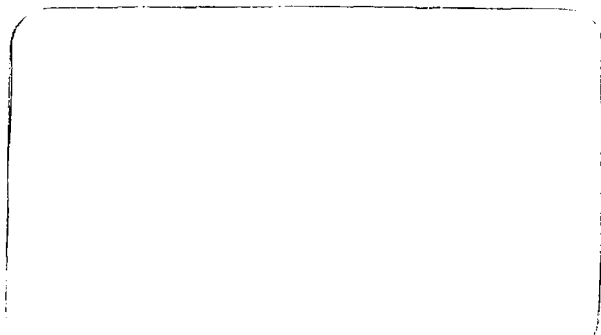


*Department*  
*of*  
**PHYSICS**



**UNIVERSITY OF BERGEN**  
*Bergen, Norway*

Sei  $\alpha(t) = \frac{1}{2} \sin(2t)$  og  $\beta(t) = \frac{1}{2} \cos(2t)$ .

Med  $\alpha$  og  $\beta$  som definerede vektorer  
 $(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} (\sin(2t), \cos(2t))$ .

og

Tilsvarende for  $\alpha$  og  $\beta$  i  $\mathbb{R}^2$  og  $\mathbb{R}^3$   
og  $\alpha$  og  $\beta$  i  $\mathbb{R}^2$  og  $\mathbb{R}^3$ .

Juni 1972.

+

Tekst til foredrag holdt ved Norsk Fysisk Selskaps årsmøte,  
Tromsø 26.-28. juni 1972.

## Rotasjonsenergi og $Q$ -verdi for ${}^3\text{He}(\alpha)$ -reaksjoner.

Rotasjonsenergi i lyskretsene (fig. 1) tilgås i et område av litt mindre enn  $2\pi$  i de tilfelle der i reaktive partikler er amplitude relativt jevnt fordelt over en stor område rundt sentrale partikler. I rotasjon og pitch-reaksjoner ( $d,t$ ) og ( $d,p$ ), bestemmer derfor flere av rotasjonsenergi i rotasjonsenergi bygget på tilstanden. Disse kan dog identifiseres ved sine fingerpegere. Et eksempel er 1951 tilstanden ( $d,t$  og  $d,p$ ) bare har  $j=1/2$  komponent i rotasjonsenergi. En enpartikkelreaksjon for tilstanden 5054 (rotasjonsenergi) delene er  $j=3/2$ . Et eksempel er,  ${}^3\text{He}$  og  $\alpha$  partikler kjent som grunn tilstand i noen tilfelle, har derfor en variabel bygget på sikker identifikasjon.

De rotasjonsenergi tilstandene i lyskretsene stammer alle fra skallmodell tilstanden  $j=13/2$ . Rotasjonsenergi for disse tilstandene er karakterisert ved  $\approx 90\%$   $j=13/2$  komponenter, de resterende  $\approx 10\%$  er for det meste konsentrert i  $j=9/2$  komponenten. Ved enpartikkeloverføringer observeres altså bare ett nivå i rotasjonsenergi bygget på 5054 tilstanden og  $N=6$  tilstandene. I ( $d,p$ ) og ( $d,t$ ) reaksjonene er disse nivåene relativt svakt befolket fordi overføringen skjer ved så høye angulære momenter som 5 og 6. Derimot har  ${}^3\text{He},\alpha$  reaksjonen vist seg å være velegnet til å studere disse tilstandene.

Fordi forskjellen i bindingsenergi mellom  ${}^3\text{He}$  og  $\alpha$ -partiklene er relativt stor, er  $Q$ -verdien også stor,  $\approx 12$  MeV.

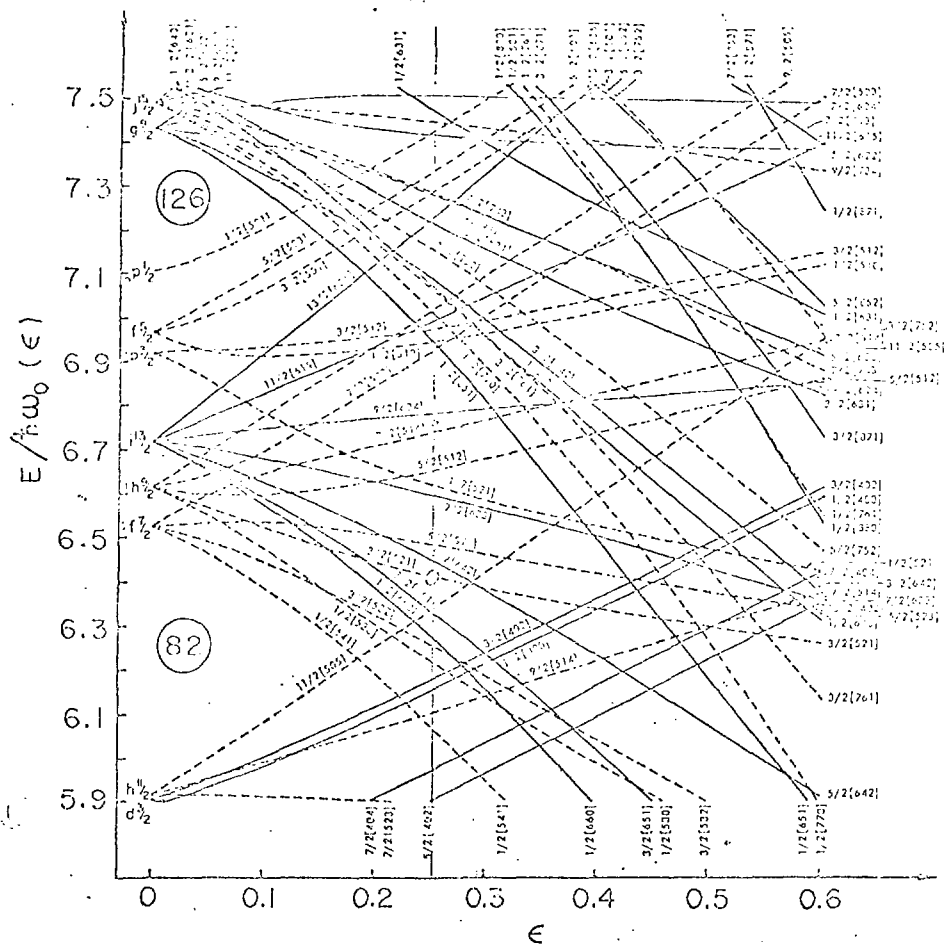


Fig. 1. Nilsson diagram for odd neutron states with neutron number  $N$ ,  $86 \leq N \leq 126$ . Nivårekkefølgen er avmerket for en deformasjon  $\epsilon=0.25$  og fermiflatens beliggenhet er markert. Tilstanden  $3/2(521)$  er grunntilstand i de tre letteste Dy-isotopene. Med økende nøytrontall beveger fermiflaten seg oppover i diagrammet og  $^{165}\text{Dy}$  har  $7/2(642)$  som grunntilstand.

Til en sli parameter b 'svarer' et eventuelt angulært moment

$$l = |K_2 - K_1| \cdot b$$

Da både  $^3\text{He}$  og  $\alpha$  partiklene antas å bli fullstendig absorbert innenfor kjernens radius, finner vi at  $l = 5,6$  er lavest tillatte og 1/2rte angulært moment, noe som bekræfter eksperimentelt. Lavere  $l$ -verdioverganger reduseres i betydelig grad på grunn av denne 'mismatchingen' ('mismatch') i angulært moment (fig. 2). DWBA-regningene viser riktignok maksimum for  $l=4$ , men eksperimentelt viser denne overgangen seg å være mye svakere enn  $l=5,6$  overgangene.

Vihar undersøkt de odde (og en av de like) Dy-isotopene (fig. 3) med  $(^3\text{He},\alpha)$  reaksjonen. Bombarderingsenergien var 25.5 MeV og  $\alpha$ -partiklene ble fotografisk registrert i enkelt-gap spektrografen ved Niels Bohr Institutets Tandem Accelerator på Risø. De teoretiske vinkelfordelingene viser maksimum tverrsnitt for de høye  $l$ -verdiene ved  $40^\circ$ . Alle spektrene er derfor tatt opp ved denne vinkelen.

Av spektrene ser vi at  $(^3\text{He},\alpha)$  reaksjonen er selektiv, bare noen få toppar står tydelig opp over bakgrunnen. Disse tilskriver vi  $11/2^-$   $505^+$  tilstanden, samt  $13/2^+$  og  $9/2^-$  i de lavestliggende positiv h.n.v negativ paritetsbåndene i kjernene. Tilstanden  $9/2^-$  får en tilstrekkelig stor spektroskopisk faktor til å kunne sees i  $(^3\text{He},\alpha)$  spekteret gjennom Corioliskoplingen til nærliggende  $N=5$  tilstander.

I den like  $^{160}\text{Dy}$ -kjernen spiller ikke Corioliskoplingen samme rolle som i de odde kjernene. Dessuten vil tverrsnittet som svarer til en bestemt angulært moment overføring i alminnelig-

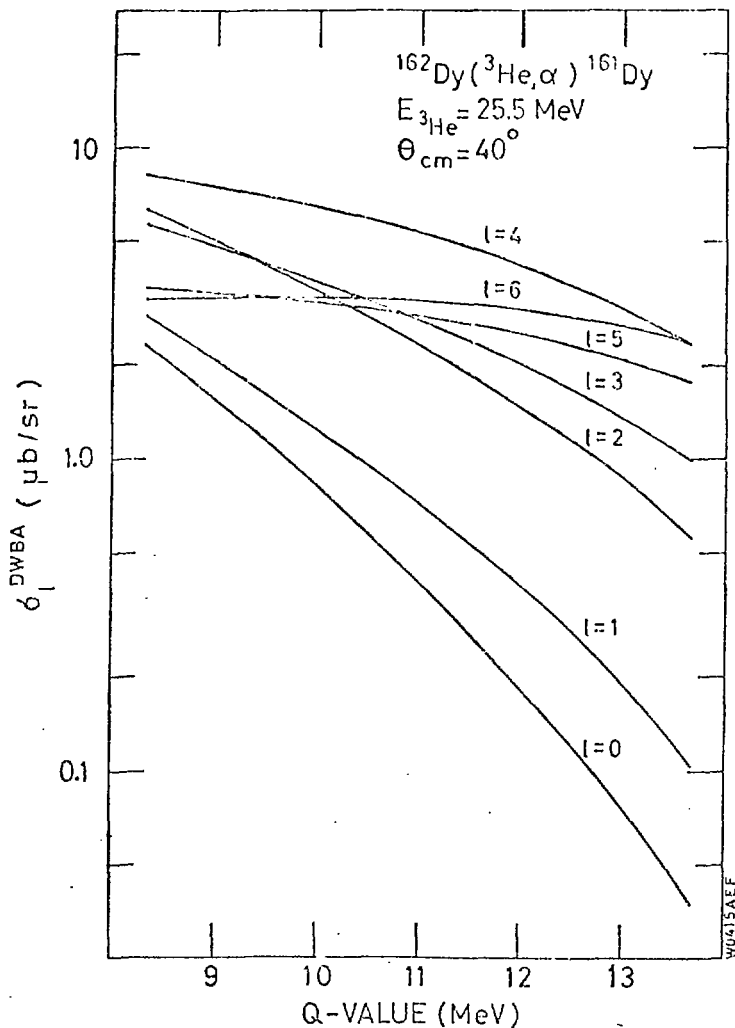


Fig. 2. Q-verdiavhengigheten til singelpartikkeltverrsnittene beregnet ved DWBA. Følgende parametre ble brukt:

	$V_V$	$r$	$a$	$W_V$	$r_I$	$a_I$	$r_C$
$^3\text{He}$	156	1.20	0.72	40	1.43	0.84	1.40
$\alpha$	168.7	1.378	0.517	21.6	1.378	0.517	1.30

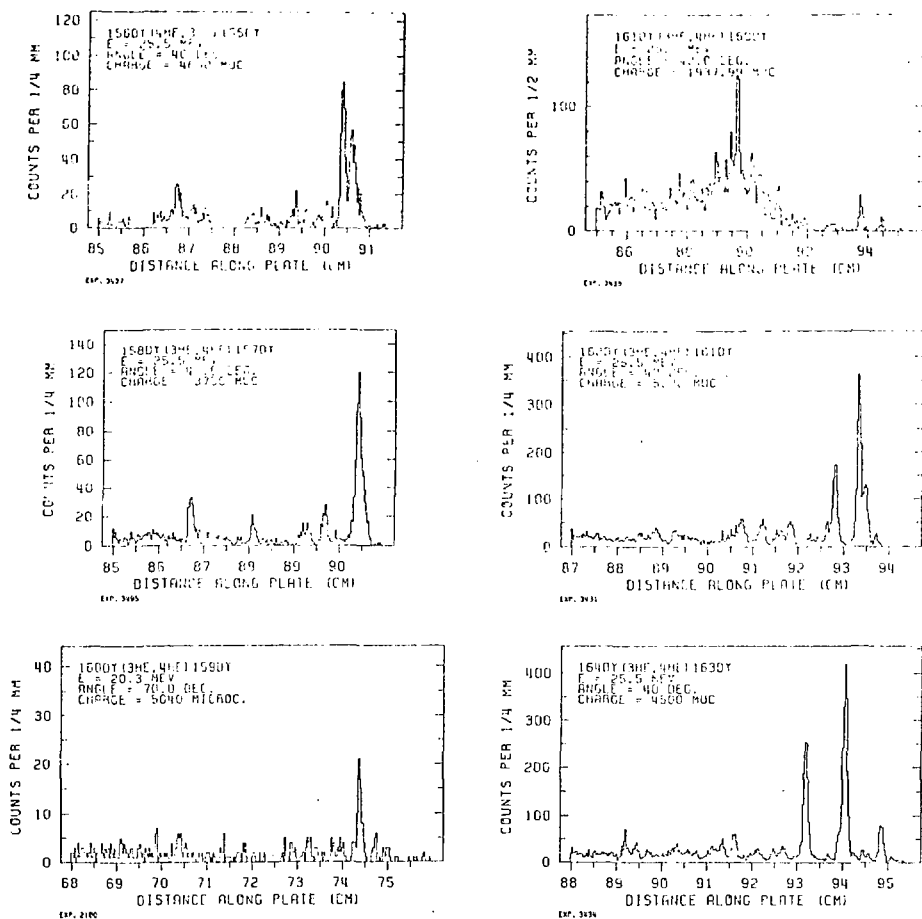
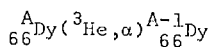


Fig. 3. Typiske spektre for reaksjonen



het fordeles over flere medlemmer i rotasjonsbåndene i det targetjernens spin ikke er null. Dette gjelder ikke for  $8^-(642; + 505)$  tilstanden hvor hele  $l=5$  tverrsnittet er konsentrert til en tilstand. I spekteret fra  $^{161}\text{Dy}(^3\text{He},\alpha)^{160}\text{Dy}$ -reaksjonen er derfor overgangen til denne tilstanden dominerende.

Vinkelfordelingene for  $(^3\text{He},\alpha)$  reaksjonene på Dy er iflg. DWBA regningene glatte og lite forskjellige fra  $l$ -verdi til  $l$ -verdi. Derimot er forholdet mellom  $(^3\text{He},\alpha)$  og  $(d,t)$  tverrsnittene (fig. 4) et mere iølsomt mål for det overførte angulære momentet, fordi  $(d,t)$  reaksjonen favoriserer de lave  $l$ -verdiene i motsetning til i  $(^3\text{He},\alpha)$  reaksjonen. Eksperimentelt finner vi tilstrekkelig stor forskjell i dette forholdet til at  $l=5$  overgangene kan skilles fra  $l=6$  overgangene, mens for de laveste  $l$ -verdiene er vanligvis de eksperimentelle tverrsnittene så små og usikkerhetene så store at sikre identifikasjoner ikke kan gjøres. Likeledes er den eksperimentelle forskjellen mellom  $l=3$  og  $l=4$  overgangene ikke godt nok bestemt til at vi kan skille mellom dem.

Da  $(d,t)$  og  $(^3\text{He},\alpha)$  reaksjonene har forskjellig  $Q$ -verdi-uavhengighet, må vi ved sammenligninger korrigere for denne. I det  $Q$ -verdi-intervallet vi har eksperimentelle data, faller den eksperimentelle og teoretiske avhengigheten praktisk talt sammen, så vi antar at den teoretiske kurven er tilstrekkelig god også utenfor dette området.

Den absolutte verdien av  $(^3\text{He},\alpha)/(d,t)$  forholdet fra DWBA regningene har vi fått ved å normalisere  $(d,t)$  tverrsnittene med faktoren 3.33, som er den sedvanlige, mens faktoren for  $(^3\text{He},\alpha)$  er 12.



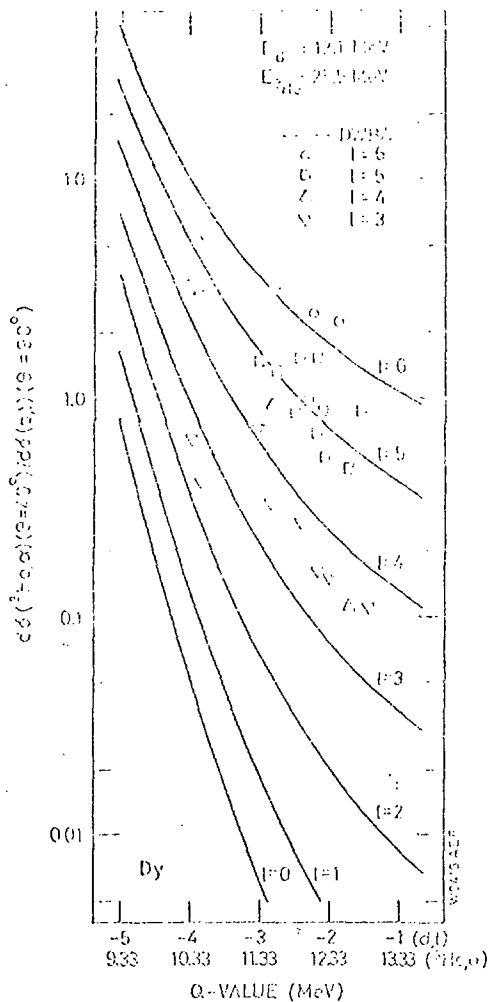


Fig. 4. Teoretiske og eksperimentelle værdier af forholdet  $d\sigma(^3\text{He},\alpha)/d\sigma(d,t)$  givet som funktion af  $Q$ -værdien i  $(d,t)$  h.h.v.  $(^3\text{He},\alpha)$  reaktionen.  $R(d,t) = 3.8\%$  og  $R(^3\text{He},\alpha) = 12$ .

Parameterværdier for  $(d,t)$  reaktionen:

	V	r	a	$W_V$	$W_S$	$\eta_I$	$\eta_1$
d	103	1.15	0.92		63	1.00	0.76
t	162	1.23	0.72	23		1.40	0.70

Både på grunnlag av de absolutte tverrsnittene og forholdet mellom ( $^3\text{He}, \alpha$ ) og (d,t) tverrsnittene, har vi identifisert  $11/2^-$  (505) tilstanden og  $13/2^+$  medlemmet i det laveste rotasjonsbåndet med positiv paritet (fig. 5). I omkring halvparten av tilfellene var disse tilstandene ukjente eller foreslått lagt til andre nivåer. Fordi spinprojeksjonen på symmetriaksen for 505+ tilstanden er relativt stor, vil ikke Corioliskoplingen i særlig grad påvirke tilstanden. Setter vi dessuten pairingfaktoren =1, blir den spektroskopiske faktoren =1 for tilstanden. DWBA-regninger gir  $\phi_{\ell=5}/\phi_{\ell=6} = 2$  for (d,t)-reaksjonen slik at vi fra fig. 5 kan trekke ut en spektroskopisk faktor  $\approx 1.5 - 2.5$  for  $13/2^+$  tilstanden. Da ( $^3\text{He}, \alpha$ ) eksperimentene ikke gir flere sterke  $13/2^+$  tilstander i Dy-kjernene, kan den spektroskopiske styrken være overført ved Corioliskopling til den laveste  $13/2^+$  tilstanden. Slike Coriolisregninger har tidligere vært utført for en del kjerner. Disse viser også at en slik overføring av spektroskopisk faktor kan beskrives med Corioliskopling.

Isotopen  $^{155}\text{Dy}$  er et spesielt interessant tilfelle fordi den ligger på grensen mellom de sfæriske og de vel-deformerte kjernene. Isotonen  $^{153}\text{Gd}$  har et spekter som har mange likhetspunkter med det for  $^{155}\text{Dy}$  mens  $^{151}\text{Sm}$  som har 4 protoner mindre kan beskrives som en sfærisk kjerne. Med hjelp fra  $\beta$ -decay fra  $^{155}\text{Ho}$  har vi ut fra (d,t) og ( $^3\text{He}, \alpha$ ) spektrene prøvd å beskrive  $^{155}\text{Dy}$  innen rammen av Nilssonmodellen og der adiabatisk betingelse. En Coriolisregning for  $N=5$  tilstander med tilpasning til eksperimentelle nivåer er utført for samtlige odde Dy-isotoper.

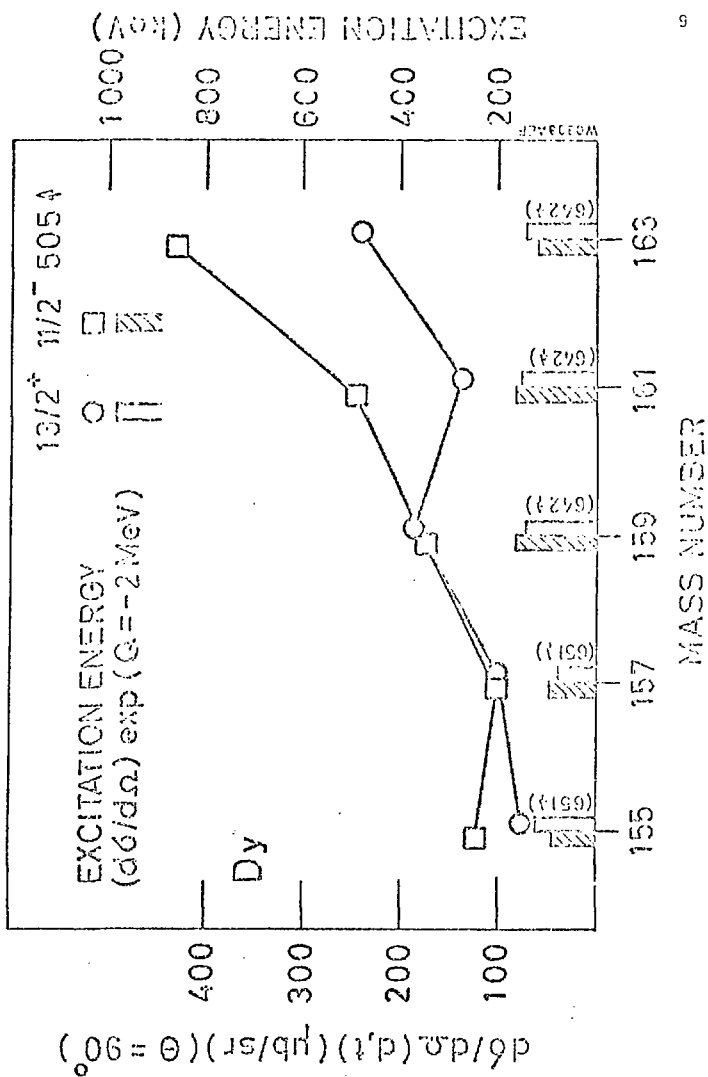


Fig. 5. Eksperimentelle verdier av eksitasjonsenergi og virkningstverrsnitt for  $11/2^- 505^+$  og den laveste  $13/2^+$  tilstanden i de odde Dy-isotopene.

Av fig. 6 ser vi at rotasjonsparameteren til den like-  
like coren øker jevnt med avtagende massetall.  $A_{\text{core}}$  er beregnet  
som middelveidien av grunntilstand-rotasjonsparameteren i den  
like-like isotopen over og under den aktuelle kjernen.

For  $A \geq 157$  vil  $A_{\text{band}}$  systematisk følge  $A_{\text{core}}$  men  
noe mindre enn denne som beskrevet av cranking modellen. I  $^{155}\text{Dy}$   
får vi imidlertid både ut fra eksperimentet og fra Coriolis-  
beregningene en grunntilstand rotasjonsparameter som ikke passer  
inn i dette bildet. Dette kan tyde på at den adiabatisk be-  
tingelse ikke lenger er så godt oppfylt i  $^{155}\text{Dy}$ .

Detaljene i Coriolisberegningen på  $^{155}\text{Dy}$  (fig. 7) viser  
imidlertid at bortsett fra den lave rotasjonsparameteren er  
Nilssonmodellen i stand til å gi en relativt god beskrivelse av  
kjernen.

De tre laveste spinntilstandene i grunntilstandsbåndet  
er bestemt ved  $\beta^+$  decay fra  $^{155}\text{Ho}$ . Disse tilstandene faller  
innenfor få keV ved samme energi som de tilsvarende nivåer i  
isotonen  $^{153}\text{Gd}$ .  $I^\pi = 9/2^-$  i grunntilstandsbåndet og i båndet  
bygd på  $523+$  fastlegges på grunnlag av ( $^3\text{He}, \alpha$ ) spekteret.  
Det gjør også som tidligere omtalt,  $13/2^+$  og  $11/2^-$   $505+$ .  
Tilstandene  $3/2^-$   $530+$  samt  $1/2^+$   $400+$  og  $3/2^+$   $402+$  bestemmes  
på grunnlag av sin karakteristiske (d,t) styrke, med god over-  
ensstemmelse mellom teori og eksperiment.

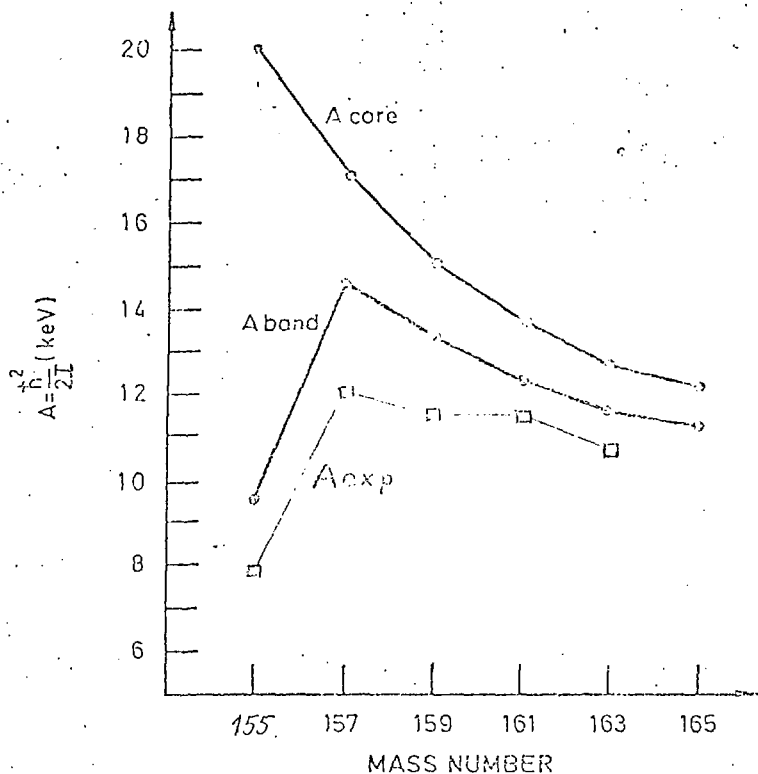


Fig. 6. Rotasjonsparametre som funksjon av massetall i de odde Dy isotopene.  $A_{core}$  og  $A_{band}$  representerer core parameteren og den midlere band-parameteren i de utførte Coriolisregningene.  $A_{exp}$  er den eksperimentelle rotasjonsparameteren (når vi neglisjerer Coriolis kopling) for tilstanden  $521\frac{1}{2}^+$ , grunntilstand i de tre letteste isotopene.

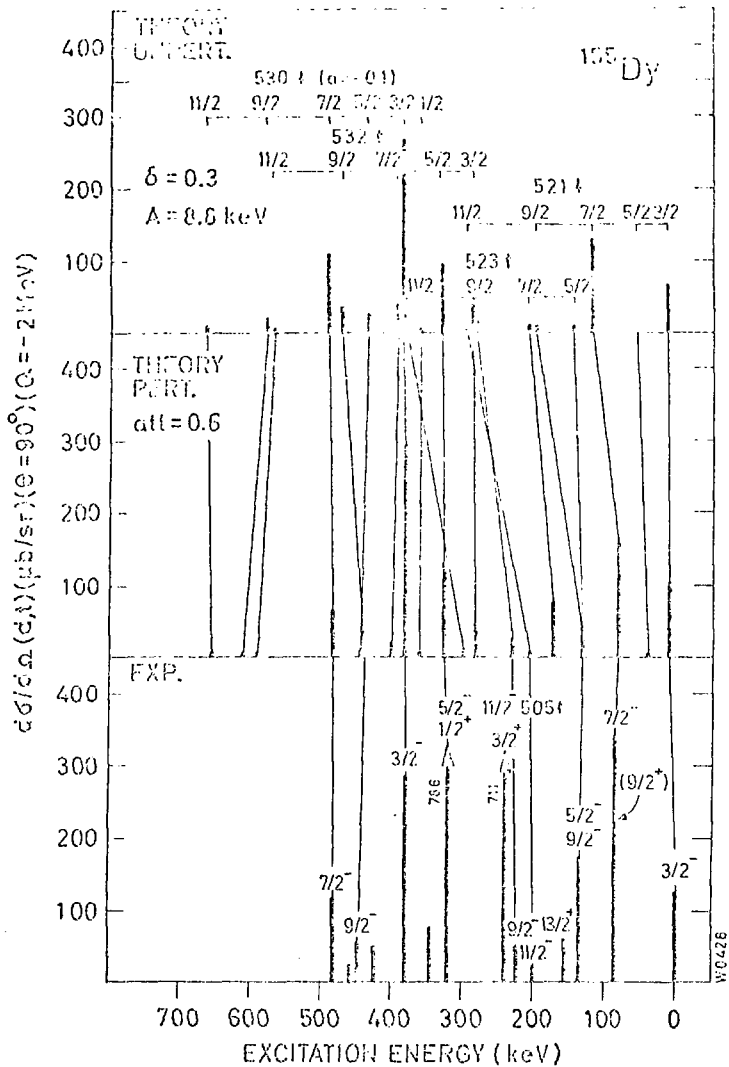


Fig. 7. Uperturberte, Corioliskoplede og eksperimentelle fingerprints for  $^{155}\text{Dy}$ . Corioliskoplingen inkluderer bare  $N=5$  tilstanden. Samtlige observerte nivåer er imidlertid tegnet inn.

