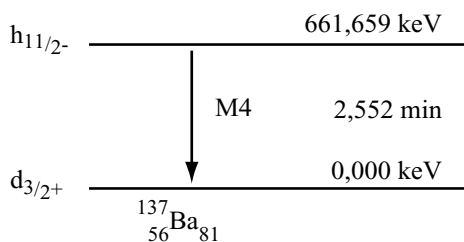


# $^{137}\text{Ba}^m$ – henfald og halveringstid

Af Børge L. Nielsen, Stenløse gymnasium og HF, bln@post4.tele.dk

Mange har i tidens løb lavet øvelsen med bestemmelse af halveringstid med denne kilde, der dannes ved et  $\beta^-$ -henfald af  $^{137}\text{Cs}$ .  $\gamma$ -energien for den eksiterede tilstand i  $^{137}\text{Ba}$  er 0,662 MeV. Tilstanden betegnes som metastabil, m. Hvorfor er denne halveringstid så lang? Hertil er en bemærkning om enkeltpartikel-modellen for atomkerner på sin plads: i denne model bevæger nukleonerne sig i et sfærisk middelpotential fra de øvrige nukleoner, se neutronenergi for orbitaler i dette potential i figur 2. Hvis kernen har et ulige neutrontal og et lige protontal som her, er kernens impulsmoment og paritet bestemt af den uparrede neutron.



Figur 1: Henfaldsskema for  $^{137}\text{Ba}^m$ .

Henfaldet ovenfor kan med rimelighed beskrives som en neutronovergang, den uparrede neutrons orbital har i begyndelsestilstanden kvantetallene  $h_{11/2}$ , men en neutron fra den fyldte  $d_{3/2}$ -orbital oven over (i energi) besætter  $h_{11/2}$ -tilstanden, og derved er den uparrede neutron nu i  $d_{3/2}$ -tilstanden! Begyndelsestilstanden  $h_{11/2}$  er den, der bliver ledig ved  $\beta^-$ -henfald, hvor en neutron “skifter side” og omdannes til en proton.

Man kan spørge, hvorfor det netop er neutronen i denne  $h_{11/2}$ -tilstand, der henfalder til protonen ved  $\beta^-$ -henfaldet eller, hvis henfaldet går direkte til grundtilstanden af  $^{137}\text{Ba}$ , at det er en  $d_{3/2}$ -neutron, der henfalder til en proton.

Svaret er, at disse neutronorbitaler har højere energi end den ubesatte protontilstand med lavest energi. Neutronenergiene kan ses på figur 2. Benyt  $A = 137$ , og at neutrontallet  $N = 82$ . Her er neutronorbitalen  $1d_{3/2}$  netop fyldt op i  $^{137}\text{Cs}$ . Dog

ligger  $d_{3/2}$  over  $h_{11/2}$ -tilstanden, hvilket er modsat af, hvad figuren viser.

$N = 82$  er et såkaldt magisk tal, en særlig stabil neutronkonfiguration, jf. kemiens ædelgasser. Den sfæriske enkeltpartikelmodel er kun brugbar for kerner, der har neutron/protontal i nærheden af de magiske tal 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126. Langt fra disse tal er kernen ikke sfærisk!

Der altså tale om et stort skift i impulsmoment for neutronen, et skift på hele  $\frac{11}{2} - \frac{3}{2} = 4$ . Desuden er overgangen af magnetisk natur (neutronen er en lille magnet), en såkaldt M4-overgang med paritets-skift. Disse forhold – sammen med den relativt lille overgangsenergi – forklarer, at overgangen har ringe sandsynlighed pr. tid og dermed en lang halveringstid.

Et estimat af elektriske overgange  $E1, E2, \dots$  og magnetiske overgange  $M1, M2, \dots$  er givet ved Weisskopfs estimater for enkeltpartikelovergange i tabel 1. Benyttet på den aktuelle kerne finder man

$$k = 3,3 \cdot 10^{-6} A^2 \cdot E^9 \\ = 3,3 \cdot 10^{-6} \cdot 137^2 \cdot 0,662^9 \text{ s}^{-1} = 0,0015 \text{ s}^{-1}$$

og dermed estimatet

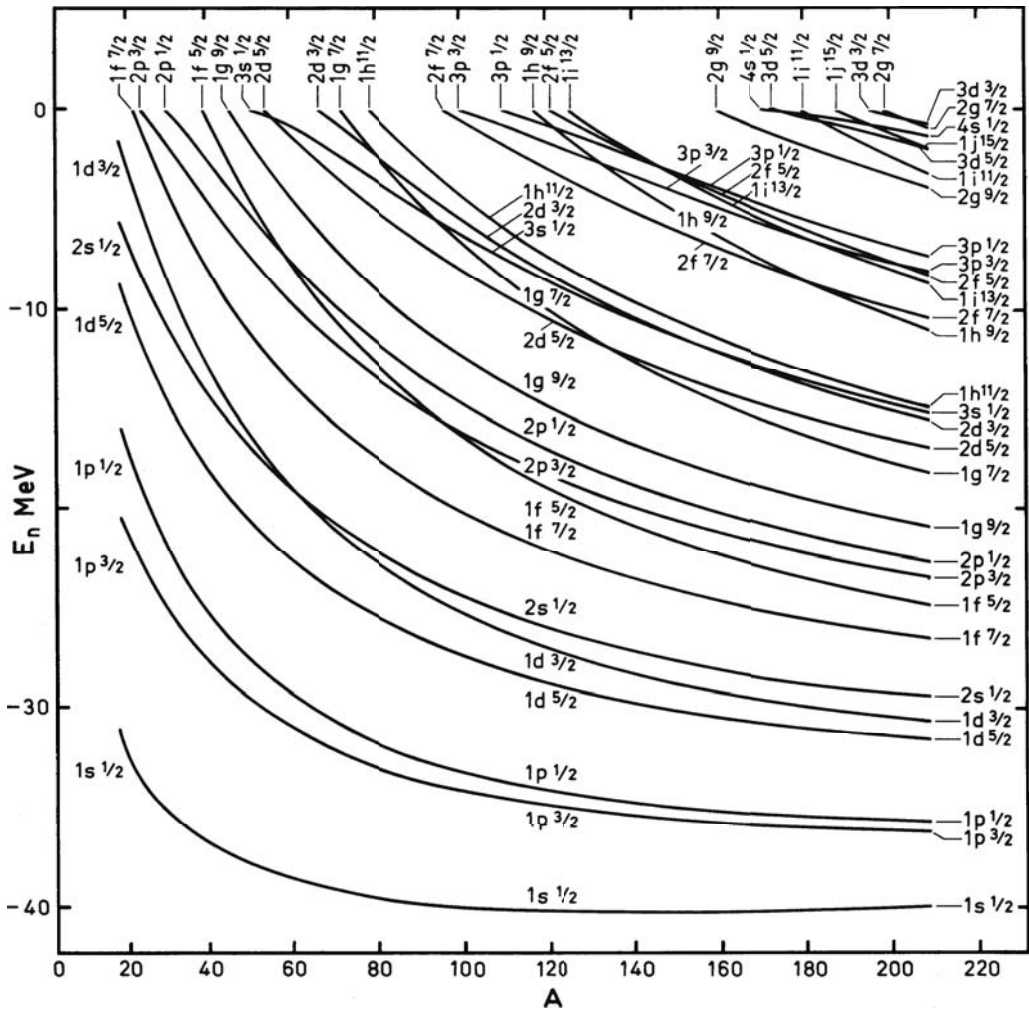
$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{k} = 460 \text{ s} = 7,6 \text{ min}$$

hvor den eksperimentelle værdi er 2,552 min. Altså et rimeligt estimat! Det bemærkes, at havde overgangen været en  $E2$ -enkelepartikelovergang – der naturligvis ikke kan give spin-skift på 4 – med den samme energi, er estimatet for halveringstiden  $4,8 \cdot 10^{-8}$  sekunder(!)

Langtlevende isomertilstande svarende til  $^{137}\text{Ba}^m$  finder man også i  $^{139}\text{Ce}$ , hvor  $T_{\frac{1}{2}} = 54,8 \text{ s}$ ,  $E_{\gamma} = 0,754 \text{ MeV}$  og i  $^{135}\text{Xe}$ ,  $T_{\frac{1}{2}} = 15,3 \text{ min}$ ,  $E_{\gamma} = 0,527 \text{ MeV}$  m.fl. – som alle også sker som  $M4$ -overgange. Check evt. selv, hvor godt estimaterne fra tabel 1 passer med disse halveringstider. Begyndelses- og sluttetilstand har samme kvantetal som i  $^{137}\text{Ba}^m$ .

Data kan f.eks. findes på

- [ie.lbl.gov/](http://ie.lbl.gov/)
- [www.cc.jyu.fi/~jrop/fyslab/fys207-4.html](http://www.cc.jyu.fi/~jrop/fyslab/fys207-4.html)



Figur 2: Neutron-orbital-energi som funktion af massetallet  $A$ . Neutron-orbitalernes energi er beregnet i et sfærisk middelpotential frembragt af kernens øvrige nukleoner. (Kilde: Bohr og Mottelson: Nuclear Structure bind I, side 239, W.A. Benjamin, Inc., 1969)

Overgang	Navn på overgang	Impulsmoment $L_{\text{foton}}$	Paritetsskift	$k$ i $\text{s}^{-1}$
E1	Elektrisk dipol	1	Ja	$1,0 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3$
M1	Magnetisk dipol	1	Nej	$3,1 \cdot 10^{13} E^3$
E2	Elektrisk kvadrupol	2	Nej	$7,4 \cdot 10^7 A^{4/3} E^5$
M2	Magnetisk kvadrupol	2	Ja	$2,2 \cdot 10^7 A^{2/3} E^5$
E3	Elektrisk octupol	3	Ja	$3,5 \cdot 10^1 A^2 E^7$
M3	Magnetisk octupol	3	Nej	$1,1 \cdot 10^1 A^{4/3} E^7$
E4	Elektrisk hexadecapol	4	Nej	$1,1 \cdot 10^{-5} A^{8/3} E^9$
M4	Magnetisk hexadecapol	4	Ja	$3,3 \cdot 10^{-6} A^2 E^9$

Tabel 1. Estimer af overgangssandsynligheder  $k$  pr. tid for forskellige multipolordener  $L$  som funktion af massetal  $A$  og overgangsenergi  $E$  i MeV.