2-3 uger. Antallet af blodlegemer er faldet stærkt og kroppens modstandskraft mod infektioner er nedsat. Personen bliver dog normalt rask igen efter nogen tid. Ved 3 Sv dør halvdelen efter yderligere et par uger. Ved 5 Sv dør næsten alle.

## 20. Fission og fusion

Det har vist sig, at kerner af visse tunge grundstoffer kan spaltes i mindre dele, hvorved der frigøres energi. En sådan kernespløtning kaldes *fission*. Dette fænomen blev først opdaget i 1939 af de to fysikere *Hahn* og *Strassman*. De bombarderede uran med neutroner, og efter omhyggelige kemiske analyser kom de frem til, at der var blevet skabt en radioaktiv isotop af barium. Senere opdagede man også krypton. Fysikerne *Meitner* og *Frisch* tolkede resultaterne korrekt: Uran-235 var blevet spaltet i to massive dele, kaldet spaltningsfragmenter. Siden dengang har man gjort mange flere erfaringer. Blandt andet viser det sig, at nogle kerner godt kan undergå *spontan* fission, men dette er en sjælden begivenhed. Normalt skal kernerne først bombarderes med neutroner. Det har vist sig, at U-238 skal rammes af *hurtige* neutroner for at en fission kan foregå, mens U-235 skal have *langsomme* neutroner. For U-235's vedkommende, så kan for eksempel følgende spaltninger foregå:



men også mange andre fragmenter kan tænkes. Den sidstnævnte proces har jeg illustreret på figuren nedenfor: En neutron skydes ind imod urankernen. Neutronen optages, og en såkaldt *compound-kerne* U\*-136 opstår. Den er i en meget energirig og ustabil tilstand, og kernen spaltes i to ca. lige store dele næsten øjeblikkeligt. Samtidigt skabes der 2 nye neutroner.



Fissionsfragmenterne fra fissionsprocesser vil altid have for mange neutroner i forhold til protoner. De vil derfor skille sig af med nogle af neutronerne gennem en serie af  $\beta$ -henfald, indtil en stabil kerne er opnået. Overskuddet af neutroner forklarer i øvrigt også, hvorfor 2 eller 3 neutroner frigives under selve fissionsprocessen. Niels Bohr sammenlignede kernen med en *væskedråbe*, hvor overfladespændingen er et billede på kernekræfterne, der forsøger at holde sammen på kernens bestanddele. I den ustabile

fase med compoundkernen er dråben i voldsom bevægelse og på et tidspunkt deles dråben i to, da overfladespændingen ikke længere kan holde sammen på dråben.

## Massedefekt og bindingsenergi for en kerne

En af de største fysikere igennem tiderne var den tyske fysiker *Albert Einstein* (1879–1955). Han viste ud fra meget generelle overvejelser, at masse og energi er nært forbundne. Enhver masse  $m$  svarer nemlig til en energi  $E$ , efter følgende formel:

$$(34) \quad E = m \cdot c^2$$

hvor  $c$  er lysets hastighed. Det viser sig, at summen af masserne af de protoner og neutroner, som udgør kernen, er større end massen af selve kernen,  $m_{\text{kerne}}$ . Forskellen i masse betegnes *massedefekten*,  $m_{\text{defekt}}$ . Man kan forklare den forøgede masse ved at sige, at *energi er blevet til masse*. Det koster energi at løsrive kernens bestanddele fra hinanden, nemlig kernens såkaldte *bindingsenergi*,  $E_b$ . Til gengæld har man fået mere masse ud af det. På tilsvarende måde får man energi foræret, hvis de enkelte protoner og neutroner samles til en kerne. Vi kan opskrive følgende udtryk for massedefekten, idet  $Z$  som sædvanlig angiver antal protoner og  $N$  angiver antal neutroner:

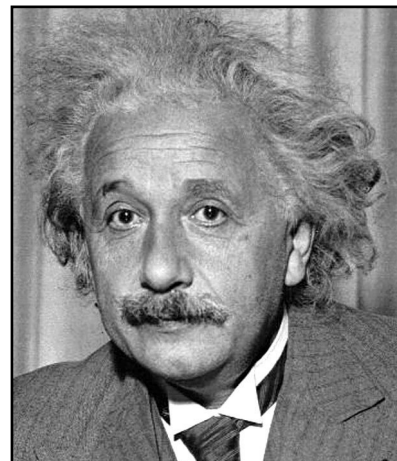
$$(35) \quad \begin{aligned} m_{\text{defekt}} &= Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_{\text{kerne}} \\ &= (Z \cdot m_p + Z \cdot m_e) + N \cdot m_n - (m_{\text{kerne}} + Z \cdot m_e) \\ &\approx Z \cdot m_H + N \cdot m_n - m_{\text{atom}} \end{aligned}$$

I det 2. lighedstegn har vi blot lagt  $Z$  elektron-masser til og trukket dem fra igen. Tankegangen i den tredje linje er løst sagt følgende: Tilsyneladende er summen af masserne af de  $Z$  protoner og de  $Z$  elektroner lig med massen af  $Z$  hydrogen atomer, og tilsyneladende er summen af kernens masse og de tilhørende elektroners masse lig med atomets masse. Det er imidlertid ikke helt korrekt, for der er også noget, der hedder bindingsenergi for elektroner! Elektronernes bindingsenergier er imidlertid meget små sammenlignet med kernens bindingsenergi – typisk en million gange så små, så vi ser bort fra dem. Derved bliver det sidste udtryk kun en approksimation, men rigelig god til os.

### Eksempel 14

Lad os kigge på et eksempel, nemlig massedefekten for Krypton-90. I databogen aflæser vi atomets masse til 89,919517 u. Her finder vi også hydrogens masse til 1,007825032 u, samt en neutrons masse til 1,008664916 u.

$$(36) \quad \begin{aligned} m_{\text{defekt}} &\approx Z \cdot m_H + N \cdot m_n - m_{\text{atom}} \\ &= 36 \cdot 1,007825032 \text{ u} + (90 - 36) \cdot 1,008664916 \text{ u} - 89,919517 \text{ u} \\ &= 0,83008961 \text{ u} \end{aligned}$$

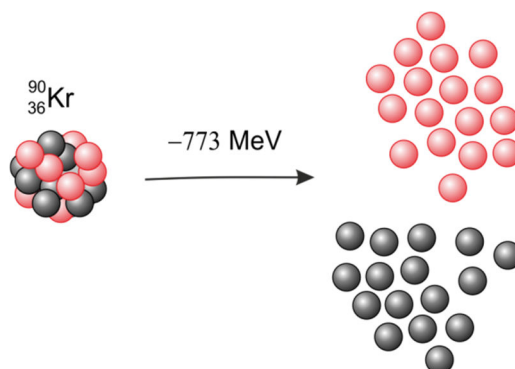




Kernens bindingsenergi får endeligt ved at bruge Einsteins formel:

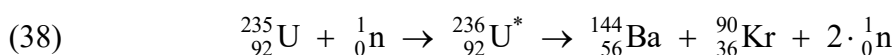
$$\begin{aligned}
 E_b &= m_{\text{defekt}} \cdot c^2 \\
 &= 0,83008961 \text{ u} \cdot (299792458 \text{ m/s})^2 \\
 &= 1.238841592 \cdot 10^{-10} \text{ J} \\
 &= 773,2237679 \text{ MeV}
 \end{aligned}
 \tag{37}$$

Nu regnede vi den ud, men kernens bindingsenergi kan faktisk også aflæses direkte i databogen:  $E_b = 773,2242 \text{ MeV}$ , så vores værdi er uhyre tæt på!



## Q-værdien for en kerneprocess

I sidste underafsnit kiggede vi på energiregnskabet ved en tænkt proces, hvor en enkelt kerne adskilles i dens bestanddele. Nu vil vi kigge på energiregnskabet for en rigtig kerneprocess, og vi vil som eksempel kigge på den første fissionsproces på side 39:



Der er to måder, hvorpå man kan løse opgaven med at finde den frigjorte energi. Vi kigger på et eksempel med hver metode.

### Eksempel 15 (Metode 1)

Her findes differensen mellem masserne på højre og venstre side, betegnet  $\Delta m$ , og derefter bruges blot Einsteins formel. Da databogen imidlertid giver atommasserne for de forskellige isotoper og ikke kernemasserne, så trækker vi  $Z$  elektron-masser fra hver atommasse. Herved begås dog en lille fejl, da elektronerne også har bindingsenergi, men de er forsvindende små sammenlignet med bindingsenergiene i kernen. Dem ser vi altså bort fra. Det skal lige nævnes, at elektronernes bidrag går ud i mange processer. Der er dog processer, hvor de ikke går ud (se eksempel 17), hvorfor man principielt altid bør have dem med i beregningerne.

$$\begin{aligned}
 \Delta m &= (m_{\text{Ba}144} - 56 \cdot m_e) + (m_{\text{Kr}90} - 36 \cdot m_e) + 2 \cdot m_n - (m_{\text{U}235} - 92 \cdot m_e) - 1 \cdot m_n \\
 &= m_{\text{Ba}144} + m_{\text{Kr}90} + 2 \cdot m_n - m_{\text{U}235} - 1 \cdot m_n \\
 &= 143,922953 \text{ u} + 89,919517 \text{ u} + 2 \cdot 1,008664916 \text{ u} \\
 &\quad - 235,0439299 \text{ u} - 1,008664916 \text{ u} \\
 &= -0.19279498 \text{ u}
 \end{aligned}
 \tag{39}$$

Hvorefter den frigjorte energi beregnes ved Einsteins formel med negativt fortegn:

$$(40) \quad \begin{aligned} Q &= -\Delta m \cdot c^2 = 0.19279498 \text{ u} \cdot (299792458 \text{ m/s})^2 \\ &= 2,877309113 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 179,58743 \text{ MeV} \end{aligned}$$

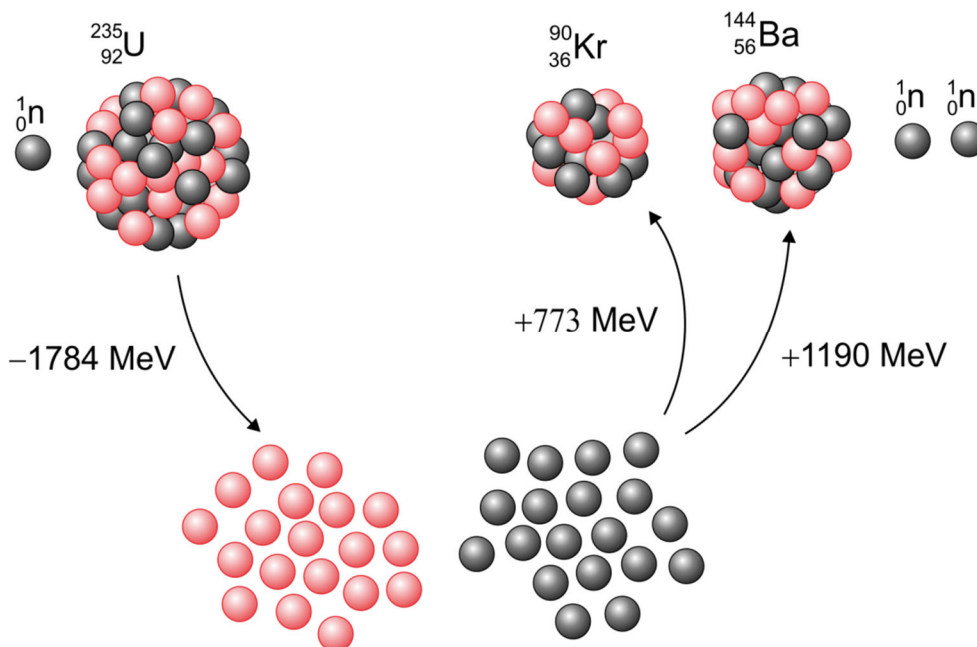
Så der frigøres altså 179,6 MeV ved hver fissionsproces.

### Eksempel 16 (Metode 2)

Den anden metode består i at benytte bindingsenergiene til at bestemme den frigjorte energi. Bindingsenergiene for de tre kerner findes direkte i databogen. Så det er altså ikke nødvendigt at bruge metoden i eksempel 14 til at bestemme dem! De løse neutroner har naturligvis ingen bindingsenergi, så dem kan vi se bort fra! Tankegangen i energiregnskabet fremgår af figuren nedenfor: Det koster bindingsenergien for Uran at skille kernen i dens bestanddele. Dernæst får vi bindingsenergiene for Krypton og Barium forærende, når vi samler de relevante nukleoner til Krypton og Barium.

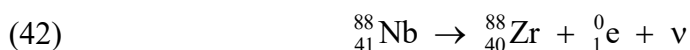
$$(41) \quad \begin{aligned} Q &= E_{b,\text{Ba}144} + E_{b,\text{Kr}90} - E_{b,\text{U}235} \\ &= 1190,22768 \text{ MeV} + 773,2242 \text{ MeV} - 1783,863145 \text{ MeV} \\ &= 179,588735 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Vi ser, at vi får så godt det samme som ved metode 1. At det ikke er helt den samme værdi skyldes som tidligere nævnt, at vi ser bort fra elektronernes bindingsenergi.



### Eksempel 17

Som omtalt i eksempel 15 er der situationer, hvor det går galt, hvis man glemmer at regne elektron-masserne med i regnestykket for  $\Delta m$ . Det sker i  $\beta^+$ -processer. Et eksempel:



Lad os udregne massetilvæksten:

$$(43) \quad \begin{aligned} \Delta m &= (m_{\text{Zr}88} - 40 \cdot m_e) + m_e - (m_{\text{Nb}88} - 41 \cdot m_e) \\ &= m_{\text{Zr}88} - m_{\text{Nb}88} + 2 \cdot m_e \\ &= 87,910227 \text{ u} + 87,91833 \text{ u} + 2 \cdot 0,000549 \text{ u} \\ &= -0,007006 \text{ u} \end{aligned}$$

hvilket giver følgende  $Q$ -værdi:

$$(44) \quad \begin{aligned} Q &= -\Delta m \cdot c^2 = 0,007006 \text{ u} \cdot (299792458 \text{ m/s})^2 \\ &= 1,04557 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 6,52590 \text{ MeV} \end{aligned}$$

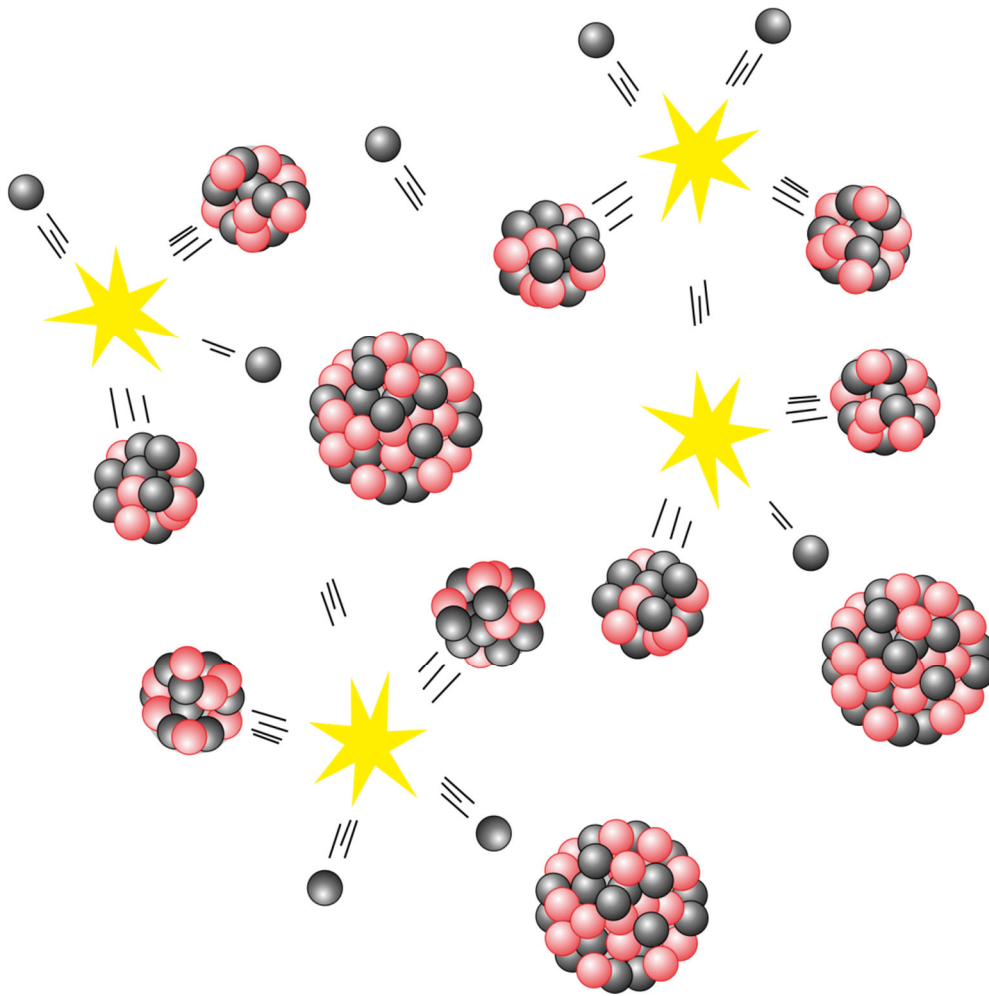
Så processens  $Q$ -værdi er 6,53 MeV. Vi har her benyttet, at positronens masse er lig med elektronens masse.

### Kædereaktioner

Ved hver spaltning af en urankerne frigøres der 2-3 neutroner. De kan bruges til at bombardere andre urankerner med. Det viser sig, at ikke alle de frigivne neutroner skaber fission, selv om de rammer en anden urankerne. Der kan nemlig ske tre ting:

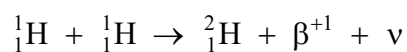
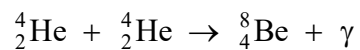
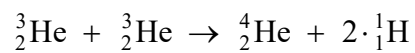
- Neutronen *spredes* på urankernen, dvs. neutronen fortsætter efter mødet, dog ofte med reduceret energi.
- Neutronen absorberes i urankernen, men bliver der (kaldes *indfangning*), hvorefter kernen efterhånden vil henfalde under udsendelse af gamma-og betastråling.
- Neutronen absorberes og forårsager fission.

Afgørende for at en kædereaktion kan foregå er, at der for det første er tilstrækkelig med uran tilstede: man skal have nået den *kritiske masse*, som for U-235 er ca. 5 kg. Men tilfælde c) ovenfor skal også ske ofte nok. Det viser sig imidlertid, at neutronens energi, og dermed *hastighed*, har kraftig indflydelse på sandsynlighederne for de tre processer ovenfor. Hvilken isotop, U-238 eller U-235, man har med at gøre er også væsentligt. For at gøre en lang forklaring kort, så viser det sig, at man kan sætte en kædereaktion i gang, hvis man anvender en *moderator* i forbindelse med *naturligt* uran (til atomreaktor) eller hvis man *beriger* uranen, dvs. forøger den procentvise andel af U-235, der forekommer i naturligt forekommende uran (til atombombe). En moderator er et stof, som er i stand til at sænke neutronernes hastighed.

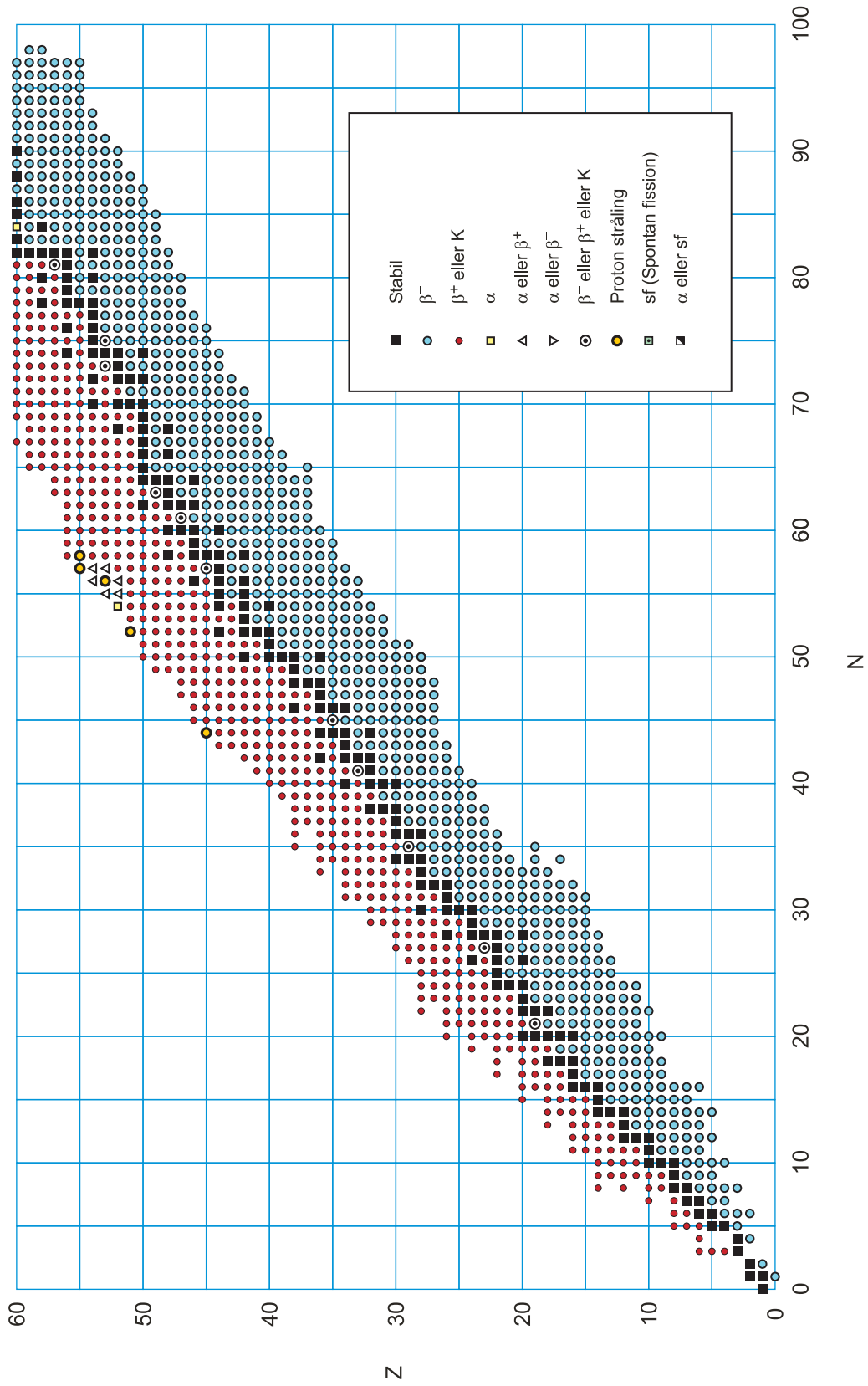


## Fusion

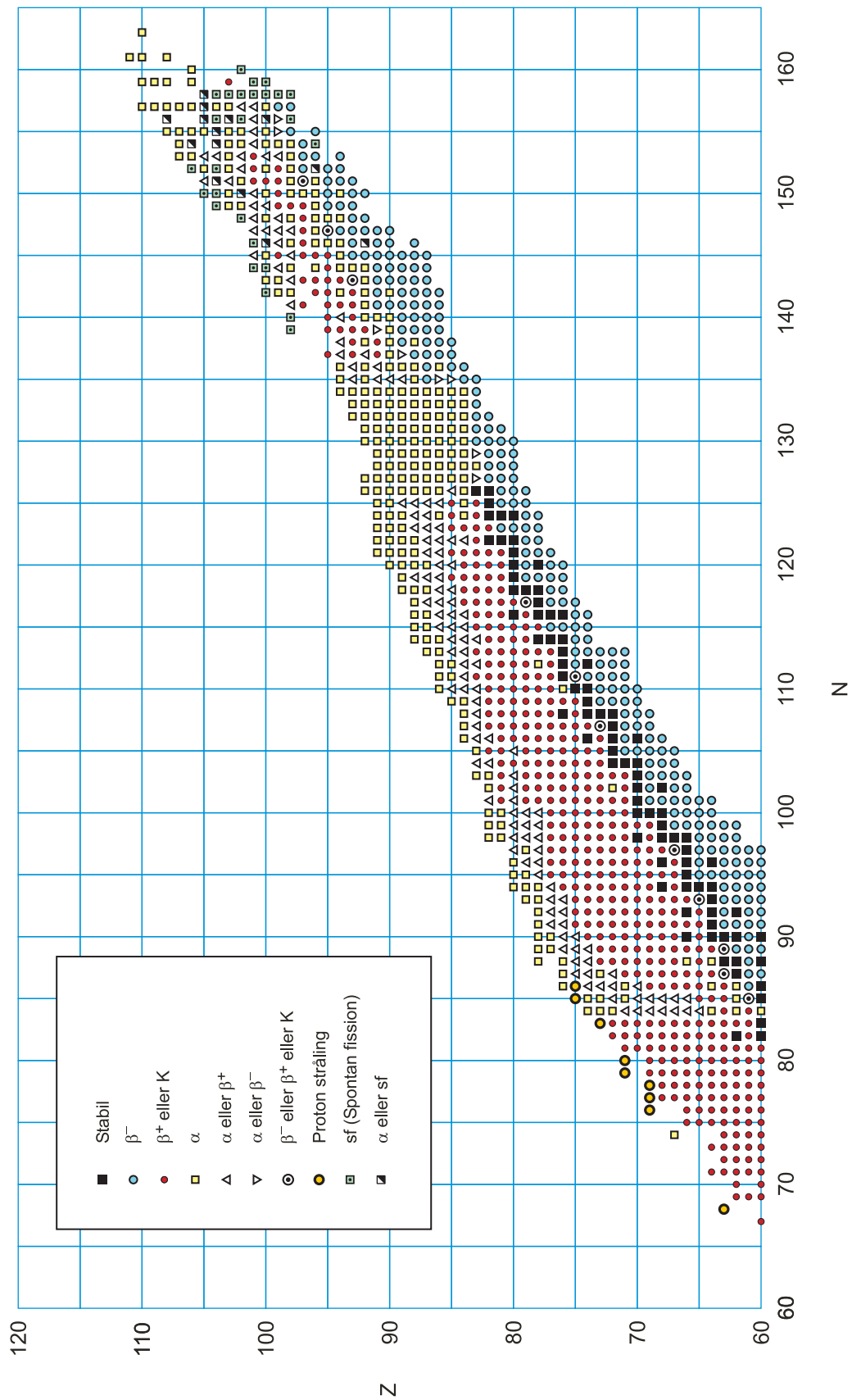
Fusion er i princippet det modsatte af en fission, idet to kerner her *smelter sammen* og danner en kerne med normalt et højere atomnummer. Denne type reaktion er faktisk helt naturlig, idet den foregår i stjernernes indre kerne. Uden den ville solen være udslukt, og alt liv på Jorden være umulig. Ligesom ved fissionsprocesser frigøres der ved fusionsprocesser også store energimængder. Ved en fusion er det normalt nogle meget lette kerner, som smelter sammen. Vi skal ikke gå længere ind på dette område, men bare nævne et par eksempler på fusionsprocesser:



# KERNEKORT



# KERNEKORT



## Opgaver

I denne opgavesektion har jeg nummereret opgaverne, så det afsnit, de hører til, står foran kommaet. Opgave 12.3 er altså opgave 3 til afsnit 12. Lidt sværere opgaver angives med en stjerne\*.

### Opgave 6.1

Opskriv henfaldet for nedenstående radioaktive kerner. Angiv om datterkernen er stabil. Hvis ikke, skal du *ikke* opskrive de videre henfald. Anvend kernekort og det periodiske system.

- a)  ${}_{39}^{90}\text{Y}$       b)  ${}_{55}^{137}\text{Cs}$       c)  ${}_{86}^{220}\text{Rn}$       d)  ${}_{92}^{238}\text{U}$   
e)  ${}_{84}^{218}\text{Po}$       f)  ${}_{6}^{14}\text{C}$       g)  ${}_{11}^{22}\text{Na}$  ( $\beta^+$ -proces)      h)  ${}_{48}^{109}\text{Cd}$  (capture (K))

### Opgave 6.2

Isotopen  ${}_{88}^{225}\text{Ra}$  giver anledning til *kaskadehenfald*, dvs. en række af henfald. Opskriv samtlige henfald i kæden. Gå ud fra, at  ${}_{88}^{225}\text{Ra}$  *ikke* giver spontan fission! Hvad er det stabile slutprodukt?

### Opgave 6.3

Opskriv de første 4 reaktioner i henfaldskæden for plutonium-isotopen  ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ .

### Opgave 6.4

Polonium-218 er datter af en kerne, hvilken? Faktisk tilhører isotopen en af de fire radioaktive familier: *Uran-familien*, *Actinium-familien*, *Thorium-familien* og *Neptunium-familien*. Hvilken familie og hvad er den helt oprindelige moderkerne?

### Opgave 6.5

Ved et  $\alpha$ -henfald skabes Ra-215. Hvad er moderkernen?

### Opgave 6.6

Find i et kernekort den stabile kerne, der har det højeste atomnummer. Hvilken radioaktiv kerne kan efter en række henfald omdannes til denne kerne?

**Opgave 7.1**

Isotopen  ${}_{83}^{212}\text{Bi}$  er blandt andet  $\alpha$ -radioaktiv med energien 6,09 MeV.

- Hvor stor er  $\alpha$ -partiklens kinetiske energi regnet i Joule?
- Hvad er  $\alpha$ -partiklens hastighed?

**Opgave 7.2**

Radon-isotopen  ${}_{86}^{222}\text{Rn}$  er  $\alpha$ -radioaktiv. Find  $\alpha$ -partiklens energi i databogen og bestem derefter dens hastighed.

**Opgave 7.3**

Hvilken slags stråling er hurtigst:  $\alpha$ -,  $\beta$ - eller  $\gamma$ -stråling?

**Opgave 8.1**

Halveringstiden for Cs-137 er 30 år. Hvor stor en del af de radioaktive kerner vil der være tilbage i kilden efter a) 30 år? b) 120 år? c) 155 år?

**Opgave 8.2**

Halveringstiden for Cs-137 er 30 år. Hvor lang tid går der, før aktiviteten af en Cs-137 kilde er nede på 2% af dens aktivitet ved start?

**Opgave 8.3**

En beholder til opbevaring af radioaktivt affald indeholder 0,5 g Pu-239. Beregn restmængden af Pu-239 i beholderen til de angivne tidspunkter:

Tid i år	Restmængde i g
1	
100	
10.000	
1.000.000	
100.000.000	

**Opgave 8.4**

Aktiviteten for et radioaktivt stof aftager med 90% på 15,95 minutter. Hvad er stoffets halveringstid?



**Opgave 8.5**

Sr-90 er beta-radioaktiv. Find dens halveringstid i databogen og bestem derefter henfaldskonstanten.

**Opgave 8.6\***

Naturligt uran består af 99,3% U-238 og 0,7% U-235. Isotoperne har halveringstid henholdsvis  $4,5 \cdot 10^9$  år og  $7,1 \cdot 10^8$  år. Antag, at de to isotoper var lige hyppige, da vort solsystem blev dannet. Brug henfaldsloven til at beregne solsystemets alder udfra denne antagelse.

**Opgave 8.7**

En radiumkilde indeholder Ra-226 og har en aktivitet på  $3,4 \cdot 10^9$  Bq.

- Aflæs kildens halveringstid i databogen.
- Bestem antallet af (ikke-henfaldne) radioaktive kerner i kilden.
- Hvor stor er massen af det radioaktive materiale?
- Hvornår er kildens aktivitet faldet til  $10^8$  Bq?

**Opgave 8.8\***

I dag udgøres 0,0118% af naturligt kalium af K-40, som halveres på  $1,27 \cdot 10^9$  år. Resten er K-39, som er stabilt.

- Hvor mange K-40 kerner er der i et kg kalium?
- Hvor mange K-39 kerner er der?
- Hvor mange procent udgjorde K-40 ved Jordens dannelse for 4,5 mia år siden?

**Opgave 8.9**

Radonindholdet i en luftprøve fra et kælderrum skal undersøges. Rn-222 har halveringstiden 3,82 dage. I en kubikmeter af luften er aktiviteten af Rn-222 på 100 Bq.

- Bestem henfaldskonstanten.
- Hvor mange radon-kerner er der?
- Hvor lang tid går der, før aktiviteten er nede på 20 Bq.

**Opgave 8.10**

En Cobalt-kanon på et hospital indeholder 43 g Co-60. Hvor mange atomer er der i kanonen?

**Opgave 8.11\***

En radioaktiv kilde består af stoffet Am-241 og har en aktivitet på  $3,9 \cdot 10^5$  Bq.

- Hvilken type radioaktivitet er der tale om?
- Hvor meget vejer det radioaktive stof?

**Opgave 8.12**

Den radioaktive isotop Ba-137 har en halveringstid på 2,6 min. En radioaktiv prøve af stoffet har en aktivitet på  $4,0 \cdot 10^5$  Bq.

- Bestem antallet af radioaktive kerner?
- Hvor mange kerner er henfaldet efter 15 minutter?

**Opgave 8.13**

En radioaktiv kilde bestående af U-238 med en halveringstid på 4,5 mia. år og har en aktivitet på  $5,9 \cdot 10^7$  Bq. Hvor mange kerner er henfaldet efter 1 dag?

**Opgave 8.14\***

Bestem aktiviteten fra 1 g U-238.

**Opgave 10.1**

Beregn både den (absolutte) usikkerhed og den relative usikkerhed på nedenstående tælleletal, der er uden baggrundstælleletal.

- a) 40    b) 400    c) 40.000

**Opgave 10.2**

Beregn usikkerheden på tælleletal, når det totale tælleletal er på 1200 tællinger og baggrunden er på 20 tællinger.

**Opgave 12.1**

På bopladsen Qilakitsoq i Grønland har man fundet en mumie af en dreng, og man har siden bestemt mumiens alder ved hjælp af C-14-metoden. En prøve af mumien gav 82% af det tælleletal pr. g carbon, som man ville få med en tilsvarende prøve af levende materiale. Hvor gammel er mumien?

### Opgave 12.2

I Reykjavik på Island findes de såkaldte Fossvogur lag, der er 3-4 m tykke. Lagene indeholder muslingeskaller fra flere forskellige arter af muslinger. Disse muslinger findes også ved Islands kyster i dag. Man antager derfor, at aflejringerne er sket ved havtemperaturer omtrent som i dag. Der er skurestriber og moræner over Fossvogur lagene, hvilket viser, at lagene senere har været dækket af is. Spørgsmålet er, om lagene kan føres tilbage til den sidste mellemistid Eem-tiden for 100.000-120.000 år siden, eller om de stammer fra den varme Allerød tid for ca. 11.000 år siden, for derefter at blive dækket af is i den kolde Yngre-Dryas-periode, som markerer afslutningen på istiden. Man fjernede først de yngre lag fra muslingeskallerne ved en ætsning. Derefter udtrak man kulstof fra de indre lag. Ved en accelerator-metode lykkedes det at vise, at kulstof-14 indholdet er ca. 24% af det oprindelige indhold. Afgør, om lagene fra Eem-tiden eller fra Allerød-perioden!

### Opgave 13.1

Hvad sker der, når man siger, at radioaktiv stråling absorberes i et menneske? Nævn forskelle på de tre hovedtyper: Alfa-, beta- og gammastråling. Hvordan kan gammastråling absorberes?

### Opgave 14.1

Halveringstykkelser for 500 KeV gammastråling er 4 mm i bly. Hvor stor en brøkdel af gammakvanterne slipper igennem en blyafskærmning på 20 cm? Hvor stor er den lineære absorptionskoefficient?

### Opgave 14.2

Det oplyses, at den radioaktive isotop thorium-232 udsender gammakvanter med en energi på 63,8 keV.

- Bestem ud fra figuren på side 31 i denne note halveringstykkelser for ovenstående  $\gamma$ -stråling i henholdsvis bly og atmosfærisk luft.
- Hvor stor en del af strålingen vil passere igennem en blyafskærmning på 2 mm?
- Hvor stort et lag atmosfærisk luft skal der til, for at strålingen bliver reduceret tilsvarende som under b)?

### Opgave 14.3

Den radioaktive isotop Ra-226 udsender  $\gamma$ -stråling. Det oplyses, at energien af et gammakvant er 186 keV.

- Aflæs derefter halveringstykkelser for gammastrålingen i vand på side 31 i noten.
- Hvor stor en brøkdel slipper igennem et vandlag på 10 cm?

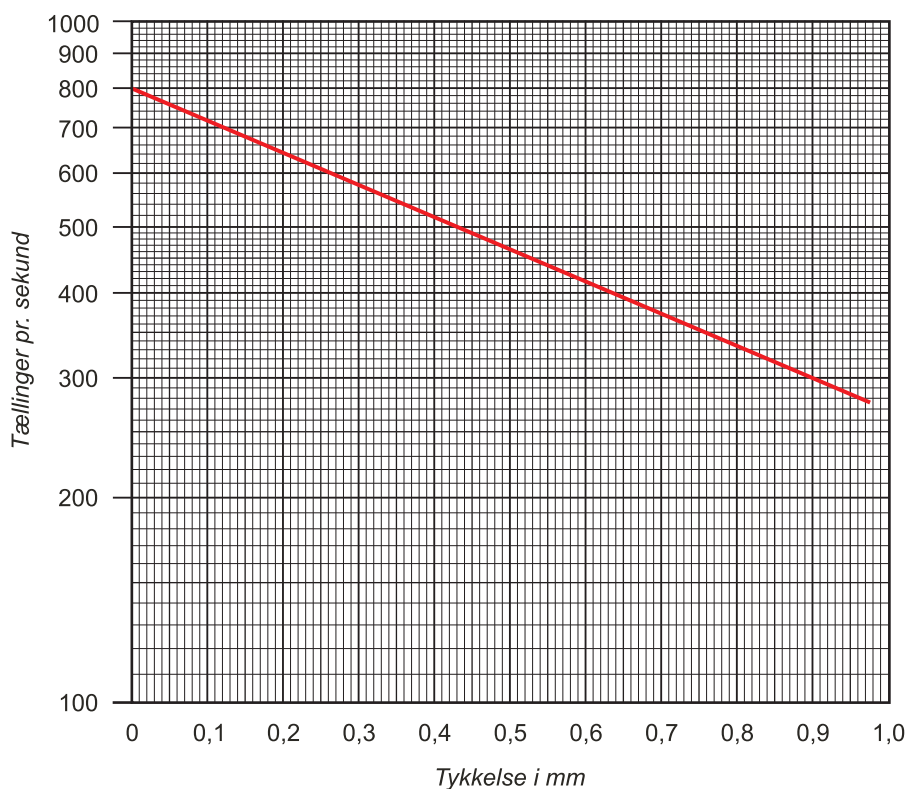
### Opgave 14.4

En patient gennemlyses med 100 keV røntgenstråling. Patienten er 20 cm tyk, og vi antager, at den pågældende består af vand.

- Find halveringstykkelsen ved at bruge figuren på side 31 i noten (røntgenstråling er elektromagnetisk stråling ligesom gammastråling!).
- Hvor mange procent af strålingens intensitet kommer ud på den anden side af patienten?
- Samme spørgsmål for 20 keV?

### Opgave 14.5

Absorptionsloven, som gælder for gammastråling, gælder også for  $\beta$ -stråling, såfremt det absorberende lag er meget tyndt. Dette udnyttes i papirindustrien til at kontrollere tykkelsen af det papir, man fremstiller. En kilde og en detektor placeres på hver sin side af papiret og tællertallet måles. Her grafen for tællertallet som funktion af papirtykkelsen:



På papirfabrikken benytter man en radioaktiv kilde med en aktivitet på  $2,9 \cdot 10^6$  Bq. Kilden indeholder det  $\beta$ -radioaktive stof Tl-204, med atomnummer 81. Dets halveringstid er 3,8 år.

- Opskriv reaktionsskemaet for det beta-radioaktive stof.
- Bestem antallet af radioaktive kerner i kilden.
- Kilden bruges i længere tid, hvorved dens styrke er aftaget. Efter 24 måneder bruges kilden til at bestemme tykkelsen af noget papir. Der registreres 497 tællinger pr. sekund. Bestem tykkelsen af papiret.

### Opgave 14.6

I et rum, der støder op til et lager med Ra-226 præparater, giver en GM-tæller 40 tællinger pr. minut. Baggrunden er 20 tællinger pr. minut. Væggen er 14 cm tyk og består af beton. Hvor mange tællinger pr. minut ville GM-tælleren give på den anden side af væggen?

### Opgave 14.7

Alfapartikler fra Rn-222 afsætter ved absorption i vand en energi på  $95 \text{ keV}/\mu\text{m}$ .

- Find energien af  $\alpha$ -partiklen i databogen.
- Bestem indtrængningsdybden i biologisk væv (= vand).
- Bestem hvor mange ioniseringer en sådan  $\alpha$ -partikel i gennemsnit vil foretage, når det oplyses, at en ionisering i vand koster  $33 \text{ eV}$ .

### Opgave 14.8

Efter passage af en 10 cm tyk væg er intensiteten af en bestemt gammastråling faldet til 10% af den oprindelige. Bestem den lineære absorptionskoefficient for det materiale, væggen er lavet af.

### Opgave 17.1

En person, der vejer 80 kg, udsættes for en helkropsdosis gammastråling på 0,5 J. Bestem den absorberede dosis og dosisækvivalenten.

### Opgave 17.2

En flad radioaktiv kilde, der udsender alfapartikler, bruges til behandling af hudkræft. Kilden anbringes direkte på huden, hvorved den ene halvdel af strålingen fra kilden absorberes i huden, mens den anden halvdel absorberes i luften. Kilden har en aktivitet på  $0,9 \cdot 10^6 \text{ Bq}$ . Alfapartiklernes energi er  $5,0 \text{ MeV}$ . Kilden bestråler et areal på  $0,85 \text{ cm}^2$ , og trænger  $0,082 \text{ mm}$  ind i huden. Hudens massefylde kan sættes til  $1000 \text{ kg/m}^3$ , ligesom vands. Bestrålingen varer 40 sekunder.

- Beregn massen af det bestrålede hudområde.
- Beregn den effekt, der afsættes i huden.
- Hvor stor er dosisækvivalent?

### Opgave 17.3

En svulst på 0,5 kg bestråles med gammastråling i 50 sekunder. Kilden er en Co-enhed, der bestråler svulsten med  $3,0 \cdot 10^{12}$  kvanter pr. sekund. Gennemsnitsenergien af kvantene er 1,25 MeV. Antag, at 1/4 af energien absorberes i svulsten.

- Hvor stor er den absorberede dosis i svulsten?
- Hvor stor er dosisækvivalent?

### Opgave 17.4

En kvinde skal have bestrålet livmoderhalsen med en radiumkilde, som indeholder 40 mg Ra-226. 1 gram Ra-226 har aktiviteten  $3,7 \cdot 10^{10}$  Bq. Bestrålingen varer i fire dage. Vi antager, at  $\frac{1}{4}$  af den afgivne stråling afsættes i det syge væv, som vejer 120 g. Det oplyses, at energien af et gammakvant fra Ra-226 er 0,186 MeV.

- Hvor stor effekt afgiver kilden i form af gammastråling?
- Hvor stor er den absorberede dosis?
- Hvor stor er dosisækvivalent?

### Opgave 17.5

Beregn dosisækvivalent for  $\alpha$ -stråling med en absorberet dosis på 4,2 mGy.

### Opgave 17.6

Ved et uheld kommer en person til at indånde 0,00012 mg Pu-239. Isotopen er  $\alpha$ -radioaktiv og  $\alpha$ -partiklerne har en energi på 5,1 MeV. Halveringstiden kan findes i datahæftet. Lungernes masse er 480 g. Vi antager, at strålingen optages helt i lungevævet.

- Hvad er aktiviteten af den indåndede mængde plutonium?
- Hvor stor en dosis modtager det bestrålede område pr. minut?

I øvrigt: Der er en biologisk halveringstid på 1 år, så heldigvis aftager strålingen med tiden, selv om det er slemt nok. Denne oplysning skal ikke bruges i opgaven!

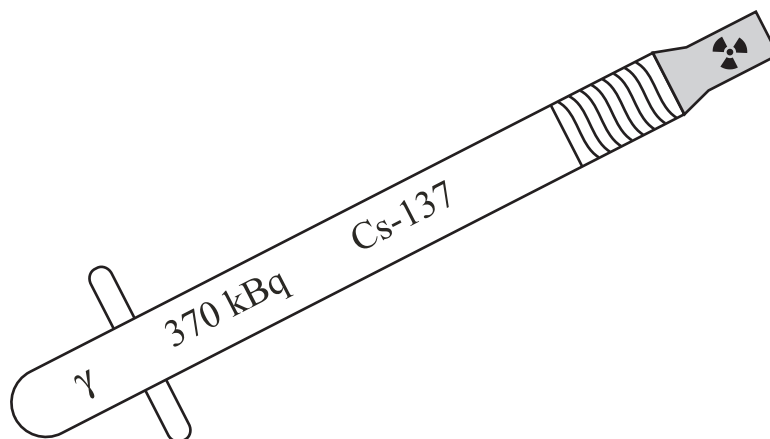
### Opgave 17.7

En patient får bestrålet sin skjoldbruskkirtel med I-131. Denne isotop har en halveringstid på 8 dage, og henfalder under udsendelse af  $\beta$ -stråling med middelenenergien 0,185 MeV. Jodpillerne har en aktivitet på  $5,4 \cdot 10^6$  Bq. Vi antager, at halvdelen af energien afsættes i kirtlen, der vejer 30 g.

- Hvor lang tid tager det før strålingen er faldet til  $10^4$  Bq?
- Hvor stor en dosis modtager patienten på de første 6 dage?

### Opgave 17.8 (Absorberet dosis fra Cæsium-skolekilde)

I denne opgave skal vi se på, hvor stor en dosis radioaktiv stråling, som en person modtager i løbet af en dag, når man antager, at han går rundt med kilden i lommen, så den ligger tæt ind til kroppen.



- a) Forklar hvorfor meget præcist halvdelen af de sendte  $\gamma$ -fotoner rammer personen.

Af de fotoner, som rammer personen, vil nogle passere lige igennem uden at vekselvirke med legemets atomer, andre vil absorberes og forårsage skadelige ioniseringer.

- b) Nævn de tre processer, der kan foregå.
- c) Forklar begrebet *halveringstykkelser*. Hvad afhænger den af?

Man kan som en god model antage, at legemets absorberende virkning er som vand, altså at stoffets halveringstykkelser er på ca. 8,5 cm for gammafotoner med en energi på 662 keV. Se eventuelt figuren på side 31 i noten!

- d) Lad os antage, at personens tykkelse er 30 cm. Hvor stor en del af den stråling, som rammer personen med retning lige igennem personen (ikke skrå retning), bliver da absorberet?

Mange af fotonerne har dog en retning, som er ”skrå”, hvilket bevirker, at de skal tilbagelægge en noget længere vej end de 30 cm for at slippe igennem personen. Den brøkdelen af strålingen, som absorberes, er derfor større end den værdi, som er udregnet i d). Faktisk vil langt det meste af den stråling, der rammer personen, blive absorberet. For en nemheds skyld siger vi, at det er 100%. Dette sammenholdt med a) betyder, at halvdelen af al den energi, der udsendes fra kilden, vil blive absorberet i personen. For at finde ud af, hvor meget energi  $E_{\text{udsendt}}$  kilden udsender på 1 dag, må vi vide, hvor mange partikler, der henfalder pr. sek. (netop *aktiviteten A*) samt energien af en gammafoton – i dette tilfælde 662 keV. Aktiviteten er i dette tilfælde angivet direkte på kilden:

$A = 370 \text{ kBq} \approx 370.000 \text{ Bq}$ . Der henfalder altså 370.000 kerner pr. sek! Husk, at halveringstiden for Cæsium-137 er lang, så vi kan antage, at aktiviteten er konstant!

e) Bestem, hvor meget energi  $E_{\text{abs}}$  i Joules, som absorberes i personen på 1 dag.

Den *absorberede dosis* er kort sagt den energi, der absorberes pr. kg. af det bestrålede stof. Idet vi antager, at hele legemet bliver ramt af strålingen, og at personen vejer  $m = 60 \text{ kg}$ , kan man udregne den absorberede dosis  $D = E_{\text{abs}}/m$ . Enheden er i Gray:  $\text{Gy} = \text{J/kg}$ .

f) Bestem den absorberede dosis på én dag.

For at bestemme *ækvivalent dosis* vægtes med strålingens *kvalitetsfaktor*, som for strålingstyperne  $\alpha$ -,  $\beta$ - og  $\gamma$ -stråling er henholdsvis 20, 1 og 1. For neutronstråling er den i øvrigt 10! Enheden for dosisækvivalent er Sievert:  $\text{Sv} = \text{J/kg}$ .

g) Bestem ækvivalentdosen på én dag.

### Opgave 17.9

En 70 kg tung person bliver udsat for en helkrops dosis  $\alpha$ -stråling med energien 4,78 MeV. I alt  $2,3 \cdot 10^{12}$  partikler bliver absorberet.

- Hvor stor er den absorberede dosis?
- Hvor stor er dosisækvivalenten?

### Opgave 18.1

En kilde, som er  $\gamma$ -radioaktiv og som kan antages punktformig, har en intensitet på  $2,35 \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{sek})$  i en afstand af 1 meter. Halveringstiden er meget lang.

- Bestem kildens intensitet i afstanden 2 meter.
- Bestem kildens intensitet i afstanden 3,5 meter.
- En person, som vejer 60kg, dækker et areal svarende til  $0,7 \text{ m}^2$ . Hvor stor en absorberet dosis modtager han i løbet af 5 minutter, hvis man befinder sig i afstanden 3,5 meter fra kilden? Hvor stor en dosisækvivalent er det?

### Opgave 18.2

Med et GM-rør måler man i et tidsrum på 60 sekunder antal tællinger fra en radioaktiv kilde, der kan antages punktformig. Tællertallet viste sig at være 348, målt i afstanden 11 cm fra kilden. Hvor stort et tællertal vil man forvente i afstanden 16 cm fra kilden? Baggrundstællertallet på 60 sekunder er på 12 tællinger.



**Opgave 19.1**

Se opgave 18.1: Hvor lang tid skal personen stå i afstanden 3,5 meter fra kilden for at modtage en dosisækvivalent, svarende til den grænseværdi, man anbefaler et almindeligt menneske højst modtager på et helt år? Hvor lang tid skal personen opholde sig i afstanden 3,5 fra kilden for at få en dødelig dosis?

**Opgave 20.1**

Bestem massedefekten for Xe-140.

**Opgave 20.2**

Bestem den energi, der frigives i den anden fissionsproces i (33) side 39 i denne note.