

Erik Wallander, Örjan Skeppstedt,
Anders Rindby, Thomas I Nilsson

K5

β -spektroskopi

MÅLSÄTTNING.

Laborationen ska visa hur man ur ett beta-energispektrum med hjälp av en Kurie-plot kan ta fram storheter som ändpunktsenergi och ft- värde och med hjälp av dessa försöka klassificera beta-övergångarna i ^{137}Cs . Med hjälp av skalmodellen och urvalsregler tas ett fullständigt sönderfallsschema fram.

FÖRKUNSKAPER.

Förkunskapskraven på denna laboration är egentligen mycket stora, då en stor del av grundkunskaperna i kärnfysik krävs för att förstå samtliga moment; skalmodellen, beta-sönderfall inkl. urvalsregler, gammaemission - inre konversion samt helst Fermis teori för beta-sönderfall, även om denna går igenom i detalj under laborationen. Hemuppgifterna ska vara lösta innan laborationstillfället.

Namn

Kurs

Utförd den

Handledare

Godkänd den

av

1. Introduktion

En gren av kärnstrukturforskningen är inriktad på studier av exciterade tillstånd i atomkärnan med avseende på energi, impulsmoment, livstid mm. Ett vanligt tillvägagångssätt är att producera en radioaktiv nuklid och sedan studera dess α -, β - eller γ -sönderfall. Produktionen av radioaktiva nuklider utöver de som återfinns i naturen kan åstadkommas exempelvis genom bombardemang av ett lämpligt strålmål (target) med laddade partiklar från en accelerator eller med neutroner från en reaktor. Då sådana processer åstadkommer en mängd isotoper av olika kemiska element används någon form av **isotopsseparator** för att selektera den önskade kärnan.

I vårt fall skall vi med hjälp av β -spektroskopi studera ^{137}Cs :s sönderfall för att bestämma impulsmomenten för dotterkärnans grundtillstånd och exciterade tillstånd.

2. Experimentuppställning

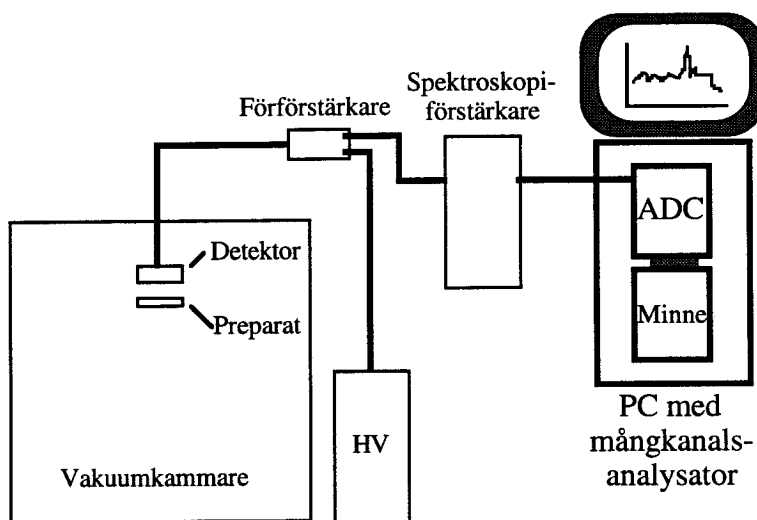


Fig. 1. Experimentuppställning

För detektering av β -partiklar använder vi en litium-dopad Si-detektor över vilken en spänning på 300V är pålagd. Genom att dopa kiselkristallen med litium kan detektorns känsliga område göras tillräckligt stort för att elektronerna skall bromsas ned helt inom detta. I vårt fall är detektorn 2 mm tjock, vilket är tillräckligt för elektronenergier mindre än ungefär 1.5 MeV. Den pålagda spänningen utarmar detektorn på laddningsbärare och denna leder således ingen ström. När en β -partikel bromsas i detektorn överförs kinetiska energi till atomära elektroner varigenom Si-atomerna joniseras och elektron-hålpar skapas i det utarmade lagret.

De frigjorda elektronerna accelereras i det elektriska fältet i kristallen och åstadkommer därvid ytterligare jonisation. Resultatet av detta blir en laddningspuls som i en laddningskänslig förstärkare omvandlas till en puls vars amplitud är proportionell mot den alstrade laddningen, dvs proportionell mot partikelenergin. Därefter förs pulsen vidare till en linjär förstärkare som ytterligare förstärker pulsen och ger den en lämplig form, dvs en amplitud av 1 - 10 volt och 2 - 4 μsek längd. Efter denna pulsformning matas pulsen in i en ADC (Analog to Digital Converter) som omvandlar pulsen till ett

binärt tal N . Det råder ett linjärt samband mellan pulsamplituden och N dvs ju större amplitud på pulsen desto större blir N . Talet N förs sedan vidare till en minnesenhet med ett visst antal minnesceller varvid innehållet i minnescellen med adressen N ökas med en enhet.

Under tiden som pulsen bearbetas i ADC:n är denna blockerad för ytterligare pulser. Blockeringstiden i den aktuella ADC:n är $15 \mu\text{s}$. Innehållet i minnescellerna presenteras i form av ett stapeldiagram på en bildskärm vilket gör att man får en bra bild av det uppmätta spektret.

3. Mätningar

Mätning 1:

Kalibrering av sambandet mellan β -partikelns kinetiska energi och kanalnummer. Kalibreringen göres med ett ^{207}Bi -preparat som utsänder konversionselektroner med 4 olika diskreta energier. (Se avsnittet om gammasönderfall i kurslitteraturen angående konversionselektroner.) Bestäm kanalnumret för konversionstopparna i spektret så noggrant som möjligt och ta fram ett linjärt samband mellan kanalnummer och energi. Se figur 2 som visar ett elektronenergisppektrum från sönderfallet av ^{207}Bi .

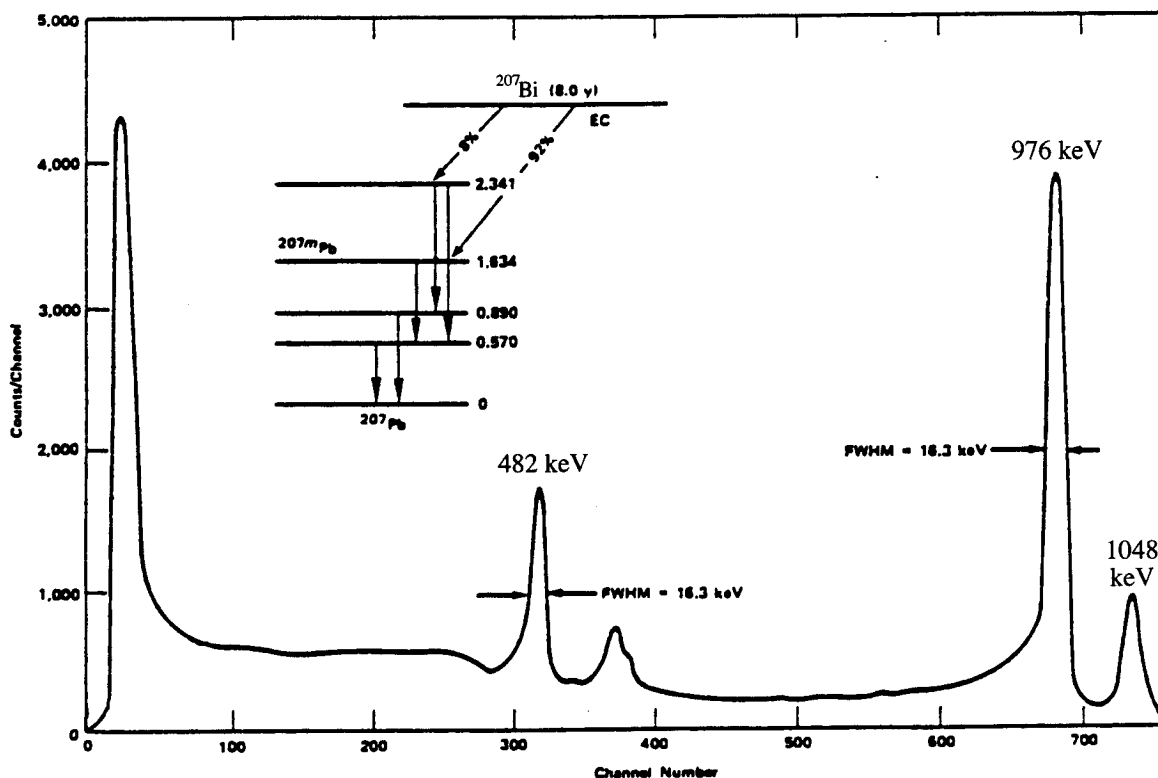


Fig. 2. Elektronenergisppektrum från ^{207}Bi med konversionstoppar.

Mätning 2:

Tag upp ett β -spektrum för sönderfallet av ^{137}Cs . Mättid ca 1 tim.

4. Laborationsuppgifter

Uppgift 1:

Studera det uppmätta β -spektrat för ^{137}Cs och förklara de olika komponenterna. Försök identifiera dessa och rita ett enkelt sönderfallsschema nedan.

Uppgift 2:

Bestäm ändpunktsenergierna för β -partiklarna ur en s k Kurie-plot, dvs ett diagram där uttrycket

$$\left(\frac{N(E_\beta)}{p^2 F(z, E_\beta)} \right)^{1/2} \quad (1)$$

är avsatt som funktion av β -energin. $N(E_\beta)$ är antalet β -partiklar med kinetiska energin E_β och bestäms från β -spektrum. $p^2 F(z, E_\beta)^{-1/2}$ bestäms ur fig. 3.

Ändpunktsenergierna bestäms till:

$$\begin{aligned} (E_0)_1 &= \quad \quad \text{keV} && (\text{lågenergetiska } \beta\text{-grenen}) \\ (E_0)_2 &= \quad \quad \text{keV} && (\text{högenergetiska } \beta\text{-grenen}) \end{aligned}$$

Uppgift 3:

Beräkna log ft -värdet för de båda β -grenarna.

ft -värdet eller som det också kallas den komparativa halveringstiden är produkten av funktionen $f(ZE_0)$ och $t_{1/2}$ (uttryckt i sekunder) för respektive β -gren, $\log_{10} f(ZE_0)$ erhålles ur figur 4.

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \text{ där } \lambda = \lambda_1 + \lambda_2 \quad (2)$$

λ_1 = sönderfallssannolikheten för den lågenergetiska β -grenen

λ_2 = sönderfallssannolikheten för den högenergetiska β -grenen

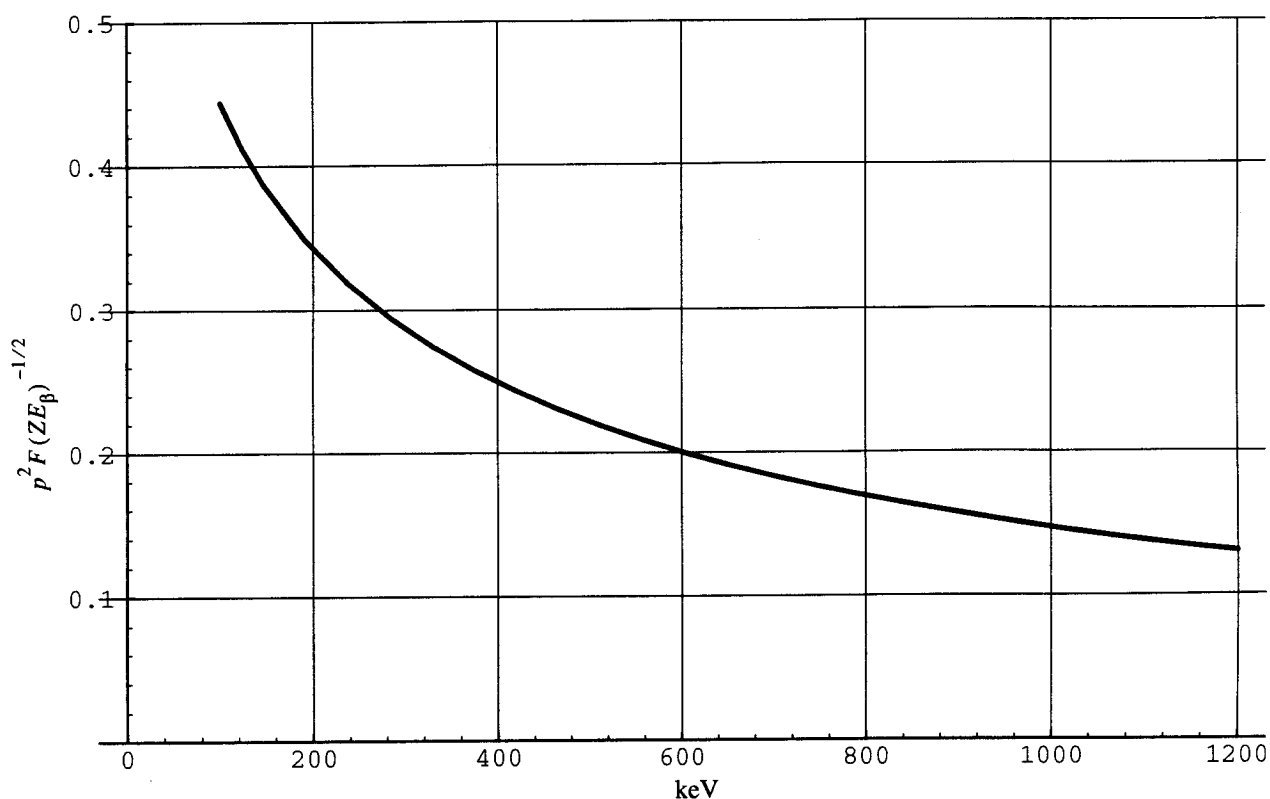


Fig. 3. $p^2 F(ZE_\beta)^{-1/2}$ som funktion av E_β

Ungefär 90 % av sönderfallet sker via den lågenergetiska β -grenen och 10 % genom den högre β -grenen. Detta innebär att $\lambda_1 = 0,9\lambda$ och $\lambda_2 = 0,1\lambda$.

Beräkna λ , λ_1 , λ_2 , $t_{1/2}(1)$ och $t_{1/2}(2)$ då vi vet att $t_{1/2} = 30$ år.

Svar :

$\lambda =$

Lågenergetiska β -grenen		Högenergetiska β -grenen	
λ_1	=	λ_2	=
$t_{1/2}(1)$	= år	$t_{1/2}(2)$	= år
"	= s	"	= s
$\log_{10} t_{1/2}(1)$	=	$\log_{10} t_{1/2}(2)$	=
$\log_{10} f(ZE_0)$	=	$\log_{10} f(ZE_0)$	=
$\log_{10} ft$	=	$\log_{10} ft$	=

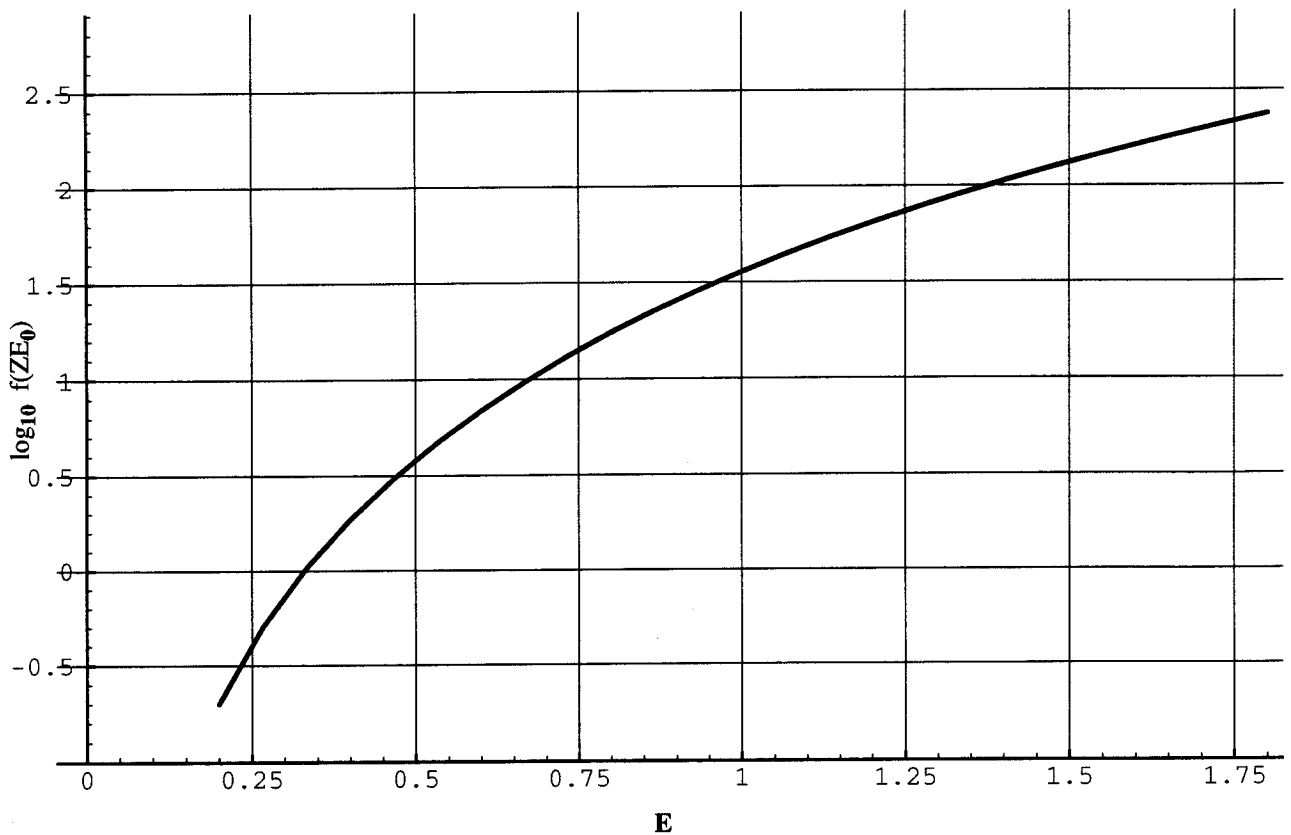


Fig. 4. $\log_{10} f(ZE_0)$ som funktion av ändpunktsenergin.

Uppgift 4:

Bestäm strålningstypen för de två β -grenarna ur tabell 1 som visar fördelningen av log ft värden för olika typer av β -sönderfall.

Tabell 1. Antalet "fall" av olika övergångar vid olika ft-värden

log ₁₀ ft	Super-allowed	Allowed	First forbidden		Second forbidden	
			Nonunique	Unique	Nonunique	Unique
2.8-3.2	6					
3.3-3.7	25	1				
3.8-4.2	2	8				
4.3-4.7		57				
4.8-5.2		120	8			
5.3-5.7		99	5			
5.8-6.2		74	24			
6.3-6.7		47	57			
6.8-7.2		25	40	1		
7.3-7.7		20	57	1		
7.8-8.2		9	38	28		
8.3-8.7		5	25	35		
8.8-9.2		9	21	10		
9.3-9.7			3	7	1	
9.8-10.2			5	2		
10.3-10.7		1	2	1	1	1
10.8-11.2			1	2	3	1
11.3-11.7			1		2	1
11.8-12.2			5		4	1
12.3-12.7			2		3	2
12.8-13.2					3	
≥13.3			1		3	
Total	33	475	295	87	20	6

Resultat:

	Lägre β -grenen	Högre β -grenen
Strålningstyp		
ΔI		
Paritetsbyte		

Uppgift 5:

Rita ett fullständigt sönderfallsschema med energier och impulsmoment för de olika nivåerna.

Använd skalmodellen för att få ett entydigt resultat. Stämmer ändpunktsenergin med det Q-värde som Du räknat fram?

5. Hemuppgifter

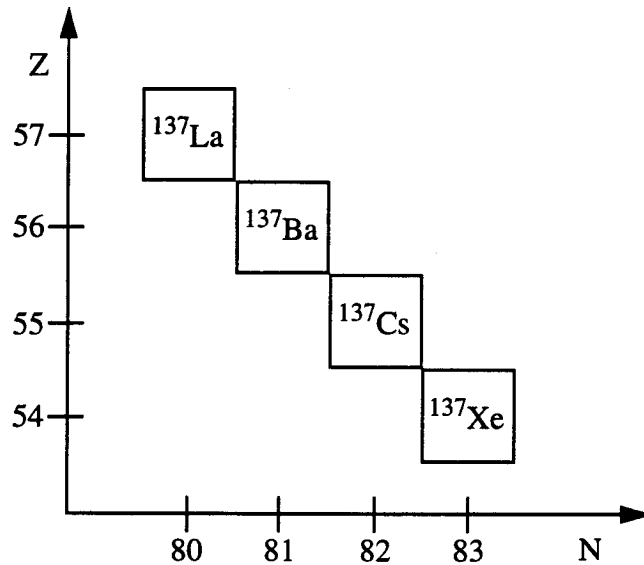


Fig. 5. Del av isobaren A=137

Hemuppgift 1:

^{137}Cs sönderfaller genom β -sönderfall med halveringstiden $t_{1/2} = 30$ år. Bestäm med hjälp av nedanstående massdata till vilken kärna ^{137}Cs sönderfaller samt dessutom typen av β -sönderfall (β^+ , β^- eller EC) och β -partiklarnas ändpunktsenergi.

$$M(^{137}\text{La}) = 136.906350 \text{ u}$$

$$M(^{137}\text{Ba}) = 136.905815 \text{ u}$$

$$M(^{137}\text{Cs}) = 136.907074 \text{ u}$$

$$M(^{137}\text{Xe}) = 136.911742 \text{ u}$$

1 u (atomär massenhet) motsvarar 931.504 MeV

Svar: Dotterkärna =
 Ändpunktsenergi = keV
 Sönderfallstyp:

Hemuppgift 2:

Vid β -sönderfall utsändes en β -partikel och en neutrino. Båda partiklarna har halvtaliga spinn, $\bar{s}_\beta = \bar{s}_\nu = 1/2$. Dessa kan kopplas parallellt (Gamow-Teller-typ) eller antiparallellt (Fermi-typ), dvs

$$\bar{S} = \bar{s}_\beta + \bar{s}_\nu \quad (3)$$

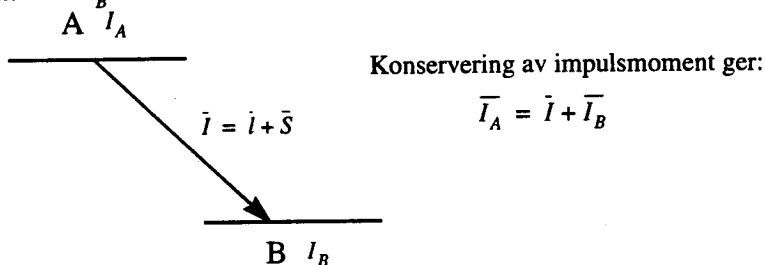
$S = 0$ (Fermi-övergång)

$S = 1$ (Gamow-Teller-övergång)

Vid sönderfallet kan de utsända partiklarna även föra med sig banimpulsmoment från kärnan.

$$l = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

β -partikeln och neutrinet medför således ett totalt impulsmoment $\bar{l}_A = \bar{l} + \bar{l}_B$. Om vi betecknar begynnelsestillståndets impulsmoment med I_A och sluttillståndets impulsmoment med I_B erhålles:



β -övergångar brukar klassificeras enligt följande schema:

- | | | |
|---------------------------------|---------|------------|
| i. Superalloved: | $l = 0$ | $S = 0$ |
| ii. Allowed: | $l = 0$ | $S = 0, 1$ |
| iii. First forbidden nonunique: | $l = 1$ | $S = 0$ |
| iv. First forbidden unique: | $l = 1$ | $S = 1$ |
| v. Second forbidden nonunique: | $l = 2$ | $S = 0$ |
| vi. Second forbidden unique: | $l = 2$ | $S = 1$ |

(jfr tabellen på sidan 7)

(Skillnad i övergångssannolikhet mellan "superalloved" och "allowed" övergångar beror ej av partiklarnas impulsmoment utan enbart av skillnader i de inblandade kärntillståndens struktur.)

Villkoret som erhålles från kravet på impulsmomentkonservering medför att vi för ett givet värde på $\Delta I = I_A - I_B$ har konkurrens mellan olika typer av övergångar. Den "mest tillåtna" övergångstypen dominerar emellertid i så stor utsträckning att de övriga i praktiken ej observeras.

Fyll, i nedanstående tabell, i den impulsmomentskillnad ΔI , som bör föreligga för en viss typ av (uppmätt ft-värde) betaövergång samt om pariteten ändras mellan begynnelse- och sluttillstånd.

	Paritetsändring ja/nej
i. Superallowed:	$\Delta I =$
ii. Allowed:	$\Delta I =$
iii. First forbidden nonunique:	$\Delta I =$
iv. First forbidden unique:	$\Delta I =$
v. Second forbidden nonunique:	$\Delta I =$
vi. Second forbidden unique:	$\Delta I =$

I Fermis teori för β -sönderfall är pariteten alltid strikt bevarad. Detta innebär att pariteten för systemets sluttillstånd p_f är lika med pariteten för begynnelsestillståndet p_i .

$$p_f = p_{N_f} p_{\beta, \nu} \quad (5)$$

$$p_i = p_{N_i} = p_{N_f} p_{\beta, \nu} \quad (6)$$

p_{N_f} = pariteten för kärnan i sluttillståndet.

$p_{\beta, \nu}$ = pariteten för de utgående partiklarna (β -partikeln och neutrinet)

p_{N_i} = pariteten för kärnan i begynnelsestillståndet

Om $p_{\beta, \nu} = -1$ (dvs udda paritet) måste $p_{N_i} = -p_{N_f}$ dvs kärnan ändrar paritet vid sönderfallet.

Om $p_{\beta, \nu} = 1$ (dvs jämn paritet) är $p_{N_i} = p_{N_f}$ dvs kärnan ändrar ej paritet.

$p_{\beta, \nu}$ bestäms av de utgående partiklarnas totala banimpulsmoment l enligt $p_{\beta, \nu} = (-1)^l$. Om l är udda är $p_{\beta, \nu} = -1$, om l är jämnt är $p_{\beta, \nu} = 1$.

Hemuppgift 3:

Bestäm med hjälp av ett skalmodellendiagram (se kurslitteraturen eller tabellverk) impulsmomenten för grundtillstånden av ^{137}Cs och dess dotterkärna.