

2.515. Emisja z jąder zorientowanych, korelacje kątowe i polaryzacyjne promieniowania γ

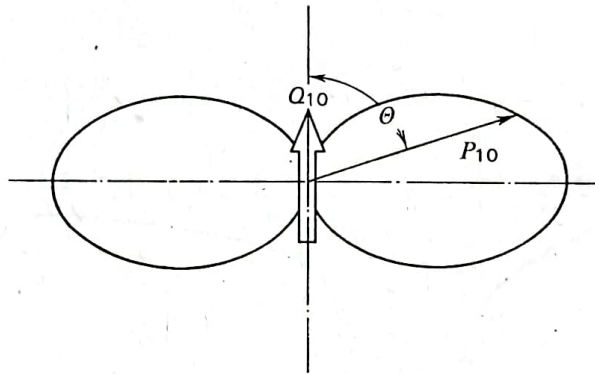
Jak wynika ze wzorów (2.511.14), rozkład kątowy emitowanego z jądra promieniowania elektromagnetycznego ma kształt charakterystyczny dla jego multipolowości. Tak na przykład, dla promieniowania dipolowego rozkład ten w płaszczyźnie dipola opisany jest funkcją

$$dP_{10} = C \sin^2 \theta d\Omega, \quad (2.515.1)$$

przedstawioną na rys. 2.515-1. Ogólnie, rozkład kątowy można przedstawić w postaci szeregu

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^l a_{2k} \cos^{2k} \theta, \quad (2.515.2)$$

gdzie θ jest kątem zawartym między kierunkiem osi kwantyzacji a kierunkiem emitowanego promieniowania. Ze względu na zależności od multipolowości promieniowania, rozkład kątowy stanowić może cenne źródło informacji o tej wielkości, a więc pośrednio również o spinach wzbudzonych stanów jądrowych.

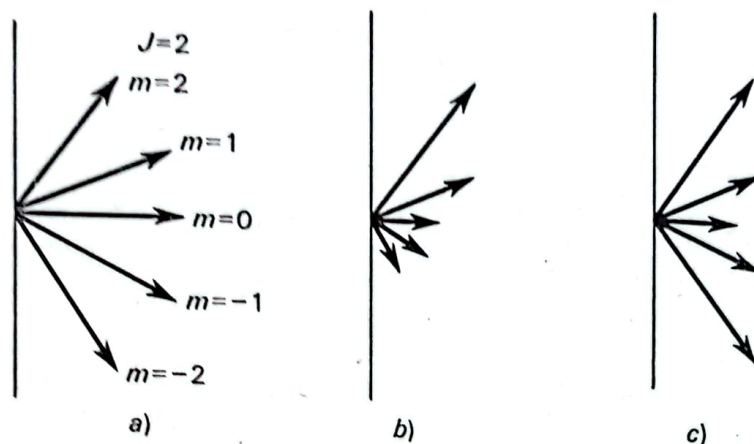


Rys. 2.515-1. Rozkład kątowy promieniowania dipolowego

Dla źródła promieniowania w zwykłych warunkach kierunki spinów różnych jąder zorientowane są losowo. Oznacza to, że we wzorach (2.511.14) wszystkie wartości liczb kwantowych m reprezentowane są tak samo i rozkłady kątowe, powstające w wyniku sumowania po tych wartościach stają się izotropowe. Aby uzyskać anizotropię emitowanego promieniowania, należy spiny jąder w pewien sposób zorientować.

Ze spinem jądra związany jest pewien dipolowy moment magnetyczny, toteż narzucającą się metodą orientacji jąder jest wykorzystanie oddziaływania tego momentu z zewnętrznym polem magnetycznym. Możemy mieć przy tym do czynienia z dwoma różnymi rodzajami orientacji. Zgodnie z zasadą kwantowania przestrzennego krętów, spin jądra I może względem wyróżnionego kierunku zajmować $2I+1$ różnych położeń, tak aby rzut jego na ten kierunek przyjmował wartości $m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I$. Jeżeli wszystkie podstany o różnych m_I są równo obsadzone, to nie występuje orientacja spinów jąder (rys. 2.515-2a). Polaryzacja występuje, gdy mamy przewagę obsadzeń stanów spinowych w pewnym kierunku (rys. 2.515-2b), natomiast z uszeregowaniem (*alignement*) mamy do czynienia wtedy, gdy stany o tych samych bezwzględnych wartościach m_I są równo obsadzone, przy występowaniu różnic między obsadzeniem różnych m_I (rys. 2.515-2c).

W polu magnetycznym, wskutek oddziaływania z momentami magnetycznymi jąder, energie tych różnych podstanów są różne. Nie może to jednak w normalnych temperaturach doprowadzić do różnic w ich obsadzeniu, gdyż różnice energii są zbyt małe w porównaniu z energią ruchów termicznych zaburzających orientację. W celu otrzymania niezerowej orientacji należy temperaturę próbki obniżyć do wartości rzędu 10^{-2} K. Dla uzyskania wzmocnienia efektu można tu stosować wewnętrzne pola magnetyczne w materii pochodzące od jonów paramagnetycznych. Lokalnie natężenia tych pól osiągać mogą wartości



Rys. 2.515-2. Obrazowe przedstawienie różnego typu orientacji jąder: a) jądra o spinach nie zorientowanych, b) polaryzacja spinowa, c) uszeregowanie spinów. Długości wektorów oznaczają względne obsadzenia podstanów o różnych wartościach liczby kwantowej m

dochodzące nawet do 10^7 Oe. W ciałach ferromagnetycznych można posłużyć się również bardzo dużymi polami domen. W pewnych przypadkach orientacja może być również wytworzona oddziaływaniem wewnętrznych, niejednorodnych pól elektrycznych z jądrowymi elektrycznymi momentami kwadrupolowymi.

Takie metody orientacji jąder, zwane metodami statycznymi, są na ogół trudne do zrealizowania i wytworzona w nich polaryzacja łatwo ulega zniszczeniu. Lepsze wyniki uzyskuje się za pomocą metod dynamicznych, w których zmieniamy obsadzenie różnych podstanów przez zastosowanie pola rezonansowego wysokiej częstości. Pole to wywołuje przejścia między różnymi elektronowymi stanami spinowymi. Następnie, wskutek oddziaływania między spinami jąder a powłoką elektronową, następuje powrót do stanu energetycznie korzystniejszego z równoczesnym odwróceniem spinów jąder, przez co otrzymuje się akumulację jąder w określonym stanie spinowym.

Jeżeli w wyniku uzyskanej orientacji podstany spinowe m_i stanu początkowego obsadzone są z prawdopodobieństwami $W(m_i)$, to funkcję rozkładu kąтового dla promieniowania o polowości l możemy przedstawić w postaci

$$F_l(\theta) = c \sum_{m_i m_f} W(m_i) W(m_i \rightarrow m_f) F_l^m(\theta), \quad (2.515.3)$$

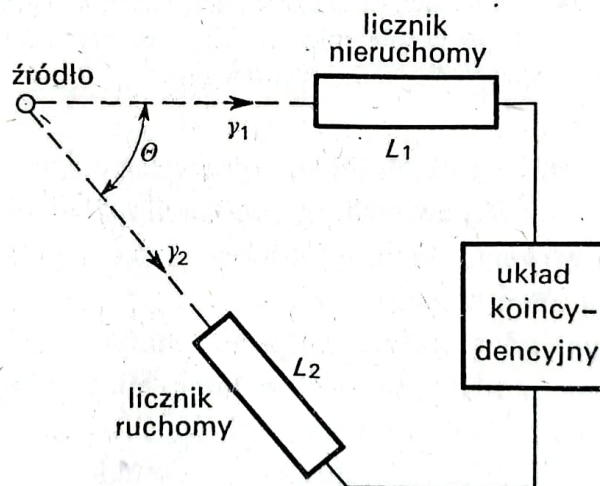
gdzie $F_l^m(\theta)$ określa rozkład kątowy dla przejścia między określonymi podstanami $m_i - m_f = m$, a $W(m_i \rightarrow m_f)$ charakteryzuje względne prawdopodobieństwo przejścia $m_i \rightarrow m_f$. Można pokazać, że wyraża się ono przez współczynniki Clebscha-Gordana

$$W(m_i \rightarrow m_f) = \langle I_f m_f l m | I_i m_i \rangle^2.$$

Uwzględniając postać funkcji $F_l^m(\theta)$, wynikającą ze wzorów (2.511.14), otrzymujemy na rozkład kątowy promieniowania γ emitowanego z jąder zorientowanych wyrażenie typu (2.515.2). Współczynniki tego rozwinięcia zależą od spinów i multipolowości przejścia. Cenną zaletą metod wykorzystujących emisję ze zorientowanych jąder jest to, że mamy tu do czynienia tylko z jednym przejściem i dzięki temu rozkład kątowy może być bardziej jednoznacznie powiązany z wartościami krętów. Różnice w obsadzeniu różnych podstanów spinowych mogą być również uzyskane w wyniku emisji z jądra pewnego promieniowania. Przypuśćmy mianowicie, że jądro wysyła w kaskadzie dwa kwanty γ_1 i γ_2 , czemu towarzyszy przejście między stanami jądra o spinach I_i , I' i I_f

$$I_i \xrightarrow{\gamma_1} I' \xrightarrow{\gamma_2} I_f.$$

Ze względu na zależność między kierunkiem emisji promieni γ a spinem jądra, wybierając pewien kierunek emisji kwantu γ_1 , wybieramy tym samym spośród jąder I' grupę o określonej orientacji spinów. Prawdopodobieństwo emisji kwantu γ_2 zależy od kierunku wektora spinów jąder emitujących I' . Mierząc zatem w koincydencji z promieniowaniem γ_1 , emitowanym w określonym kierunku, natężenie promieniowania γ_2 w zależności od kąta między kierunkami emisji obydwu promieniowań, otrzymać możemy rozkład anizotropowy. Eksperymentalnie wyznaczamy za pomocą dwu liczników L_1 i L_2 (rys. 2.515-3),



Rys. 2.515-3. Schemat eksperymentu dla wyznaczania korelacji kątowych między dwoma promieniami emitowanymi w kaskadzie

z których jeden jest zwykle nieruchomy, liczbę koincydencji w funkcji kąta θ zawartego między dwoma wyznaczonymi przez nie kierunkami.

Rozpatrzmy dokładniej korelację między dwoma kwantami emitowanymi w kaskadzie. Przyjmijmy za oś kwantowania kierunek emisji pierwszego promieniowania. Zakładając, że prawdopodobieństwa obsadzenia początkowych podstanów m_i są równe, możemy obliczyć prawdopodobieństwo obsadzeń podstanów pośrednich, sumując po wszystkich stanach m_i odpowiednie wyrażenia wynikające z (2.515.3)

$$W(m') = c \sum_{m_i} W(m_i \rightarrow m') F_l^{m_i}(\theta = 0), \quad (2.515.4)$$

gdzie $m_1 = m_i - m'$. Kwant emitowany w pewnym kierunku może mieć składowe krętu w tym kierunku równe tylko $m_1 = \pm 1$, co jest konsekwencją poprzecznej natury fali

elektromagnetycznej. Wartości $m_1 = \pm 1$ odpowiadają dwóm kierunkom polaryzacji kołowej fali. Zgodnie z tym mamy

$$W(m') = c' \sum_{m_l} \langle I'm'l_1 \pm 1 | I_l m_l \rangle^2 F_{l_1}^{\pm 1}(\theta = 0). \quad (2.515.4a)$$

Podstawiając ten rozkład obsadzeń stanów do (2.515.3) otrzymujemy na funkcję korelacji kierunkowej, opisującą prawdopodobieństwo emisji kwantu γ_2 pod kątem θ w stosunku do kierunku emisji γ_1 , wzór postaci

$$W(\theta) = c \sum_{m_l m_l'} \langle I'm'l_1 \pm 1 | I_l m_l \rangle^2 F_{l_1}^{\pm 1}(\theta = 0) \langle I_f m_f l_2 m_2 | I' m' \rangle^2 F_{l_2}^{m_2}(\theta). \quad (2.515.5)$$

Wzór ten pozwala na obliczenie funkcji korelacji w najprostszym przypadku dwu czystych przejść γ o określonych multipolowościach. Funkcje $F_l^m(\theta)$ możemy, zgodnie z (2.511.14), wyrazić przez wielomiany Legendre'a, funkcja korelacyjna wtedy przyjmie postać

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^{k_{\max}} A_{2k} P_{2k}(\cos \theta), \quad A = A(l_1, l_2, I, I') \quad (2.515.6)$$

przy czym k_{\max} równe jest najmniejszej spośród trzech liczb: spinu stanu pośredniego jądra I' i multipolowości obydwu kwantów l_1 i l_2

$$k_{\max} = \text{Min}(I', l_1, l_2).$$

Jeżeli spin stanu pośredniego równy jest $I' = 0$ lub $1/2$, to

$$W(\theta) = 1$$

i nie otrzymujemy anizotropii w rozkładzie kątowym.

Niekiedy dla scharakteryzowania korelacji kierunkowych nie posługujemy się pełną funkcją korelacyjną $W(\theta)$, lecz wielkością zwaną anizotropią A , zdefiniowaną związkiem

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}, \quad (2.515.7)$$

którą wyznacza się mierząc natężenia promieniowania γ_2 emitowanego pod kątami 90° i 180° względem kierunku emisji kwantu γ_1 .

Współczynniki A_{2k} w funkcji korelacyjnej (2.515.6) zależą od multipolowości kwantów l_1 i l_2 oraz spinów stanów jądrowych biorących udział w kaskadzie, co często pozwala na wyznaczenie tych wielkości. W tym celu staramy się do eksperymentalnych danych korelacyjnych dopasować szereg typu (2.515.6) wyznaczając jego współczynniki metodą najmniejszych kwadratów. Porównanie tak uzyskanych współczynników z przewidywaniami teoretycznymi daje przyporządkowanie spinów. Wartości teoretyczne tych współczynników znaleźć można w bardziej zaawansowanych opracowaniach dotyczących korelacji kierunkowych.

Okazuje się np., że dla kaskady

$$(I_i = 4) \xrightarrow{l_1=2} (I' = 2) \xrightarrow{l_2=2} (I_f = 0),$$

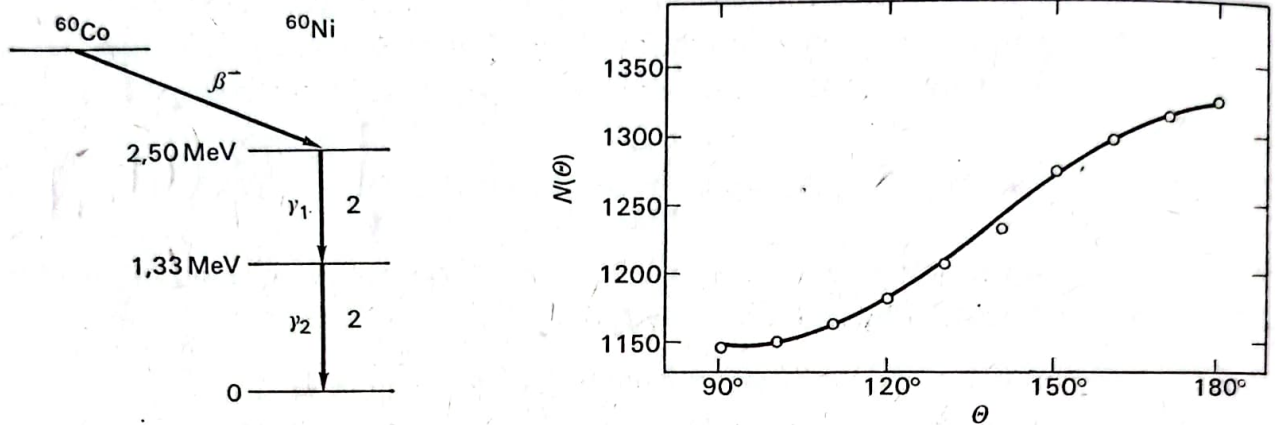
funkcja korelacyjna ma postać

$$W(\theta) = 1 + 0,1020P_2(\theta) + 0,0091P_4(\theta) = 1 + \frac{1}{8} \cos^2 \theta + \frac{1}{24} \cos^4 \theta. \quad (2.515.8)$$

Taką funkcję korelacyjną otrzymano np. w jednym z pierwszych, historycznie zbadanych tą metodą przejść, mianowicie w kaskadzie (4)2(2)2(0) w jądrze ^{60}Ni otrzymanym z rozpadu β jądra ^{60}Co (rys. 2.515-4).

Przyporządkowanie spinów na podstawie zmierzonej funkcji korelacji jest często utrudnione przez różne czynniki zaburzające. Przede wszystkim otrzymuje się często niejednoznaczności, gdyż współczynniki funkcji korelacyjnej mają zbliżone wartości dla różnych kombinacji spinów i w granicach błędu doświadczalnego mogą się zgadzać z wartościami zmierzonymi.

Często zdarza się również, że badane przejścia nie są czyste o określonych multipolościach, lecz stanowią mieszaninę różnych promieniowań, np. $E2$ i $M1$. Jeżeli znamy



Rys. 2.515-4. Wyniki pomiarów korelacyjnych dla kaskady kwantów γ emitowanych z jądra ^{60}Ni , wg R. M. Steffen, *Adv. in Phys.* 4, 293 (1955)

składnią spinów stanów biorących udział w kaskadzie, to z pomiaru korelacji można znaleźć udział przejść $E2$ i $M1$. Jeżeli jednakże ani spiny, ani stosunki zmieszania nie są znane, to jednoznaczne rozwiązanie zagadnienia nie jest na ogół możliwe.

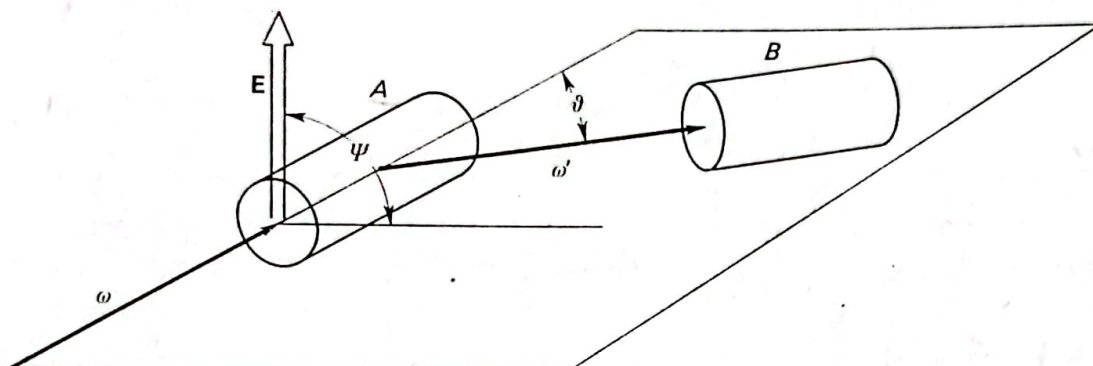
Poważne zaburzenia do obserwowanych korelacji kierunkowych wprowadzać mogą także czynniki zewnętrzne, takie jak zderzenia z atomami i oddziaływanie z polami magnetycznymi i elektrycznymi, prowadzące do reorientacji jąder w stanie pośrednim. Z drugiej jednakże strony badanie takich zaburzonych korelacji dostarczyć może wielu cennych informacji o atomowej strukturze materii, w której znajduje się jądro wysyłające promieniowanie γ . Pomiaru takie stanowią obecnie bardzo ważne narzędzie w badaniach fazy skondensowanej. Jedno z zastosowań korelacji zaburzonych w fizyce jądrowej do pomiaru momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder poznamy w (2.516).

Pomiary korelacji kątowych dostarczają tylko informacji o multipolowości przejść. Do określenia typu przejścia i związanej z nim parzystości, należy pomiar korelacji kierunkowych uzupełnić pomiarem liniowej polaryzacji promieniowania γ .

Najczęściej stosowaną metodą wyznaczenia liniowej polaryzacji promieni γ jest metoda wykorzystująca zależność zjawiska Comptona od polaryzacji. Podstawę tej metody stanowi wzór (1.113.8b) na różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie spolaryzowanego fotonu w element kąta bryłowego $d\Omega$ w kierunku określonym przez kąty ϑ i ψ (rys. 2.515-5):

$$d\sigma = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^2 \left[\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \psi \right] d\Omega, \quad (2.515.9)$$

gdzie ψ jest kątem między kierunkiem wektora elektrycznego spolaryzowanego padającego promieniowania i płaszczyzną rozpraszania, a ϑ jest kątem wylotu rozproszonego fotonu. Tę właśnie zależność przekroju czynnego od kąta ψ wykorzystano do wyznaczenia liniowej polaryzacji promieniowania γ . Mierzy się w tym celu liczbę koincydencji impulsów z dwu liczników, z których jeden (*A* na rys. 2.515-5) rejestruje elektron odrzutu, a drugi (*B*) — kwant γ rozproszony pod ustalonym kątem ϑ . Pomiar powtarzamy dla



Rys. 2.515-5. Zasada pomiaru liniowej polaryzacji kwantów γ

różnych kątów ψ . Zgodnie ze wzorem (2.515.9), minimalna liczba koincydencji wystąpi dla $\psi = 0^\circ$, a maksymalna dla $\psi = 90^\circ$. Wyznaczając zatem kierunek, w którym liczba koincydencji jest najmniejsza, ustalamy kierunek polaryzacji, natomiast pomiar natężenia w tym kierunku i w kierunku prostopadłym do niego może nam dać wartość polaryzacji. Zdefiniujemy mianowicie polaryzację wiązki promieniowania γ związkami

$$P = \frac{J_{\parallel} - J_{\perp}}{J_{\parallel} + J_{\perp}}, \quad (2.515.10)$$

gdzie J_{\parallel} oznacza składową natężenia wiązki o wybranym kierunku polaryzacji, a J_{\perp} — składową natężenia o polaryzacji w kierunku prostopadłym. Oznaczmy maksymalną liczbę rozproszonych cząstek, rejestrowanych w funkcji kąta jaki tworzy płaszczyzna rozproszenia z wybranym kierunkiem, przez N_{\max} , a minimalną N_{\min} . Ponieważ zachodzi

$$N_{\max} = J_{\parallel} d\sigma(\vartheta, \psi = 0^\circ) + J_{\perp} d\sigma(\vartheta, \psi = 90^\circ),$$

$$N_{\min} = J_{\parallel} d\sigma(\vartheta, \psi = 90^\circ) + J_{\perp} d\sigma(\vartheta, \psi = 0^\circ),$$

zatem polaryzacja

$$P = \frac{R+1}{R-1} \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}}, \quad (2.515.11)$$

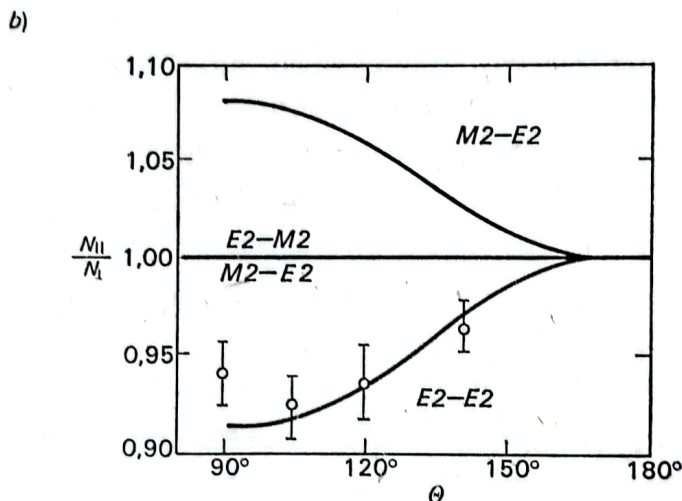
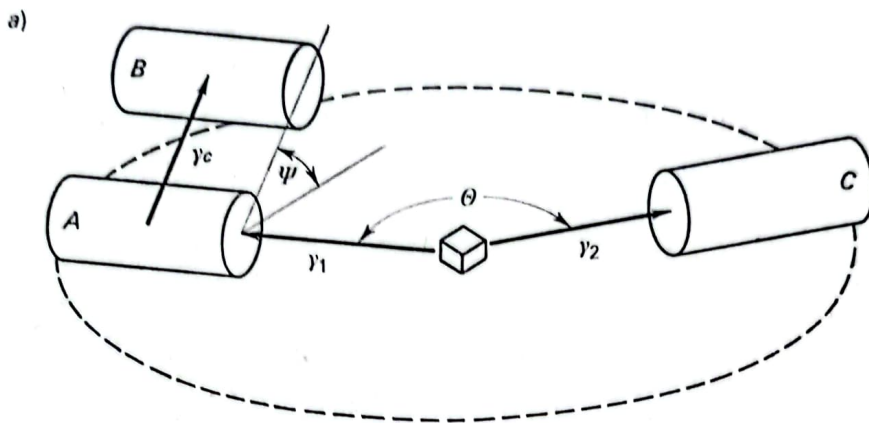
gdzie asymetria

$$R = \frac{d\sigma(\vartheta, \psi = 90^\circ)}{d\sigma(\vartheta, \psi = 0^\circ)}, \quad (2.515.11a)$$

charakteryzująca zdolność analizującą przyrządu, może być obliczona na podstawie wzoru (2.515.9).

W przypadku dwu promieniowań γ_1 i γ_2 emitowanych w kaskadzie wyznaczamy korelację kątowo-polaryzacyjną. Wyraża ona prawdopodobieństwo, że drugi foton kaskady, skorelowany kierunkowo z fotonem pierwszym, ma określoną polaryzację. Mierzmy tu za pomocą analizatora polaryzacji promieniowania γ złożonego z liczników *A* i *B* liczbę potrójnych koincydencji z trzecim licznikiem *C*, wyznaczającym korelację kątową z kwan-

tem γ_1 (rys. 2.515-6a). Jeżeli oznaczymy przez $N_{||}$ liczbę potrójnych koincydencji dla kąta $\psi = 0^\circ$ (wszystkie trzy liczniki w jednej płaszczyźnie), a przez N_{\perp} dla $\psi = 90^\circ$, to stosunek $\frac{N_{||}}{N_{\perp}} < 1$ oznacza, że kwant drugi jest spolaryzowany w kierunku równoległym do płaszczyzny wyznaczonej przez oba kwanty. Dla kaskady dwu promieniowań kwadrupolowych oznacza to, że obydwa są promieniowaniami elektrycznymi, $E2 - E2$. Dla podanego



Rys. 2.515-6. Zasada pomiaru korelacji kąto-polarizacyjnej a) i wyniki pomiaru dla kaskady kwantów γ emitowanych z jądra ^{60}Ni b), wg F. Metzger, M. Deusch, *Phys. Rev.* 78, 551 (1950)

poprzednio przykładu kaskady (4)2(2)2(0) w ^{60}Ni , rys. 2.515-6b pokazuje, że wyniki pomiarów określają jednoznacznie przyporządkowanie (4)E2(2)E2(0). Ponieważ parzystość stanu podstawowego jądra ^{60}Ni jest dodatnia, pozwala to na jednoznaczne określenie parzystości obydwu najniższych stanów wzbudzonych w ^{60}Ni jako również dodatnich.

2.516. Pomiar momentów magnetycznych i elektrycznych wzbudzonych stanów jądrowych

Do wyznaczenia momentów stanów wzbudzonych jąder możemy się posłużyć metodami, podobnymi do omówionych w (1.31), dla stanów podstawowych tylko w przypadku stosunkowo długich czasów życia. Jakkolwiek w pewnych szczególnych przypadkach można przesunąć granicę tych czasów do 10^{-5} s, to na ogół należy dla stanów krótkożyjących opracować inne metody.

Wszystkie te metody opierają się na oddziaływaniu momentów z polami elektrycznymi lub magnetycznymi. W przypadku np. oddziaływania dipolowego momentu magnetycznego jądra, zgodnie ze wzorem (1.314.9), energia tego oddziaływania jest równa

$$E_M = \omega_L \hbar m, \quad (2.516.1)$$

gdzie m jest magnetyczną liczbą kwantową odpowiadającą rzutowi spinu jądra na kierunek pola magnetycznego, a ω_L jest częstością precesji Larmora wyrażającą się wzorem

$$\omega_L = g\mu_0 \frac{H}{\hbar}. \quad (2.516.2)$$

g oznacza w tym wzorze czynnik podający według (1.312.30) stosunek momentu magnetycznego w magnetonach jądrowych μ_0 do spinu, a H natężenie pola magnetycznego. Ze względu na bardzo małą wartość magnetonu jądrowego tylko zastosowanie bardzo dużych pól magnetycznych prowadzi może do mierzalnych efektów. Pola wytwarzane w szczelinie elektromagnesu, rzędu 10^4 Gs, są zwykle zbyt słabe. Zastosowanie magnesów nadprzewodnikowych powiększa tę wartość o około 1 rząd wielkości. Dalsze zwiększenie pola nastąpić może przez wykorzystanie pól wewnętrznych występujących np. w ferromagnetykach. Tak na przykład, pole działające na jon Fe w namagnesowanym żelazie wynosi 333 kGs, a na Au również w żelazie nawet 10^3 kGs. Jeszcze większe pola, nawet rzędu 10^4 kGs, uzyskać można przez wykorzystanie odrzutu jąder w stanie wzbudzonym, powstających w wyniku reakcji jądrowych, do namagnesowanej folii ferromagnetycznej. Występują wówczas tzw. pola przejściowe związane z obecnością w tej folii spolaryzowanych elektronów. Rozpraszanie tych elektronów przez elektrostatyczne oddziaływanie z padającym jonom prowadzi do znacznego powiększenia ich gęstości w miejscu, gdzie znajduje się jądro, co daje bardzo duży wzrost pola magnetycznego. Pola takie mają działanie krótkotrwałe, tylko w czasie rzędu ps, mogą być jednak i są rzeczywiście wykorzystywane do pomiarów bardzo krótkożyjących stanów wzbudzonych jąder.

Również w przypadku odrzutu powstającego w reakcji jądra wzbudzonego do próżni, pojawiać się mogą bardzo silne pola magnetyczne, pochodzące od elektronów orbitalnych w takich silnie zjonizowanych atomach. Tak na przykład, pojedynczy elektron na orbicie $1s$, krążący dokoła jądra o liczbie atomowej Z wytwarza w miejscu tego jądra pole o wielkości

$$H = 167 Z^3 \text{ kGs.}$$

Dla elektronu z orbity $1p$ pole to jest około 50 razy mniejsze. Ze względu na to, że mogą tu występować różne stany ładunkowe odrzuconych jonów, a także przejścia między ich różnymi stanami atomowymi, pola te nie mają stałej w czasie wartości, co bardzo utrudnia interpretację wyników.

Do pomiaru elektrycznych momentów kwadrupolowych stanów wzbudzonych jąder należy się posługiwać oddziaływaniem ich z niejednorodnymi polami elektrycznymi. Energia takiego oddziaływania z polem o gradiencie V_{zz} wynosi

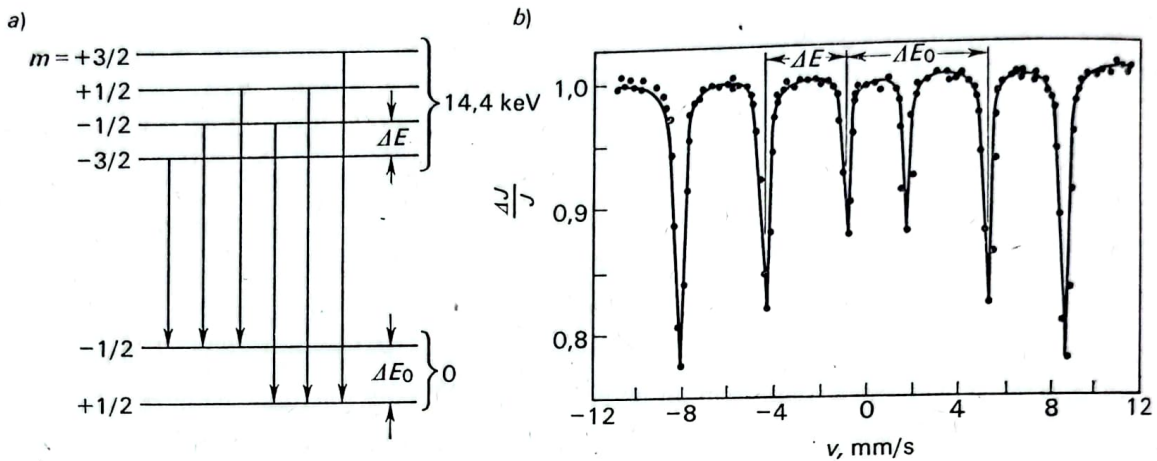
$$E_E = Q \frac{3m^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)} V_{zz}, \quad (2.516.3)$$

gdzie Q jest kwadrupolowym momentem jądrowym, a m magnetyczną liczbą kwantową, odpowiadającą rzutowi spinu jądra na oś symetrii gradientu pola. Również i tutaj uzyskuje

się pola przejściowe, o szczególnie dużym gradiencie, w wyniku oddziaływań z polem nadlatującej cząstki w przypadku np. wzbudzenia kulombowskiego.

Przy pomiarach momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder wykorzystać można różne zjawiska wynikające z ich oddziaływań z polem magnetycznym, z których bliżej omówimy trzy, najczęściej stosowane:

1. Rozszczenie Zeemana linii absorpcji rezonansowej. Na obserwacje takiego rozszczenia pozwala ogromna dokładność pomiaru konturu linii widmowej w zjawisku Mössbauera. Rozszczenie takie, na przykładzie jąder ^{57}Fe , pokazuje rys. 2.516-1a.



Rys. 2.516-1. a) Zeemanowskie rozszczenie poziomów energetycznych jądra ^{57}Fe w polu magnetycznym, b) widmo Zeemanowskie uzyskane przez wykorzystanie zjawiska Mössbauera dla linii 14,4 keV ^{57}Fe w Fe_2O_3 wg A. H. Muir Jr., H. Widersich, J. O. Artman: *HFS and Nuclear Radiations* (1968)

Odpowiednio do różnych możliwych wartości magnetycznych liczb kwantowych m , poziom podstawowy o spinie $1/2$ rozpada się na dwie składowe, a poziom wzbudzony o spinie $3/2$ na cztery składowe. Wielkości rozszczenia ΔE_0 i ΔE_1 są proporcjonalne do natężenia pola H i momentów magnetycznych tych stanów

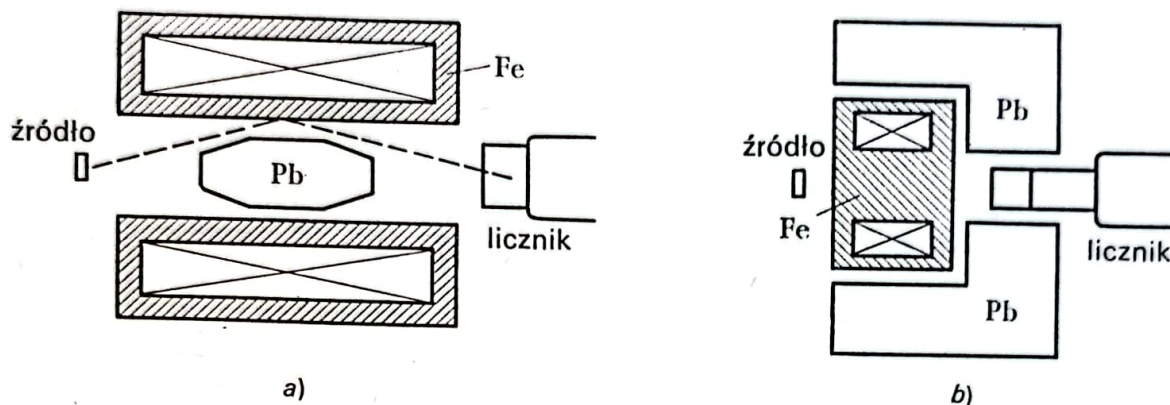
$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= g_0 \mu_0 H, \\ \Delta E_1 &= g_1 \mu_0 H, \end{aligned} \quad (2.516.4)$$

gdzie g_0 i g_1 są czynnikami jądrowymi g dla stanu podstawowego i wzbudzonego. Mierząc zatem ΔE_0 i znając g_0 z pomiarów dla stanu podstawowego, wyznaczyć możemy H , a wyznaczając ΔE_1 w tym samym polu można znaleźć g_1 dla stanu wzbudzonego. Odpowiednio do reguły wyboru $\Delta m = 0, \pm 1$ otrzymuje się w tym przypadku 6 składowych widma zeemanowskiego (rys. 2.516-1b), których wzajemne odległości dają wartości ΔE_0 i ΔE_1 . Tak na przykład stwierdzono, że wewnętrzne pola magnetyczne w antyferromagnetycznym związku $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ mają wartość 536 kGs, a moment magnetyczny wzbudzonego stanu 14,4 keV wynosi $-0,153 \mu_0$.

Wykorzystując zjawisko Mössbauera można mierzyć momenty magnetyczne stanów wzbudzonych jąder stabilnych, o energiach wzbudzenia nie przekraczających 150 keV i czasach życia w przedziale $10^{-10} \text{ s} \leq \tau \leq 10^{-5} \text{ s}$.

2. Badanie polaryzacji kołowej promieniowania γ wysyłanego przez jądra zorientowane. Polaryzacja promieniowania zależy od stopnia orientacji jąder, a ten z kolei od magnetycznego momentu jądra w stanie wzbudzonym.

Do pomiaru polaryzacji kołowej promieniowania γ wykorzystujemy najczęściej zjawisko Comptona. Okazuje się mianowicie, że przekrój czynny na rozpraszanie komptonowskie zależy od wzajemnego ustawienia wektora polaryzacji kwantu γ i spinu elektronu. Rozpraszając zatem kwanty γ na elektronach spolaryzowanych przez wewnętrzne pola magnetyczne w ferromagnetyku, otrzymuje się różny przekrój czynny dla przeciwnych kierunków pola i z różnicy tej wyznaczyć można polaryzację kołową promieniowania γ . Mierzyć przy tym można zarówno natężenie promieni γ rozproszonych na namagnesowanym rdzeniu żelaznym (rys. 2.516-2a) jak i przepuszczonych przez taki rdzeń żelazny



Rys. 2.516-2. Schemat urządzenia do pomiaru kołowej polaryzacji promieni γ przez wykorzystanie a) rozproszenia i b) transmisji promieniowania γ przez namagnesowane żelazo

(rys. 2.516-2b). W tym drugim przypadku stwierdzamy, że namagnesowane żelazo działa jak filtr przepuszczający silniej promienie γ , gdy kierunki ich polaryzacji i polaryzacji elektronów są zgodne.

3. Najwięcej informacji dotyczących momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder pochodzi obecnie z obserwacji zaburzenia, wynikającego z oddziaływania z polem magnetycznym, rozkładów kątowych kwantów γ emitowanych z jąder, zorientowanych bądź to w wyniku emisji poprzedniego promieniowania w eksperymencie korelacyjnym (PAC — *Perturbed Angular Correlation*), bądź w wyniku reakcji jądrowej (PAD — *Perturbed Angular Distribution*).

Metody te stosowane są dla stanów wzbudzonych o czasach życia w zakresie od 10^{-12} s do 10^{-5} s, a w przypadku stanów wytworzonych w reakcjach jądrowych górną granicę przesunąć można nawet do 10^{-2} s.

Jak wiemy (zob. 2.515), funkcja korelacji dwu kwantów γ emitowanych w kaskadzie ma postać

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^{k_{\max}} A_{2k} P_{2k}(\cos \theta). \quad (2.516.5)$$

W przypadku oddziaływania z polem magnetycznym następuje precesja momentu magnetycznego w stanie pośrednim w tym polu, w wyniku czego w funkcji korelacyjnej pojawi się zależność od czasu

$$W(\theta, H, t) = 1 + \sum_{k=1}^{k_{\max}} G_{2k}(t) A_{2k} P_{2k}(\cos \theta). \quad (2.516.6)$$

Gdy pole magnetyczne jest prostopadłe do płaszczyzny wyznaczonej przez rejestrowane kwanty (rys. 2.516-3), wówczas funkcja korelacyjna ma postać

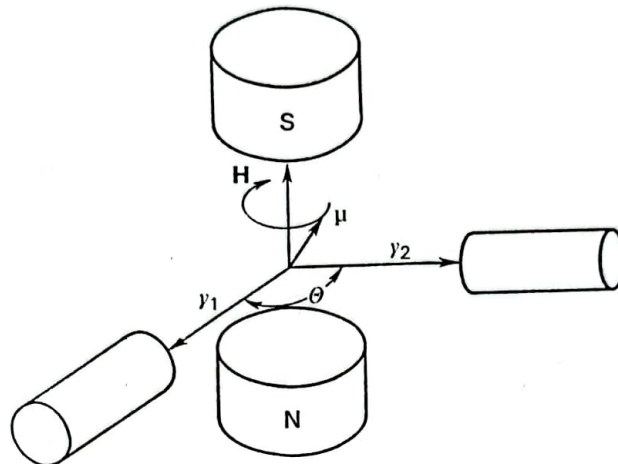
$$\omega_L = -g\mu_N B/\hbar$$

$$W(\theta, H, t) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} b_{2k} \cos [2k(\theta - \omega_L t)], \quad (2.516.7)$$

gdzie ω_L jest precesją Larmora (2.516.2). Liczba obserwowanych koincydencji wynosi

$$N(\theta, H, t) = N_0 e^{-t/\tau} W(\theta, H, t), \quad (2.516.8)$$

τ oznacza tu średni czas życia stanu pośredniego w kaskadzie.



Rys. 2.516-3. Zasada pomiaru zaburzonej korelacji dwu kwantów γ , emitowanych w polu magnetycznym w kierunku prostopadłym do płaszczyzny ustawienia detektorów

Zależnie od czasu życia τ i czasu rozdzielczego użytej aparatury koincydencyjnej τ_0 , stosowane są dwie metody pomiaru zaburzonych korelacji kątowych:

a) Metoda różniczkowa (TDPAC — *Time Differential PAC*) dla czasów życia dłuższych od czasu rozdzielczego układu koincydencyjnego $\tau > \tau_0$, a zatem dla czasów życia dłuższych od około 10^{-9} s. Mierzy się w tym przypadku liczbę koincydencji w pewnym przedziale czasowym w funkcji czasu. Zgodnie ze wzorem (2.516.8), zmienia się ona według krzywej rozpadu, na którą nałożone są oscylacje odpowiednio do częstości Larmora, jak to przykładowo przedstawia rys. 2.516-4a. Wartość precesji Larmora można wyznaczyć najłatwiej wykonując pomiar dla kąta między licznikami $\theta = 135^\circ$ i dwu przeciwnych kierunków pola, i obliczając wielkość

$$R(t) = \frac{N(135^\circ, +H, t) - N(135^\circ, -H, t)}{N(135^\circ, +H, t) + N(135^\circ, -H, t)}. \quad (2.516.9)$$

Szczególnie prostą postać ma ta funkcja, gdy $b_4 = 0$ w (2.516.7)

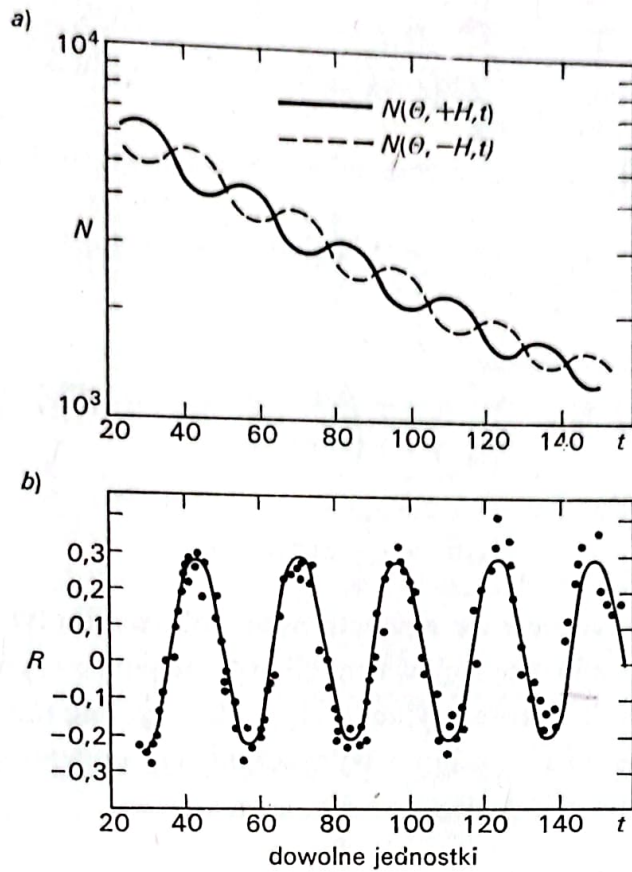
$$R(t) = -b_2 \sin 2\omega_L t. \quad (2.516.9a)$$

Rysunek 2.516-4b przedstawia przykład takiego pomiaru.

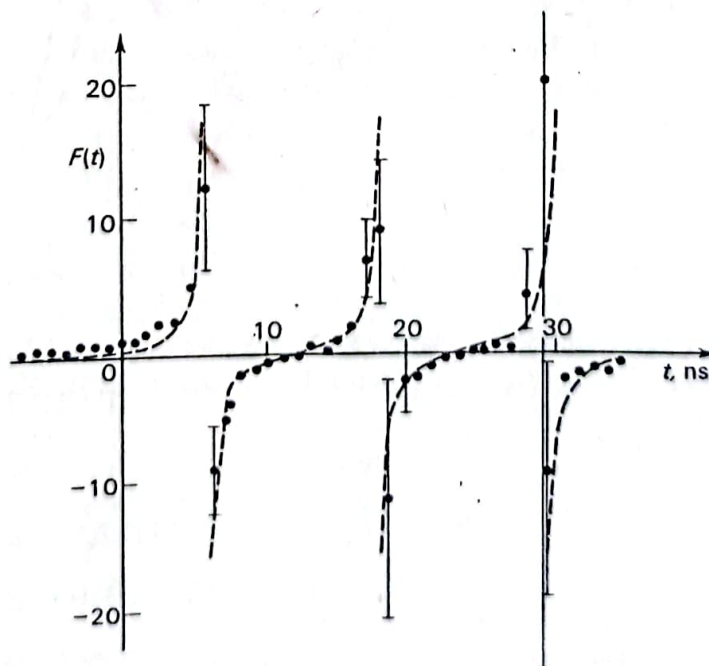
Gdy zdolność rozdzielcza układu koincydencyjnego jest znacznie mniejsza od średniego czasu życia, $\tau \gg \tau_0$, szczególnie dobre wyniki daje tzw. metoda tangensów, polegająca na przeprowadzeniu pomiaru dla dwu kątów $\theta_1 = \frac{5}{8}\pi$ i $\theta_2 = \frac{7}{8}\pi$ i obliczeniu wielkości

$$F(t) = \frac{N(\theta_1, +H, t) - N(\theta_1, -H, t) + N(\theta_2, +H, t) - N(\theta_2, -H, t)}{-N(\theta_1, +H, t) - N(\theta_1, -H, t) + N(\theta_2, +H, t) + N(\theta_2, -H, t)} = \\ = \operatorname{tg} 2\omega_L t, \quad (2.516.10)$$

z której bardzo łatwo wyznaczyć można częstość Larmora, rys. 2.516-5.



Rys. 2.516-4. Pomiar zaburzonych korelacji kwantów γ metodą różniczkową (TDPAC) dla kaskady $[84,0 \div 74,8]$ keV z jądra ^{100}Rh : a) pomiar korelacji dla dwu kierunków pola magnetycznego, b) wielkość R obliczona według wzoru (2.516.9), wg E. Matthias, D. A. Shirley, J. S. Evans, R. A. Naumann, *Phys. Rev.* 140, B264 (1965)



Rys. 2.516-5. Wynik pomiaru zaburzonych korelacji kierunkowych metodą tangensów dla kaskady $[133 \div 482]$ keV w ^{181}Ta , wg E. Bożek, A. H. Hryniewicz, J. Styczeń, *Phys. Lett.* 1, 126 (1962)

b) Metoda całkowa (TIPAC — *Time Integrated PAC*), znajdująca zastosowanie w przypadkach czasów życia krótszych od czasów życia układu koincydencyjnego $\tau < \tau_0$, a zatem krótszych od około 10^{-9} s.

W tym przypadku wielkością mierzoną jest całka czasowa funkcji korelacyjnej

$$\langle W(\theta, H) \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} W(\theta, H, t) dt, \quad (2.516.11)$$

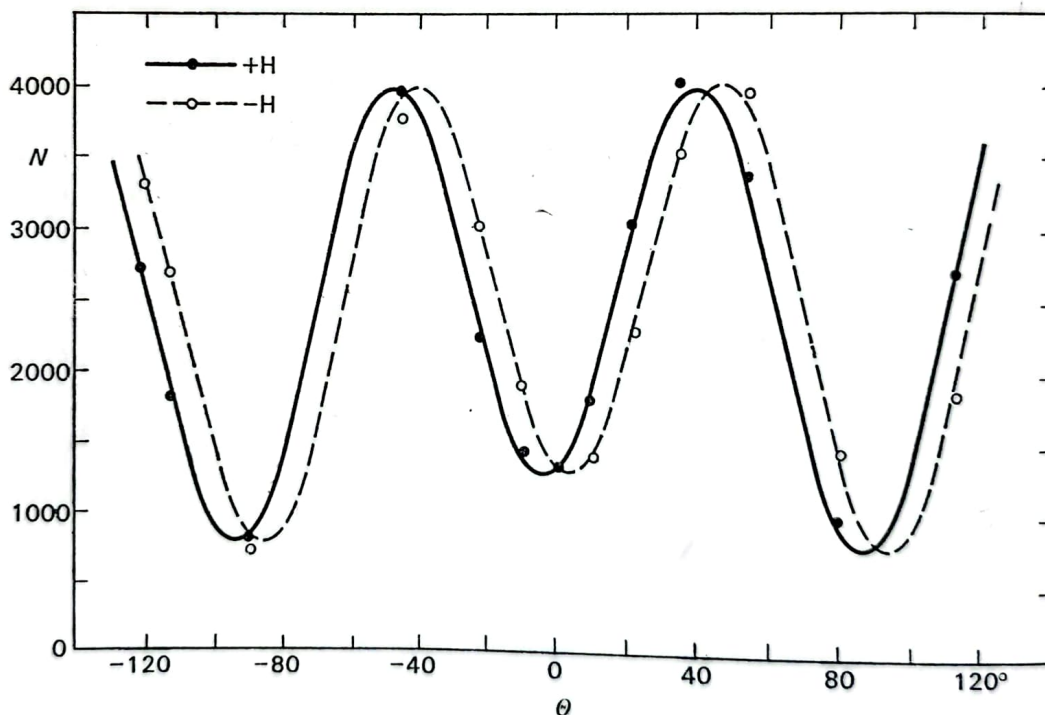
co daje

$$\langle W(\theta, H) \rangle = \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{b_{2k}}{\sqrt{1 + (2k\omega_L\tau)^2}} \cos [2k(\theta - \Delta_{2k}\theta)], \quad (2.516.11a)$$

gdzie

$$\Delta_{2k}\theta = \frac{1}{2k} \arctg 2k\omega_L\tau.$$

Precesja momentu magnetycznego w zewnętrznym polu magnetycznym powoduje z jednej strony obniżenie amplitudy oscylacji w funkcji korelacyjnej o czynnik $[1 + (2k\omega_L\tau)^2]^{-1/2}$, a z drugiej przesunięcie funkcji korelacyjnej o $\Delta_{2k}\theta$. Szczególnie ten drugi efekt jest dobrze obserwowalny (rys. 2.516-6) i pozwala na wyznaczenie ω_L i czynnika g .



Rys. 2.516-6. Wyniki pomiaru przesunięcia rozkładów kątowych kwantów γ 356 keV z ^{196}Pt dla dwu przeciwnych kierunków pola magnetycznego, wg R. Kalish, L. Grodzins, R. R. Barckers, J. D. Bronsou, B. Herskind, *Phys. Rev.* **161**, 1196 (1967)

LITERATURA UZUPELNIAJĄCA

- Eisenberg, J. M., Greiner, W., *Nuclear Theory*, vol. 2 *Excitation Mechanisms of the Nucleus, Electromagnetic and Weak Interactions*, North Holland, Amsterdam (1970)
- Edmonds, A. R., *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, University Press, Princeton (1957)
- Rose, M. E., *Elementary Theory of Angular Momentum*, John Wiley, New York (1957)
- Malmfors, K. G., Mössbauer, R. L., *Nuclear Resonance Fluorescence of γ -Radiation*, w K. Siegbahn α -, β -, γ -Ray Spectroscopy, North Holland, Amsterdam (1966)

- Hofmeister, D. W., *Nuclear Properties Determined from Mössbauer measurements*, w L. May, *An Introduction to Mössbauer Spectroscopy*, str. 45, Adam Hilger, London (1971)
- Rose, M. E., *Theory of Internal Conversion*, w K. Siegbahn, α -, β -, γ -Ray Spectroscopy, str. 887, North Holland, Amsterdam (1966)
- Biedenharn, L. C., Brussaard, P. J., *Coulomb Excitation*, Academic Press, New York, San Francisco, London (1965)
- Alder, K. Winther, A., *Coulomb Excitation*, Academic Press, New York, San Francisco, London (1966)
- Alder, K., *Electromagnetic Excitation, Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*, North Holland, Amsterdam (1974)
- de Forest, T., Walecka, J. D., *Electron Scattering and Nuclear Structure*, Adv. in Phys. **15**, 1 (1966)
- Schwarzschild, A. Z., Warburton, E. K., *The Measurements of Short Nuclear Life-Times*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **18**, 265 (1968)
- Rose, M. E., *Nuclear Orientation*, Gordon-Breach, New York (1963)
- Biedenharn, L. C., Rose, M. E., *Theory of Angular Correlation in Nuclear Radiation*, Revs. Mod. Phys. **25**, 723 (1953)
- Fagg, L. W., Hanna, S. S., *Polarization of Nuclear Gamma Rays*, Revs. Mod. Phys. **31**, 711 (1959)
- Grodzins, L., *Magnetic Dipole Moments of Excited Nuclear States*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **18**, 291 (1968)
- Hryniewicz, A., *Determination of Nuclear Moments of Short-Lived Nuclear States*, w *Nuclear Interactions with Extranuclear Fields*, XI Winter School on Nuclear Interactions, Zakopane, str. 55, PWN, Warszawa (1974)
- Hamilton, W. D., *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, North Holland, Amsterdam (1974)

2.52. SŁABE ODDZIAŁYWANIE I ROZPAD β JĄDER

Oddziaływaniem słabym lub oddziaływaniem Fermiego nazywamy oddziaływanie występujące między fermionami, odpowiedzialne za różne procesy rozpadu cząstek, z których najbardziej dla nas interesującym jest rozpad β nukleonów w jądrze. Oddziaływanie to odznacza się krótkim zasięgiem i bardzo małym natężeniem w porównaniu z oddziaływaniami silnymi lub elektromagnetycznymi. Z małym natężeniem oddziaływań słabych związana jest odpowiednio długa skala czasu, wyrażająca się stosunkowo długim czasem życia ze względu na rozpad wywołany tym oddziaływaniem.

Rozpad promieniotwórczy β jąder sprawił fizykom niemało kłopotu już w niedługi czas po jego odkryciu i doprowadził do pojawienia się w fizyce nowej cząstki, neutrina. Teoria rozpadu β rozwinięta przez Fermiego pozwoliła na zrozumienie i poznanie mechanizmu tego procesu, dzięki czemu można było zaobserwować zależności w prawdopodobieństwach przejść wykorzystać do badania struktury jąder. Oddziaływanie słabe ponownie doprowadziło w fizyce do poważnych trudności i wprowadziło konieczność rewizji dotychczasowych podstawowych pojęć, gdy okazało się, że nie jest dla niego spełnione prawo zachowania parzystości i inne jeszcze fundamentalne niezmienniczości.

2.521. Rozpad promieniotwórczy β i stabilność izobarów

Rozpadem promieniotwórczym β nazywamy jeden z trzech procesów

$$\begin{array}{ll}
 \text{rozpad } \beta^- : & n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \\
 \text{rozpad } \beta^+ : & p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \\
 \text{chwytnie elektronu:} & p + e^- \rightarrow n + \nu_e,
 \end{array} \tag{2.521.1}$$