

Kvantiseret wobbling i atomkernen

Gudrun B. Hagemann og Ikuko Hamamoto, Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet.

Afhængig af antallet af protoner og neutroner vil nogle atomkerner være sfæriske (kugleformede) i deres grundtilstand, mens andre er deformerede. Formen har at gøre med kernernes skalstruktur. Kernernes deformation er en nødvendig betingelse for, at man kan beskrive dem som et kvantemekanisk mangepartikelsystem med kollektiv rotation, mens symmetrien i deformationen bestemmer kvantetallene hørende til rotationens struktur. Denne artikel omhandler påvisning af kvantiseret wobbling, en unik bevægelsesform med excitation af den fulde frihedsgrad for rotation af en triaksial kerne. Hermed er der nu et klart bevis for, at kerner kan have en form, hvor også den aksiale symmetri er brudt.

Rotation

Rotation spiller en rolle på mange skalaer i naturen, fra galakser til molekyler – og atomkerner. Eksistensen af mørkt stof i universet blev f.eks. først foreslået grundet i manglende forståelse af sammenhængen mellem galaksers rotationshastighed og afstand til galaksens centrum. Et aktuelt eksempel er nogle binære galaktiske røntgenkilder, hvor energien til Røntgenemissionen tages fra rotationsenergien af den hurtigt snurrende og stærkt magnetiserede neutronstjerne [1]. I molekyler kendes kollektive excitationer som både rotation og vibration, og de har grundlæggende betydning for stoffernes termiske egenskaber. Det er dog ikke alle kvantemekaniske systemer, som kan udvise rotation.

Atomkernen

Atomkerner er vores materielle verdens og også vores (menneskenes) byggesten. De er opbygget af et antal nukleoner, neutroner og protoner, som har næsten identiske masser. Protoner har en positiv ladning af samme størrelse som elektronens negative ladning. Neutronen har ingen ladning, den er neutral. Kernens ladning er givet af antallet af protoner, og i det neutrale atom er den omgivet af et lige så stort antal elektroner. Antallet af protoner i en atomkerne bestemmer dens atomnummer og dermed dens plads i det periodiske system, som ordner alle atomkerner efter stigende atomnummer. Kerner med samme prototal, Z , kan findes med forskellige antal neutroner og dermed danne forskellige isotoper af samme grundstof. Sådanne isotoper er identiske i deres kemiske egenskaber, som bestemmes af de omgivende elektroner, hvorimod de fysiske egenskaber, der har at gøre med kernens indre struktur, kan udvise markante forskelle.

I naturen findes alle de stabile isotoper af grundstofferne, fra den letteste kerne, brint, med $Z = 1$ op til uran med $Z = 92$. Herudover kendes et stort antal af

ustabile isotoper, med middellevetider, som bliver kortere og kortere, jo mere neutrontallet fjerner sig fra de stabile isotoper. Kerner med $Z > 92$ er ustabile på grund af konkurrencen mellem de korttrækkende kernekræfter og den stigende elektrostatiske frastødning mellem de mange protoner.

En særlig parkraft har betydning for bindingsenergien i lige og ulige proton- eller neutronsystemer. Der findes færre stabile kerner med ulige-lige og lige-ulige end lige-lige proton-neutron antal, og yderst få som har et ulige antal af både protoner og neutroner.

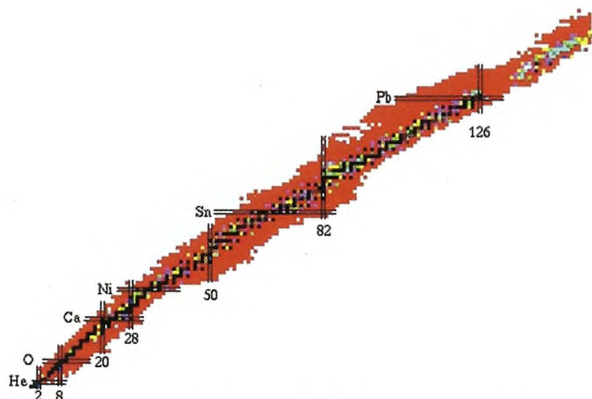
Stabilitet – skalstruktur – symmetrier

Nukleonerne er små partikler, fermioner. De kan betragtes som små snurretoppe med et såkaldt spin af størrelsen $1/2$ i enheder af $\hbar = h/2\pi$, hvor h er Plancks konstant.

Mellem nukleonerne virker de stærke tiltrækkende kernekræfter over meget korte afstande, nogle få fermi, (10^{-15}m), som omtrent er nukleonernes udstrækning, og nukleonerne bindes sammen i kernerne, styret af kvantemekanikkens love. At kernerne ikke kolliderer skyldes, at de stærke kernekræfter ved endnu kortere afstande ($< 1/2$ fermi) er stærkt frastødende. Kernestoffet er fordelt jævnt over kernen. Dette gælder for alle kerner udover de allerletteste, hvor kernens overflade er stor i forhold til dens volumen, samt for kerner med et stort overskud af neutroner eller protoner. Den meget korte rækkevidde af den stærke kernekræfte sammenlignet med middelfaststanden mellem nukleonerne får kernestoffet til at opføre sig nærmest som en kvantevæske. Dette er baggrunden for, at nukleonerne i mange sammenhænge bevæger sig som uafhængige partikler, selv om de er sammenholdt af den stærke kernekræfte.

Som det også kendes fra organiseringen i forskellige skaller af elektronerne, der omgiver kernen, udviser kernens neutroner og protoner en skalstruktur, hvor enkelt-partikel energi-niveauerne danner bundter afhængigt af antallet af partikler. Dette medfører en særlig stabilitet ved bestemte antal af protoner og neutroner, som har fået benævnelsen “magiske tal”. I sådanne antal organiseres nukleonerne i en kugleformet skalstruktur, hvilket giver størst mulig bindingsenergi og dermed stabilitet. Dette kan ses som en analogi til kemiens “ædle gasser”, med den forskel at elektronerne er bundet i atomerne af den positive ladning fra kernen, hvorimod nukleonernes bevægelsesmønster i kernen styres af et middelfelt dannet af alle nukleonerne tilsammen igennem deres indbyrdes vekselvirkning. Mens bindingsenergieerne for atomer er af størrelsesorden elektronvolt, eV, måles kernernes bind-

ingsenergier i MeV (10^6 eV), svarende til at der mellem størrelserne af de to systemer også er en tilsvarende skalerings-faktor. Nukleonerne har selv et impulsmoment, $\mathbf{l}$, i deres egne baner. Koblingen af dette $\mathbf{l}$ med spinnets, $\mathbf{s}$, bestemmer sammen med middel-potentialet de magiske tal.

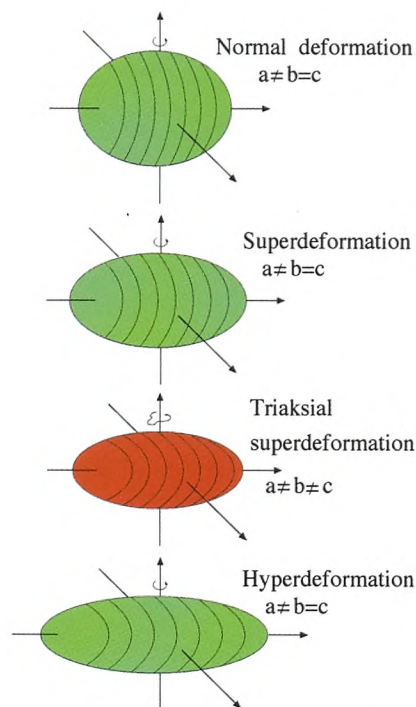


Figur 1. Isotopkort med de magiske tal indikeret. Sorte og farvede felter repræsenterer respektivt kendte stabile og ustabile kerner. Området med protonantal, $Z \sim 71$, og neutronantal, $N \sim 94$, hvor wobbling er påvist, er markeret.

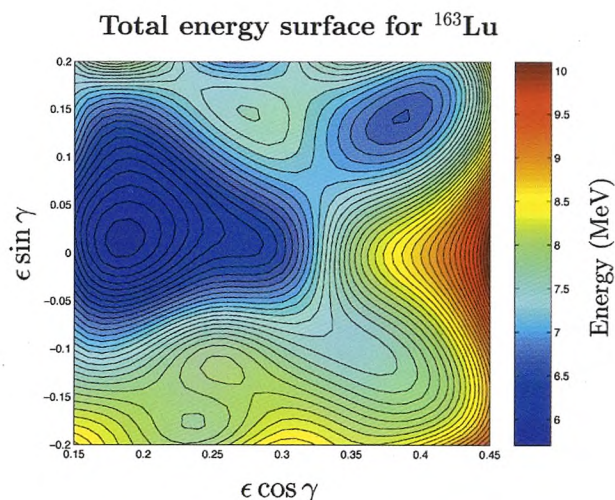
Opbygningen af den indre struktur af kerner, hvis neutron og protonantal afviger fra de lukkede skaller, medfører muligheden for afvigelse fra kuglesymmetrien. Dette skyldes igen den stærke tiltrækkende kernekraft, sammen med de kvantemekaniske koblingsregler for fermioner. Med færre eller flere nukleoner end der er plads til i en skal, opnås den laveste energi, ved at nukleon orbitaler med bølgefunktioner, som er rumligt tæt ved hinanden, befolkes først, hvilket bryder den sfæriske symmetri af den fyldte skal. Hermed bliver den laveste tilstand i kernen, grundtilstanden, deformeret i forhold til kuglesymmetrien. Der er dog en vis konkurrence mellem tendensen til deformation og parkraftens præference for den sfæriske form.

Den vigtigste deformation af kernen i sin grundtilstand, er den aksialsymmetriske kvadrupol deformation svarende til en sfæroide (cigar eller pandekage). Der er som hovedregel tale om en form som en prolat omdrejningsellipsoide, hvor forskellen mellem den mindste og største akse er af størrelsesorden 20-30% af middelværdien af dem.

Eksistensen af andre kerneformer er forudsagt teoretisk som lokale energiminima hørende til tilstande exciteret over grundtilstanden. Superdeformation, defineret ved et akseforhold på $\sim 2:1$ af cigarform er observeret eksperimentelt i nogle aktinider ($Z=92-97$) siden tresserne som tilstande nogle få MeV over grundtilstanden, der henfalder ved fission. Hvis en kerne roterer meget hurtigt, og dermed har et højt im-



Figur 2. Skematiske kerneformer, normal-, super-, triaksial og hyperdeformation. Triaksialiteten er indikeret ved en vis grad af "fladtrykning". Med a , b og c refereres til udstrækningen langs de principale akser



Figur 3. Potentiel energiflade for ^{163}Lu ved $I = 57/2$. Parameterværdierne $(\epsilon, \gamma) \approx (0.4, +20^\circ)$ (dvs $(\epsilon \cos \gamma, \epsilon \sin \gamma) \sim (0.38, 0.15)$) for det lokale triaksiale minimum svarer til størrelsesforhold for de 3 akser på $\sim 1.6:1.2:1$.

pulsmoment, kan den indre skalstruktur nemlig i visse tilfælde stabilisere større deformationer. Superdeformation ved højt impulsmoment blev observeret eksperimentelt for 15 år siden, og kendes nu i mange områder af det periodiske system. En endnu mere udstrakt aksialsymmetrisk form, hvor akseforholdet nærmer sig 3:1, er teoretisk forventet ved endnu større impuls-

ment. Vanskeligheden ved at påvise denne såkaldte hyperdeformation er, at kernen ved så høje impulsmomenter vil gå i stykker ved fission. Hyperdeformation er endnu ikke påvist med sikkerhed, men der forskes for tiden intenst i denne mulighed.

Ved specielle neutron-proton antal forventes også muligheden for en stabil kerneform med afvigelse fra aksial symmetri, når kernen roterer. Det har længe været en stor udfordring at påvise den forudsagte aksial-asymmetriske (triaksiale) deformation af kerner. Det er her vigtigt at pointere, at der er tale om en form, som holder sig stabilt over et tilstrækkelig stort område i impulsmoment, til at denne struktur kan fastlægges med sikkerhed.

Figur 3 viser et eksempel på en beregnet potentiel energiflade, hvor et lokalt minimum findes ved en kombination af parametrene ε , γ for kernens form svarende til udpræget triaxialitet. Kernens deformation er proportional med ε , og γ udtrykker graden af triaxialitet.

Kvantemekanisk rotation

En sfærisk kerne kan ifølge kvantemekanikkens love ikke rotere kollektivt, som vi kender det for en makroskopisk kugle. Der findes dog mulighed for excitationer i form af kollektiv vibration, som giver en dynamisk afvigelse fra kuglesymmetrien. Med en statisk – stabil – afvigelse fra sfærisk symmetri opstår imidlertid muligheden for kollektiv rotation af kernens nukleoner. Rotationsbevægelsen afspejler kernens indre symmetriegenskaber, som for eksempel reflektions-symmetri og spejling i origo (paritet). Aksialsymmetriske kerner kan, i lighed med hvad der kendes fra lineære molekyler med analog fordeling af inertimomenterne, ikke rotere kollektivt omkring symmetriaksen, men roterer omkring en (vilkårlig) akse vinkelret på denne. Rotationsenergien udtrykkes ved et inertimoment som beskriver massetransporten af kernestof hørende til rotation om denne akse som den dynamiske sammenhæng mellem rotationsfrekvens og impulsmoment. (Se boks 1) Ved rotation af den aksialsymmetrisk deformerede kerne optræder således kun ét inertimoment. For kollektiv rotation med lav – til moderat – rotationshastighed har de målte inertimomenter en størrelse på under halvdelen af det beregnede inertimoment for stiv rotation, en effekt som forklares ved den førnævnte parkraft.

Kerner med en triaksial form kan rotere omkring en hvilken som helst af de principale akser og forventes derfor at udvise rige spektre af kollektiv rotation. Rotation omkring aksen med det største inertimoment er energimæssigt mest favorabel. Med den indre struktur fastholdt kan der herpå i visse tilfælde opbygges en serie af rotationsbånd, hvor noget af det kollektive impulsmoment successivt overføres til de to andre akser. En sådan familie af rotationsbånd kan beskrives som wobbling fonon-excitationer. Den klassiske analogi

hertil er den snurrende bevægelse af en asymmetrisk top, men bevægelsen i kernesystemet er kvantiseret og udtrykt ved wobbling fonontallet. Fonon excitationen beskrives som en harmonisk vibration, som giver simple sammenhænge mellem energi af excitationerne med stigende wobbling fonon kvantetal. For den elektromagnetiske styrke af overgange mellem de exciterede wobbling fononer findes enkle og karakteristiske regler, som dog også afhænger af den indre struktur samt af graden af triaxialitet. Dette kvantiserede wobbling fonon billede blev først foreslået for mere end 25 år siden af A. Bohr og B. Mottelsen [2].

Boks 1. Rotationsbånd:

I klassisk mekanik udtrykkes sammenhængen mellem rotationsenergien E , impulsmomentet L , rotationsfrekvensen ω og inertimomentet $\mathcal{J}$ for stiv rotation om en af de principale akser ved

$$\begin{aligned} L &= \mathcal{J}\omega \\ E &= \frac{\mathcal{J}}{2}\omega^2 = \frac{1}{2\mathcal{J}}L^2 \end{aligned}$$

hvor L og $\mathcal{J}$ refererer til samme principale akse. For kvantiseret rotation af en aksialsymmetrisk kerne om en akse vinkelret på symmetriaksen fås tilsvarende

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}I(I+1)$$

For γ -overgange af elektrisk kvadrupol type mellem kvantetilstande med impulsmoment, $I\hbar$ og $(I-2)\hbar$ i et rotationsbånd gælder

$$E_\gamma = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(4I-2)$$

med rotationsfrekvensen

$$\hbar\omega_{rot} \equiv \frac{dE}{dI} \approx \frac{E_\gamma}{2}$$

Excitationsenergiene af rotationstilstandene med stigende wobbling fonontal er givet ved en wobbling frekvens, $\hbar\omega_w$, der afhænger af de 3 individuelle inertimomenter (om de 3 principale akser), samt af fonontallet, n_w , hvortil nulpunktsenergien $1/2 \hbar\omega_w$ er adderet. At der i dette udtryk optræder $1/2$ og ikke $3/2$ viser, at bevægelsen, selv om den har fordelt det kollektive impulsmoment på alle 3 akser, hidrører fra frihedsgraden for rotation af den triaksiale kerne, hvilket kan udtrykkes som en vibration med kun én variabel.

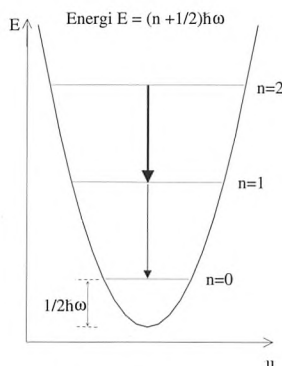
Sammenhæng mellem rotationsenergi, rotationsfrekvens, wobblingfrekvens, spin og inertimomenterne

om de 3 akser er udtrykt ved

$$E_{rot} = \sum_k \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_k} I_k^2 \approx \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_x} I(I+1) + \hbar\omega_w(n_w + 1/2)$$

for $\mathcal{J}_x \gg \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_z$, hvor $I(I+1) = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2$
og $\hbar\omega_w = \hbar\omega_{rot}\sqrt{(\mathcal{J}_x - \mathcal{J}_y)(\mathcal{J}_x - \mathcal{J}_z)/(\mathcal{J}_y \cdot \mathcal{J}_z)}$,
med $\hbar\omega_{rot} = I\hbar^2/\mathcal{J}_x$.

Boks 2. Fonon excitationer – approksimeret ved harmonisk vibration.



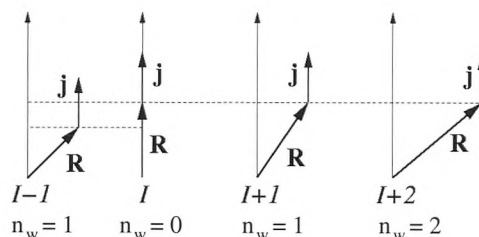
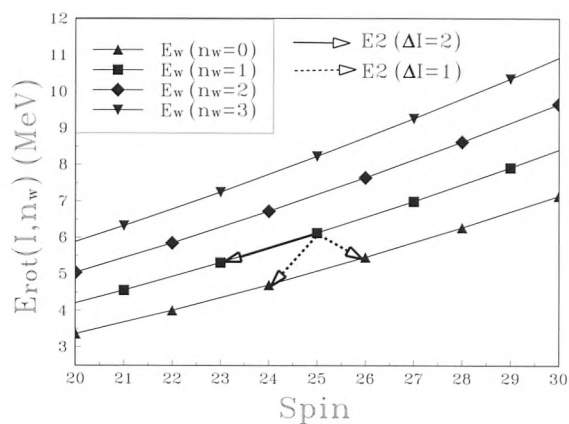
Her er ω oscillatorens egenfrekvens, $\hbar\omega$ er fononenergien og variabelen, u , proportional med wobbling amplituden.

For γ -overgangs styrkerne gælder:

$$T_\gamma(n=2 \rightarrow n=1) = 2 \cdot T_\gamma(n=1 \rightarrow n=0)$$

$$\text{og } T_\gamma(n=2 \rightarrow n=0) = 0.$$

I nye teoretiske beregninger er de indre frihedsgrader af rotationsbåndene i $^{163}_{71}\text{Lu}$ (massetal $A=163$ og atomnummer $Z=71$ for Lutetium) repræsenteret af en "highly aligned quasiproton" dvs. den sidste, ulige og derfor uparrede proton er placeret i $i_{13/2}$ skallen med $j = l + s = 6 + 1/2 = 13/2$ [3]. Denne er koblet til en triaxial rotor med en form svarende til det beregnede minimum i figur 3. For den triaksiale form af ^{163}Lu er protonen i $i_{13/2}$ orbitalen med impulsmomentet orienteret – aligned – parallelt med akseren med det største inertimoment så favoriseret, at de laveste excitationer konstrueres ved at holde orienteringen af $i_{13/2}$ protonen fast og lade det kollektive impulsmoment horende til rotationen af resten af partiklerne (benævnt $\vec{R}$ i figur 4) udføre wobbling bevægelsen. Beregningerne viser, at elektriske kvadrupol overgange mellem bånd, der adskiller sig med $\Delta n_w = 1$, er overraskende store i forhold til hvad man ville forvente for overgange mellem bånd bygget på andre mulige (multi-)partikel excitationer. Resultaterne er med en rimelig god approksimation beskrevet ved fonon reglen (se boks 2). De beregnede overgangsstyrker bestemmes næsten udelukkende af den (triaksiale) form, hvorimod excitationens energierne, og dermed wobbling frekvensen, $\hbar\omega_w$ afhænger af de anvendte inertimomenter.



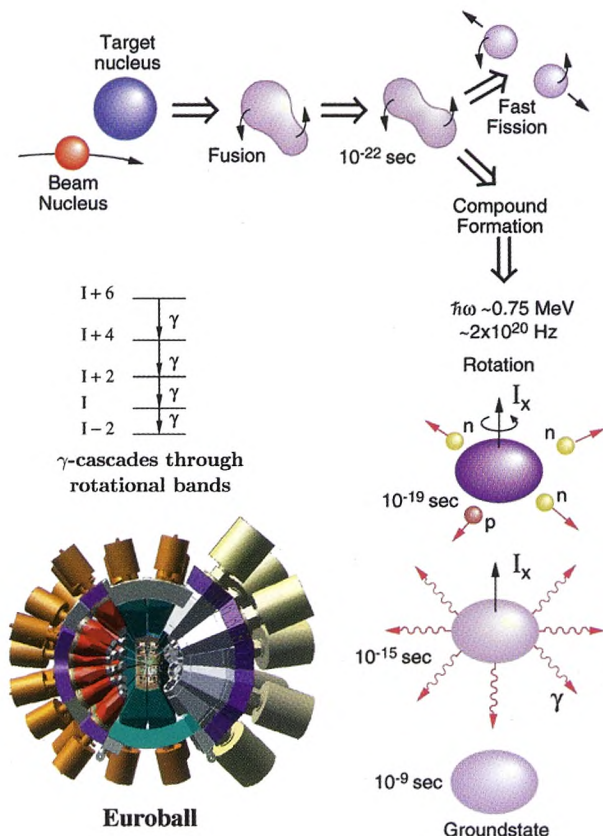
Figur 4. Øverst: Grafisk illustration af rotationsbånd med stigende wobbling-fonontal, hvor mulige γ -overgange er indikeret. Nederst: Skematisk vektorkobling hvor den kollektive del, $\vec{R}$ af det totale impulsmoment $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$ udfører wobblingen, mens protonens impulsmoment $\vec{j}$ holder sin orientering langs x-aksen.

Eksperimenter

Udforskningen af atomkernens indre struktur kræver stort acceleratorudstyr og avanceret detektorudstyr for registrering og identificering af den udsendte γ -stråling, som bærer informationen om kernens kvantiserede energitilstande. Derudover kræves avanceret computerudstyr og programmer til analysen af store komplekse datasæt. Forskningen foregår som internationalt samarbejde, hvor grupper fra adskillige lande medvirker. For de forsøg, som førte til påvisning af wobbling excitationer, er initiativtagere og hovedansvarlig fra Niels Bohr Institutet.

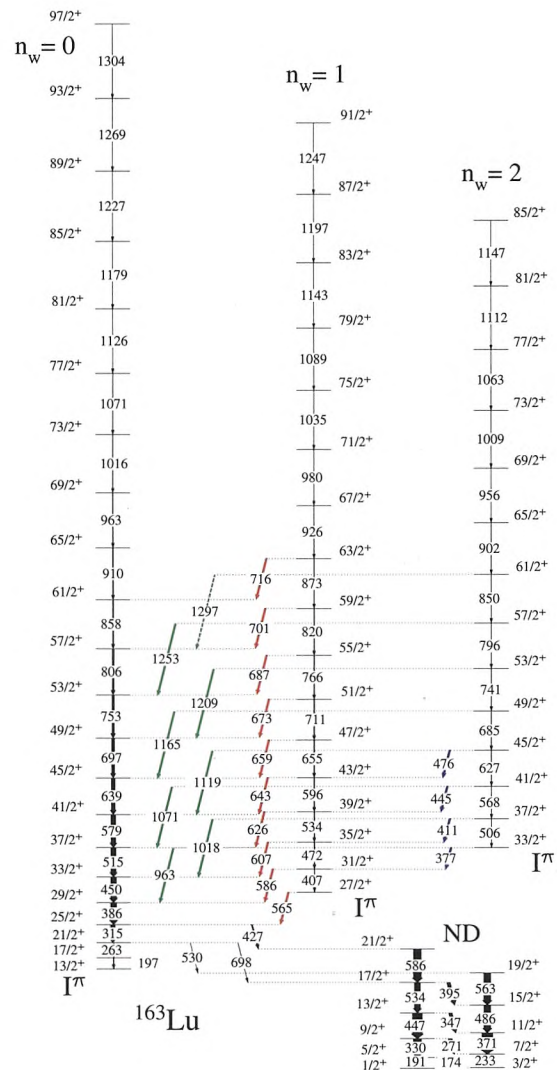
Hurtigt roterende kerner produceres i reaktioner, hvor en stråle af accelererede ioner – projektilkerner – skydes ind imod et fast mål af "targetkerner", sædvanligvis i form af et meget tyndt folie ($0.5-1 \text{ mg/cm}^2$). Med tilstrækkelig høj energi til at overvinde Coulomb-frastødningen mellem de to ladede kerner vil projektilkernen og targetkernen fusionere til en stærkt exciteret sammensat kerne, "compoundkernen". Med voksende bombarderingsenergi kan der ved reaktioner mellem forholdsvis tunge kerner tilføres impulsmoment til compoundkernen indtil grænsen, hvor compoundkernen vil gå i stykker ved fission. En del af den højt exciterede compoundkernes energi vil være

bundet i rotation, svarende til frekvenser på op til $\sim 10^{20}$ Hz. Den henfalder først gennem udsendelse af nogle få nukleoner – fortrinsvis neutroner, som ikke skal overskride en Coulomb-barriere – og senere, når excitationsenergien er blevet mindre end bindings-energien af en neutron, udsender den residuale kerne kaskader af γ -stråler, der afkøler kernen og successivt bremser rotationen, indtil grundtilstanden nås. Denne kan dog være ustabil med udsendelse af beta-stråling, sædvanligvis med en karakteristisk henfaldstid mange størrelsesordener længere end γ -stråle-henfaldene i kaskaderne i den residuale kerne (Se figur 5). Disse γ -stråler signalerer værdifuld information om kernens struktur.



Figur 5. Skematisk oversigt over fusionsreaktionen. Kaskader af γ -stråler detekteres i detektorsystemet Euroball.

For at studere kernens karakteristiske henfaldsmønster gennem rotationsbånd, og ikke mindst de svagere overgange mellem rotationsbånd, kræves avancerede detektorsystemer med høj opløsningsevne og effektivitet. Det gælder om at registrere flest mulige af de samtidige (coincidente) γ -stråler, for at kortlægge kaskaderne. Hertil er udviklet multi-detektorer bestående af ultrarene Germanium-krystaller, der monteres så størst mulig rumvinkel omkring target opnås.



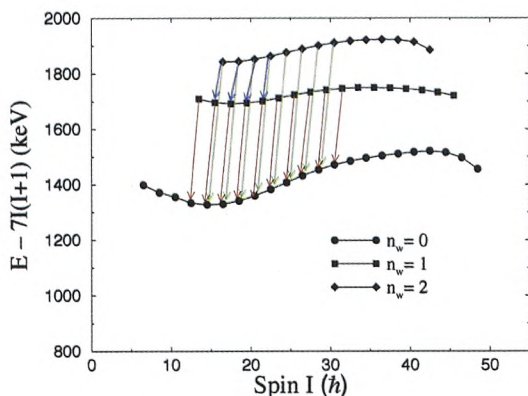
Figur 6. Del af niveauskema for ^{163}Lu med de relevante båndstrukturer og overgange markeret. Tallene angiver γ -energi i keV. Det totale fastlagte niveauskema omfatter yderligere ca. 20 rotationsbånd hørende til normal aksial deformation (ND), svarende til det globale minimum vist på figur 3, samt tre svagere befolkede bånd som også har triaksial deformation, men ikke relation til den observerede wobbling.

Et sådant detektorsystem er Euroball IV [4] med over 200 enkelt-krystal-elementer, fremstillet som et europæisk samarbejde mellem forskere fra mange grupper i Europa. (Den danske investering i Euroball er på ca. 7 mio. kr.). Et detektorsystem (Gammasphere) af lignende kvalitet og kompleksitet findes i USA [5], og der arbejdes både i USA (GRETA [6]) og Europa (AGATHA [7]) på næste generation af avancerede γ -stråledetektorer, hvor γ -strålens gradvise afgivelse af energi i germanium-krystallen registreres og udnyttes i databehandlingen (tracking). Man må dog forvente en tidsskala på 4–5 år for disse projekter. Til gengæld vil der være stor interdisciplinær interesse for brugen af sådanne tracking-detektorer (astrofysik, rumforskning, medicin). Fremtidige acceleratorprojekter som f.eks. ved GSI i Tyskland [8] og RIA-projektet [9] i USA fokuserer især på anvendelsen af ustabile isotoper

som projektiler med tilstrækkelig intensitet. Herved åbnes mulighed for at ekspandere vores forståelse af kernernes struktur længere væk fra de stabile kerner, hvilket blandt andet har stor astrofysisk betydning idet nukleosyntesen af de tungere grundstoffer foregår gennem den såkaldte r-proces langt fra stabilitet.

Resultaterne

For knap to år siden blev et wobbling-bånd, en én-fonon wobbling-excitation, opdaget i kernen ^{163}Lu [10]. For nylig blev den næste wobbling excitation, et to-fonon rotationsbånd opdaget i den samme kerne [11]. I disse eksperimenter blev højspintilstandene i ^{163}Lu befolket gennem en reaktion med $^{29}_{14}\text{Si}$ kerner som projektiler mod et target af $^{139}_{57}\text{La}$ kerner, efter successiv udsendelse af 5 neutroner fra compoundkerner af ^{168}Lu . Der blev anvendt energier på henholdsvis 152 og 157 MeV, idet man i det sidste af forsøgene fokuserede mere direkte på residualkernen ^{163}Lu ved de højeste impulsmomenter, med den ulempe at reaktionen ved højere energi med flere åbne reaktionskanaler er mindre ren. De udsendte γ -stråler blev målt med Euroball detektorsystemet ved IReS i Strasbourg i Frankrig, hvor man råder over en specialiseret elektrostatisk accelerator, Vivitronen [12], som kan producere et bredt spektrum af projektilkerner ved relevante energier.

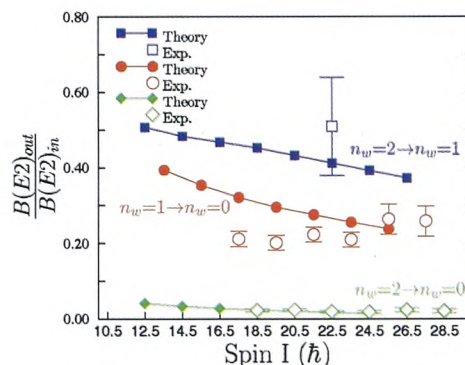


Figur 7. Målte energier relativt til stiv rotation for wobbling-excitationerne i ^{163}Lu .

Data består af coincidens-begivenheder, opsamlet på magnetbånd. I de to eksperimenter produceres henholdsvis ~ 2 og $\sim 6 \cdot 10^9$ begivenheder i løbet af 6–8 dage som er typisk for varigheden af denne type eksperimenter. Hver begivenhed indeholder energi, relativ tid, detektoridentitet samt multiplicitet (antal detektorhits) for de målte coincidente γ -stråler fra reaktionen. Et multiplicitetsfilter bestående af ca. 500 BGO (Bismuth-Germanat) krystaller monteret sammen med Euroball giver mulighed for at udvælge coincidens-events hørende til særligt lange kaskader, så der fokuseres på henfald fra høje impulsmomenter. Opbygningen af kvantetilstandene i ^{163}Lu og sammen-

sætningen af dem i rotationsbånd foretages ved analyse af data ordnet i en 3-D matrix (kubus). Her optræder coincidens-relationer mellem de forskellige γ -energier som intensitet i kubens gitterpunkter. (Multidimensional coincidens analyse med en tidsopløsning på $\sim 10^{-8}$ sek.) De elektromagnetiske egenskaber af γ -strålerne kan bestemmes af deres indbyrdes retningskorrelationer, samt lineær polarisation ved spredning mellem detektorelementer, hvilket er en forudsætning for fastlæggelse af niveauernes spin og paritet.

De tre rotationsbånd forbundet med γ -henfald i ^{163}Lu , som blev fastlagt ved de to forsøg er vist på figur 6. Benævnelserne $n_w = 1, 2$ indikerer deres natur som én- og to-fonon-excitationer bygget på $n_w = 0$ båndet, hvis konfiguration svarer til den laveste protonorbital i det triaksiale minimum $(\epsilon, \gamma) \sim (0.4, 20^\circ)$ med et indre impulsmomentkvantetal $J = l + s = 6 + 1/2 = 13/2$. Dette er i denne konfiguration orienteret parallelt med x-aksen, som har det største inertimoment. I overensstemmelse hermed ses det, at båndet har $I = 13/2$ som laveste spin. Excitationsenergier vs. spin, relativt til energien af en stift roterende kerne med $\hbar^2/2J = 7$ keV som reference, er vist for de tre bånd i figur 7, der illustrerer båndstrukturen med de observerede overgange mere overskueligt. Befolkningerne af de tre bånd aftager stærkt med excitationsenergien for fast spin, således at der er en reduktion på omkring en faktor 3–4 successivt imellem dem.



Figur 8. Relative overgangsstyrker sammenlignet med teoretiske beregninger for ^{163}Lu .

For de fleste af overgangene fra $n_w = 1$ til $n_w = 0$ har det været muligt at bestemme den elektromagnetiske sammensætning af magnetisk dipol- og elektrisk kvadrupolstråling med rimelig nøjagtighed, hvorimod man for de svage overgange fra $n_w = 2$ til $n_w = 1$ båndet kun har kunnet bestemme sammensætningen for en enkelt af dem. Det er hermed muligt at bestemme de relative styrker af elektrisk kvadrupolstråling for $\Delta n_w = 1$ og $\Delta n_w = 0$ overgange fra de relative intensiteter af henfald mellem bånd i forhold til henfaldsintensiteten inden for båndet for en del tilstande i området $\sim 15 < I < 30$.

De elektromagnetiske egenskaber af overgangene

i henfaldene fra disse bånd viser klart mønstret fra både én- og to-fonon wobbling-bevægelsen i god overensstemmelse med beregninger. Fonon billedet er overbevisende realiseret i forholdet mellem de relative styrker af $n_w = 2 \rightarrow n_w = 1$ og $n_w = 1 \rightarrow n_w = 0$ overgangene. Figur 8 inkluderer også relative styrker af de rene $\Delta I = 2$ overgange fra $n_w = 2$ til $n_w = 0$. Disse er i det rene fononbillede forbudte, men kan opnå små værdier gennem anharmonicitet i oscillatorbeskrivelsen. De beregnede værdier stemmer også her fint med de målte.

Det fremgår af figur 7, at den observerede wobblingfrekvens ikke stemmer med det simple harmoniske fononbillede. Afstanden i energi mellem $n_w = 2$ og $n_w = 1$ båndene er væsentlig mindre end afstanden mellem $n_w = 1$ og $n_w = 0$ båndene, hvilket antyder en ikke ubetydelig anharmonicitet. Det er muligt at reproducere wobblingfrekvensen i middel for den første fononexcitation ved en kombination af de tre inertimomenter, der ikke afviger alt for meget fra, hvad man forventer for stiv rotation. Spinafhængigheden kan derimod kun opnås ved at introducere en spinafhængighed i de tre inertimomenter, hvis differencer indgår i udtrykket for wobblingfrekvensen [13].

Perspektiver

To-fonon wobblingexcitationen observeret i kernen ^{163}Lu er en af de mest eksotiske egenskaber ved roterende kerner. Dette har været muligt ved hjælp af øget effektivitet og følsomhed i detektion af γ -stråler med et avanceret detektorarray, hvorved svagt befolkede strukturer i en baggrund af tusinder af andre γ -henfald har kunnet isoleres og studeres. Lignende eksperimenter har siden afsløret båndstrukturer med samme karakteristika i de nærmeste naboer, ^{165}Lu og ^{167}Lu , og dermed er wobblingen i ^{163}Lu ikke et isoleret fænomen.

Eksistensen af kvantemekanisk wobbling viser, at kernen kan eksistere i en stabil triaxial form over et stort spinområde. Dermed er både den sfæriske og aksiale symmetri brudt og rotationsbåndenes egenskaber afhænger af et samspil mellem alle tre inertimomenter. Kollektiv rotation som er den klareste manifestation af kollektiv bevægelse af kernen – et mangelegeme-system af fermioner – har fået en ny dimension.

Referencer:

- [1] Niels Lund (2002) "Nobelpris for opdagelsen af kosmiske Røntgenkilder", *Kvant*, bind 13, nr. 4, side 3.
- [2] A. Bohr og B. R. Mottelson (1975) "Nuclear Structure, vol. II", Benjamin, Reading, MA.
- [3] I. Hamamoto (2002) "Wobbling excitations in

odd-A nuclei with high-j aligned particles", *Phys.Rev.C*, bind 65, side 044305.

- [4] <http://eballwww.in2p3.fr/EB/>
- [5] <http://www.phy.anl.gov/gammasphere/>
- [6] <http://greta.lbl.gov/>
- [7] <http://www-gsi-vms.gsi.de/eb/html/agata.htm>
- [8] <http://www.gsi.de/gsi.html>
- [9] <http://www.phy.anl.gov/ria/>
- [10] S. W. Ødegaard, G. B. Hagemann, D. R. Jensen, B. Herskind, G. Sletten, I. Hamamoto m.fl. (2001) "Evidence for the wobbling mode in nuclei", *Phys.Rev.Lett.*, bind 86, side 5866.
- [11] D. R. Jensen, G. B. Hagemann, I. Hamamoto, S. W. Ødegaard, B. Herskind, G. Sletten m.fl. (2002) "Evidence for second-phonon nuclear wobbling", *Phys.Rev.Lett.*, bind 89, side 142503.
- [12] <http://eballwww.in2p3.fr.vivitron/fr/>
- [13] I. Hamamoto og G. B. Hagemann (2003) "Quantized wobbling excitations with alignments", *Phys.Rev.C*, bind 67, side 014319.



Gudrun B. Hagemann er lektor ved Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet.



Ikuko Hamamoto er adjungeret professor ved Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet, og professor emeritus ved Lunds Universitet.