ANNALES
UNIVERSITATIS MARIAE CURIE-SKŁODOWSKA
LUBLIN — POLONIA
VOL. XLIX, 17 SECTIO AAA 1994

Instytut Fizyki UMCS
Zakład Fizyki Teoretycznej

Andrzej GÓŹDŹ

Idea symetrii w fizyce jądrowej

Idea of Symmetry in Nuclear Physics

„Prawa [przyrody] nie istnieją na zewnątrz rzeczy,
lecz reprezentują harmonię immanentnego w nich ruchu."[1]

WSTĘP

Najpiękniejszą cechą Przyrody jest występowanie w niej różnorakich symetrii. Symetrie odnajdujemy we Wszechświecie jako całości, w makroświecie naszego codziennego życia, a także w mikroświecie, gdzie są one często najlepszym przewodnikiem w głębinach mikrokosmosu.

Jednakże informacje o strukturze naszej rzeczywistości ukryte są nie tylko w symetriach, także w ich braku lub co jest bardziej interesujące w niedużym naruszeniu harmonii poprzez ich łamanie. Tę fundamentalną prawdę odkryli już przed tysiącleciami Chińczycy wyrażając ją wieloznacznym symbolem nazywanym kołem *Taiji* (Ryc. 1.).

Jest on symetrycznym układem ciemnego *yin* i jasnego *yang* z naruszoną (przez białą plamkę siły *yang* na tle czarnego *yin* oraz czarną plamkę siły *yin* wtrąconą w obszar działania *yang*) symetrią obrotu o kąt półpełny. Naruszenie symetri w kole *Taiji* można rozumieć nie tylko statycznie. Jest ono zaczątkiem dynamiki — powstawania ruchu:

Ryc. 1. Koło *Taiji*

„Yang powraca cyklicznie do początku, yin osiąga maksymalną wartość i oddaje miejsce yang."[2]

Mądrość ta została odkryta powtórnie w fizyce współczesnej, gdzie nadano jej bardziej precyzyjny sens. Symetrie lagrangianów, hamiltonianów, symetrie dynamiczne, symetrie cechowania, supersymetrie i wiele innych dokładnych i łamanych symetrii jest fundamentem współczesnego rozumienia rzeczywistości.

Wielkie bogactwo rodzajów symetrii i skromne rozmiary artykułu wymagają dokonania przede wszystkim wyboru obiektu, o którego symetriach chcemy pisać. Obiektem naszego zainteresowania będą jądra atomowe, co wynika z trzydziestoletniej tradycji Zakładu Fizyki Teoretycznej IF UMCS.

Należy tu jednak zauważyć, że symetrie są związane z określonymi relacjami występującymi w rozważanym układzie fizycznym i faktycznie nie zależą od natury składników tego układu, np. konsekwencje niezmienniczości obrotowej dla atomu, jądra atomowego czy też cząstek elementarnych są takie same i prowadzą do zachowania całkowitego momentu pędu, charakterystycznych reguł wyboru itp. Zależność symetrii tylko od relacji występujących w układzie, a nie od natury jego składników jest przyczyną, że formalizmy algebraiczne oparte na pojęciu symetrii na ogół prowadzą do rozwiązań nie mających bezpośredniego odniesienia do danych eksperymentalnych ze względu na występowanie swobodnych parametrów reprezentujących tę ogólność. Wybór tych parametrów pozwala ustalić konkretny obiekt naszego zainteresowania.

W dalszej części artykułu ograniczymy rozważania tylko do najbardziej podstawowej idei symetrii — symetrii hamiltonianu oraz procedury jej łamania i wynikających stąd konsekwencji. Poza tym wspomnimy o symetriach dynamicznych.

SYMETRIE HAMILTONIANÓW

W spektroskopii zarówno atomowej, jak i jądrowej najprostszą, a zarazem jedną z najbardziej płodnych była i jest idea symetrii wprowadzona poprzez formalizm hamiltonowski.

Mówimy, że hamiltonian H jest niezmienniczy względem zbioru transformacji tworzących grupę G, jeżeli dla każdego elementu tej grupy zachodzi następujący związek:

$$T(g)HT(g^{-1}) = H\,, \tag{1}$$

gdzie $T(g)$ jest reprezentacją operatorową grupy G w przestrzeni stanów rozważanego układu fizycznego. O grupie G mówimy wtedy, że jest grupą symetrii hamiltonianu H.

W dalszych rozważaniach ograniczymy się tylko do grup symetrii będących grupami Liego [3] pomijając możliwe grupy symetrii dyskretnych oraz bardziej złożonych grup topologicznych.

Jedną z najbardziej bezpośrednich konsekwencji posiadania przez hamiltonian H grupy symetrii G jest występowanie degeneracji jego widma. Najłatwiej można to przedstawić na przykładzie widma dyskretnego. Rozważmy równanie własne dla H:

$$H|A\rangle = E(A)|A\rangle\,. \tag{2}$$

Jeśli podziałamy na obie strony równania (2) operacją $T(g)$, to otrzymamy

$$T(g)HT(g^{-1})T(g)|A\rangle = E(A)T(g)|A\rangle\,. \tag{3}$$

Jeśli zastosujemy warunek niezmienniczości (1), uzyskamy następującą interesującą równość:

$$HT(g)|A\rangle = E(A)T(g)|A\rangle\,, \tag{4}$$

czyli $T(g)|A\rangle$ jest stanem własnym H dla każdego $g \in G$. Ponieważ w ogólności $T(g)|A\rangle \neq |A\rangle$, to obserwujemy degenerację widma energii. Jeśli zastosujemy elementarne wiadomości dotyczące teorii reprezentacji grup [3, 5], łatwo zauważymy, że zbiór wektorów własnych $T(g)|A\rangle$ należących do tej samej wartości własnej hamiltonianu H rozpina przestrzeń konkretnej

reprezentacji grupy G. W większości przypadków reprezentacja ta będzie nieprzywiedlna. Jedynie w bardzo niewielu przypadkach może się trafić dodatkowa, przypadkowa degeneracja, tj. taka, że zbiory stanów należących do różnych nieprzywiedlnych repezentacji będą odpowiadały tej samej energii. Relacja ta silnie wiąże problemy własne hamiltonianu H z abstrakcyjną teorią grup określając sposób jej zastosowań w zagadnieniach fizycznych.

Z rozważań poczynionych powyżej można wysnuć wniosek, że stany własne hamiltonianu H spełniającego warunek (1) muszą być znakowane dwoma zespołami liczb kwantowych $(\mu\Gamma)$ i (γ), z których pierwszy rozbiliśmy na dwa podzbiory. Energie własne zależą tylko od μ i Γ. Γ ze swej strony znakuje nieprzywiedlne reprezentacje grupy G, a liczby kwantowe γ odróżniają stany należące do tej samej energii własnej (do tej samej nieprzywiedlnej reprezentacji), tj. :

$$H|\mu\Gamma\gamma\rangle = E(\mu\Gamma)|\mu\Gamma\gamma\rangle\,. \tag{5}$$

Z drugiej strony działanie grupy G w przestrzeni rozpiętej przez wektory $|\mu\Gamma\gamma\rangle$, przy ustalonym μ i Γ, nie wyprowadza poza tę podprzestrzeń. W konsekwencji otrzymujemy:

$$T(g)|\mu\Gamma\gamma\rangle = \sum_{\gamma'} D^{\Gamma}_{\gamma'\gamma}(g)|\mu\Gamma\gamma'\rangle\,, \tag{6}$$

gdzie $D^{\Gamma}_{\gamma'\gamma}(g)$ są elementami macierzowymi operatorów $T(g)$ nieprzywiedlnej reprezentacji $[\Gamma]$ grupy G.

Liczby kwantowe μ reprezentują możliwe dodatkowe charakterystyki kwantowe jądra niezmiennicze względem grupy symetrii G. Na przykład, stany własne hamiltonianu jednocząstkowego posiadającego tylko symetrię obrotową będą znakowane nie tylko liczbą określającą moment pędu l i jego trzecią składową m, ale także dodatkową liczbą kwantową n odróżniającą różne wzbudzenia radialne. Zgodnie z teorią grup liczba μ (w przykładzie n) rozróżnia równoważne, nieprzywiedlne reprezentacje grupy symetrii wchodzące do opisu naszego układu fizycznego.

Z relacji (1–5) oraz teorii reprezentacji grup wynika także następująca ciekawa własność: jeżeli grupa G jest grupą symetrii hamiltonianu H, to z istnienia operatorów niezmienniczych względem grupy G, zbudowanych z jej generatorów, wynika istnienie szeregu wielkości zachowawczych, którymi są obserwable reprezentowane przez te operatory. Własność ta staje się oczywista, jeżeli uświadomimy sobie, że warunek niezmienniczości hamiltonianu (1) pociąga za sobą komutację hamiltonianu z generatorami grupy symetrii.

ŁAMANIE SYMETRII

Stosunkowo niewiele układów fizycznych, w tym jądra atomowe, ma na tyle bogate grupy symetrii, aby opisana w poprzednim paragrafie metoda mogła przynieść znaczące korzyści. Jednakże już klasa układów, gdzie można wykorzystać ideę łamania symetrii, jest bardzo obszerna. Pomysł wykorzystania formalizmu łamania symetrii stanowi samodzielną metodę pozwalającą wprowadzać modele jądrowe, przykładem może być obecnie szeroko wykorzystywany model oddziałujących bozonów (IBM) [4], lub może wspomagać metodami algebraicznymi rozwiązywanie problemów bardziej tradycyjnych modeli jąder atomowych.

Aby wprowadzić ideę łamania symetrii, rozważmy łańcuch grupowy złożony z dwóch grup:

$$G \supset G' \tag{7}$$

oraz hamiltonian jądrowy H, którego grupą symetrii jest G', natomiast grupa G jest jej rozszerzeniem. Grupę G będziemy określać mianem grupy łamanej symetrii rozważanego układu. Grupa G może być powiązana z hamiltonianem w różnoraki sposób wprowadzając różne mechanizmy łamania symetrii.

W dalszej części rozważymy trzy przypadki: perturbacyjne łamanie symetrii hamiltonianu, dynamiczne łamanie symetrii hamiltonianu oraz tak zwane symetrie dynamiczne.

Przypuśćmy, że hamiltonian jądrowy możemy rozdzielić na dwie części:

$$H = H_0 + H', \tag{8}$$

tak, że grupą symetrii H_0 jest grupa G, natomiast grupą symetrii pełnego hamiltonianu H jest węższa grupa G'. W takiej sytuacji mówimy, że hamiltonian H' łamie symetrię hamiltonianu H_0, a grupa G jest grupą łamanej symetrii hamiltonianu H. Tak określone pojęcie łamania symetrii hamiltonianu jest w praktyce zbyt ogólne. Ułatwia ono „tylko" klasyfikację stanów własnych pełnego hamiltonianu H poprzez wykorzystanie aparatu teorii reprezentacji grup. Jednakże często napotykamy na sytuację, w której łamanie symetrii hamiltonianu następuje w bardziej specyficzny sposób. Pozwala to niejednokrotnie na rozwiązanie problemu własnego przez zastosowanie aparatu algebraicznego lub znaczne ułatwienie tego zadania.

Zgodnie z tym, co podaliśmy wcześniej stany własne hamiltonianu H można zapisać w postaci $|\mu'\Gamma'\gamma'\rangle$ (tu i w dalszej części bieżącego paragrafu znak *prim* odnosi się do wielkości związanych z grupą G') i dla ustalonego μ' stanowią one bazy nieprzywiedlnych reprezentacji $[\Gamma']$ grupy symetrii G'.

Natomiast stany pełnego hamiltonianu H_0 mają postać:

$$|\mu\Gamma\gamma\rangle = |\mu\Gamma\alpha\Gamma'\gamma'\rangle\,, \tag{9}$$

gdzie posłużymy się tym, że G' jest podgrupą G, co pozwala zapisać $\gamma = (\alpha\Gamma'\gamma')$[1].

Znaczenie liczby kwantowej μ wyjaśniliśmy już wcześniej, określając ją jako liczbę odróżniającą równoważne reprezentacje grupy G konieczne do opisu naszego układu fizycznego. Liczba α ma podobne znaczenie, gdyż odróżnia ona równoważne reprezentacje nieprzywiedlne węższej grupy G' zawarte w nieprzywiedlnej reprezentacji $[\Gamma]$ grupy G.

W ogólności, ponieważ G' jest grupą symetrii pełnego hamiltonianu, to energie własne i stany własne H spełniają równanie:

$$\begin{aligned} H|\mu'\Gamma'\gamma'\rangle &= E(\mu'\Gamma')|\mu'\Gamma'\gamma'\rangle = \\ &= E(\mu'\Gamma')\sum_{\mu_1\Gamma_1\alpha_1} c^{\mu'}_{\mu_1\Gamma_1\alpha_1}|\mu_1\Gamma_1\alpha_1\Gamma'\gamma'\rangle\,, \end{aligned} \tag{10}$$

natomiast hamiltonian H_0 ma szerszą grupę symetrii G i

$$H_0|\mu\Gamma\alpha\Gamma'\gamma'\rangle = E_0(\mu\Gamma)|\mu\Gamma\alpha\Gamma'\gamma'\rangle\,. \tag{11}$$

Jeżeli w rozkładzie wektorów własnych pełnego hamiltonianu H na wektory własne H_0 określone równaniem (11), jeden ze współczynników $c^{\mu'}_{\mu_1\Gamma_1\alpha_1}$ jest wyraźnie dominujący, to łamanie symetrii hamiltonianu H_0 przez H' w fizycznym obrazie doprowadzi do rozszczepienia poziomów energetycznych poprzez całkowite lub częściowe usunięcie degeneracji widma [5]. Takich przypadków należy się spodziewać, gdy H' jest małym zaburzeniem dla H_0.

Jednakże istnieje także nieperturbacyjny, dosyć często spotykany przypadek łamania symetrii hamiltonianu, gdy w (10) rozkład każdego wektora własnego hamiltonianu H na wektory własne hamiltonianu H_0 zawiera tylko jeden niezerowy wyraz, a więc zachodzi równość:

$$|\mu'\Gamma'\gamma'\rangle = |\mu\Gamma\alpha\Gamma'\gamma'\rangle\,, \tag{12}$$

oznaczająca, że stany własne H_0 (11) pozostają stanami własnymi hamiltonianu H. W takim przypadku mówimy o dynamicznym łamaniu symetrii hamiltonianu.

[1] Aby uniknąć niejednoznaczności określenia wektorów $|\mu\Gamma\gamma\rangle$ oraz $|\mu'\Gamma'\gamma'\rangle$, przyjmujemy, że są one konstruowane w przestrzeni stanów pełnego hamiltonianu H (8) i stanowią w niej bazy ortonormalne.

Typową sytuacją, kiedy występuje dynamiczne łamanie symetrii hamiltonianu jest przypadek, gdy H' można wyrazić w postaci kombinacji liniowej operatorów Casimira grupy G' symetrii hamiltonianu H_0 i grupy G (w ogólności dla całego łańcucha podgrup szerszych niż G'), na przykład:

$$H' = aC_{n_1}[G] + bC_{n_2}[G'] . \tag{13}$$

Historycznie jednym z pierwszych przykładów wykorzystania dynamicznego łamania symetrii była praca Heisenberga dotycząca jądrowych multipletów izospinowych [6]. W tym przypadku grupą G jest grupa izospinowa $SU_T(2)$. Dopóki rozważane są tylko siły jądrowe, dopóty hamiltonian jądrowy jest niezmienniczy względem „obrotów" w przestrzeni izospinu. Włączenie do modelu oddziaływań eletromagnetycznych powoduje dynamiczne złamanie symetrii izospinowej i grupą symetrii pełnego hamiltonianu uwzględniającego oba rodzaje oddziaływań zostaje podgrupa obrotów wokół osi „z" w przestrzeni izospinowej. Nie będziemy dalej rozwijali tego dobrze znanego przykładu zastosowania idei dynamicznego łamania symetrii. Przeanalizujemy natomiast bardziej szczegółowo wcześniej już wspomniany model oddziałujących bozonów (IBM) [4].

Rozważmy układ fizyczny złożony z dwóch rodzajów bozonów, bozonów s o momencie pędu $l = 0$ i bozonów d o momencie pędu $l = 2$, znajdujących się, na razie, na pojedynczym poziomie energetycznym o energii ε. Hamiltonian takiego układu można zapisać przy pomocy operatora całkowitej liczby bozonów $\hat{N}$ w postaci:

$$H_0 = \varepsilon \hat{N} . \tag{14}$$

Operator $\hat{N}$ najłatwiej jest wyrazić za pomocą operatorów kreacji b^+_{lm} i anihilacji b_{lm} bozonów s ($l = 0$) i d ($l = 2$) w standardowej formie

$$\hat{N} = \sum_{lm} b^+_{lm} b_{lm} . \tag{15}$$

Jak łatwo sprawdzić hamiltonian H_0 komutuje ze wszystkimi operatorami postaci $b^+_{lm} b_{l'm'}$ będącymi generatorami grupy unitarnej $U(6)$. Grupa $G = U(6)$ jest więc grupą symetrii hamiltonianu H_0 (14). Rozwijajmy dalej nasz model poprzez kolejne łamanie symetrii hamiltonianu (14) na sposób dynamiczny. Niech bozony s i d znajdą się na różnych poziomach energetycznych ε_s i ε_d, wtedy w wyniku otrzymamy hamiltonian

$$H_1 = H_0 + \Delta\varepsilon_s \hat{N}_s + \Delta\varepsilon_d \hat{N}_d = \varepsilon_s \hat{N}_s + \varepsilon_d \hat{N}_d , \tag{16}$$

gdzie $\hat{N}_s$ oraz $\hat{N}_d$ oznaczają odpowiednio operatory liczby bozonów s i d. Grupą symetrii dla H_1 nie jest już grupa $U(6)$, tylko iloczyn prosty $G' =$

$U(1) \otimes U(5)$ podgrupy generowanej tylko przez bozony s oraz podgrupy zawierającej tylko bozony d. Dalsze dynamiczne łamanie symetrii hamiltonianu możemy prowadzić poprzez zastosowanie podgrupy $SO(5) \subset U(5)$. Otrzymamy wówczas nowy hamiltonian

$$H_2 = H_1 + aC_2[SO(5)], \tag{17}$$

w którym operator Casimira grupy $SO(5)$ wprowadza charakterystyczne dla tej grupy oddziaływanie pomiędzy bozonami d. Jeśli posłużymy się grupą obrotów przestrzennych jako podgrupą grupy $SO(5)$, otrzymamy hamiltonian

$$H = H_2 + bC_2[SO(3)], \tag{18}$$

odtwarzając w ten sposób tak zwaną granicę wibracyjną modelu IBM odpowiednią do przybliżonego opisu jąder wibracyjnych. Dalsze łamanie symetrii nie występuje ze względu na przyjmowaną izotropię czasoprzestrzeni. Wykorzystując pozostałe łańcuchy podgrup grupy $U(6)$

$$U(6) \supset U(3) \supset O(3) \tag{19}$$

oraz

$$U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3), \tag{20}$$

otrzymamy dwa inne hamiltoniany opisujące odpowiednio jądra rotacyjne oraz tak zwane jądra γ niestabilne [4].

Jak widać z powyższego przykładu dynamiczne łamanie symetrii hamiltonianu przez różne ciągi podgrup wyjściowej grupy symetrii prowadzi do otrzymania hamiltonianów opisujących różne klasy jąder atomowych. Jeżeli jednak złamiemy symetrię hamiltonianu H_0 w sposób niedynamiczny, zgodnie z łańcuchem $U(6) \supset O(3)$ i żądaniem, aby końcowy hamiltonian uwzględniał co najwyżej dwuciałowe oddziaływania pomiędzy bozonami, otrzymamy najbardziej ogólną postać hamiltonianu modelu IBM [4] zawierającą jako przypadki szczególne hamiltoniany uzyskane przez zastosowanie mechanizmu dynamicznego łamania symetrii. Oczywiście w tym ogólnym przypadku nie możemy problemu własnego rozwiązać analitycznie i musimy stosować metody przybliżone lub numeryczne.

W Zakładzie Fizyki Teoretycznej IF UMCS przeprowadzono wiele badań dotyczących struktury modeli typu IBM oraz ich wykorzystania w fizyce jądrowej [7–16]. Wykorzystując ideę supersymetrii prowadzi się także prace nad modelami mieszanymi bozonowo–fermionowymi [17–19].

Metoda łamania symetrii hamiltonianu wymaga wyraźnego wydzielenia hamiltonianu H_0 niosącego w sobie podstawową informację o rozważanym

układzie. Nie zawsze istnieje oczywisty sposób wyodrębnienia tego hamiltonianu. Już w przypadku układu złożonego z jednego rodzaju fermionów na powłoce j oddziałujących schematycznymi siłami *pairing* stanowi to pewien problem. Jednakże, podobnie jak w opisanym już modelu IBM, naturalnym punktem wyjścia do dalszych rozważań powinien być hamiltonian postaci (14) z operatorem $\hat{N}$ oznaczającym operator liczby nukleonów na rozważanej powłoce. Grupą symetrii takiego hamiltonianu jest grupa unitarna $U(2j+1)$ nie zmieniająca liczby cząstek na powłoce j. Jednakże oddziaływanie *pairing* związane jest z procesem kreacji i anihilacji par sprzężonych do zerowego całkowitego momentu pędu, czyli procesami zmieniającymi liczbę cząstek. Wprawdzie można, stosując pojęcie grup komplementarnych, zastosować schemat dynamicznego łamania symetrii i uzyskać hamiltonian równoważny hamiltonianowi

$$H = \varepsilon \hat{N} - G_p S_+ S_- , \tag{21}$$

gdzie

$$S_+ = \sum_m (-1)^{jm} a^+_{jm} a^+_{j-m} \tag{22a}$$

$$S_- = (S_+)^+ , \tag{22b}$$

jednakże nie jest to najbardziej naturalny schemat postępowania. W powyższym równaniu stała G_p oznacza natężenie sił *pairing*, natomiast operatory a^+_{jm} i a_{jm} są operatorami kreacji i anihilacji fermionów na powłoce j.

SYMETRIE DYNAMICZNE

Inny schemat postępowania polega na takim rozszerzeniu grupy symetrii G' hamiltonianu H do grupy G, aby ten hamiltonian można było wyrazić za pomocą generatorów szerszej grupy G. Grupę G nazywamy grupą symetrii dynamicznej hamiltonianu H. Nie jest to jednak metoda zupełnie niezależna od metody łamania symetrii hamiltonianu, chociaż nie wymaga ona dzielenia hamiltonianu, jak w (8).

Obliczając komutator operatorów S_+ i S_- przekonujemy się, że powstaje nowy operator

$$S_0 = \frac{1}{2} \sum_{m>0} (a^+_{jm} a_{jm} + a^+_{j-m} a_{j-m} - 1) , \tag{22c}$$

zawierający w sobie operator liczby nukleonów na powłoce j. Trzy operatory S_+, S_- oraz S_0 tworzą układ zamknięty względem działania operacji komutacji, gdyż otrzymujemy

$$[S_+, S_-] = 2S_0, \quad [S_0, S_+] = S_+, \quad [S_0, S_-] = -S_- . \tag{23}$$

Przez analogię do algebry momentu pędu można te operatory uważać za generatory grupy obrotów $SU_S(2)$ w pewnej abstrakcyjnej przestrzeni kwazispinu. Hamiltonian H można wyrazić za pomocą operatorów kwazispinu S_+,S_- i S_0 następująco:

$$H = \varepsilon(2S_0 + \frac{1}{2}(2j+1)) - G_p(S^2 - S_0S_0 + S_0), \tag{24}$$

gdzie $S^2 = S_+S_- + S_0S_0 - S_0$ jest operatorem Casimira grupy $SU_S(2)$. Hamiltonian (24) jest zapisany w postaci umożliwiającej natychmiastowe rozwiązanie jego problemu własnego, jeżeli znamy widmo operatorów S^2 i S_0. Rozwiązanie tego problemu można na przykład znaleźć w [20]:

$$E = \varepsilon n - G_p(n-v)(2j+3-n-v), \tag{25}$$

gdzie n oznacza liczbę nukleonów na powłoce j, a v liczbę *seniority*.

W powyższym przykładzie grupa symetrii dynamicznej jest najmniejszą grupą będącą rozszerzeniem grupy symetrii hamiltonianu (21), którą jest podgrupa $U_S(1) \subset SU_S(2)$ obrotów wokół osi „z" kwazispinu, z której generatorów można zbudować hamiltonian H.

Metoda symetrii dynamicznych była i jest szeroko stosowana w modelach jądrowych. Pokazaliśmy już przykład modelu jądrowych ruchów kolektywnych, jakim jest bozonowy model IBM. W Zakładzie Fizyki Teoretycznej IF UMCS począwszy od lat 60. [20] poświęcono wiele uwagi symetriom dynamicznym modelu powłokowego. Zajmowano się głównie analizą sił krótko i długozasięgowych oraz teoriogrupową klasyfikacją stanów modelu powłokowego [20–29].

UWAGI KOŃCOWE

Zgodnie z filozofią związaną z kołem *Taiji* symetrie i różnorakie przejawy ich łamania odzwierciedlają naturę Przyrody. Różne modele zasadzające się na idei symetrii wychwytują powiązane z nimi cechy Natury. Jednocześnie symetrie, ze względu na swoją ogólność, są niezastąpionym drogowskazem dla poruszających się w świecie jąder atomowych, a w ogólności w świecie zjawisk kwantowych.

„Ci, którzy działają zgodnie z naturalnym porządkiem rzeczy [symetriami — przyp. A. G.], płyną z nurtem Tao."[30]

LITERATURA

[1] Komentarz do heksagramu Yu, W: Wilhelm R., *The i Ching or Book of Changes*, London 1968, 68.

[2] Kuei-ku-tsy, W: Needham J., *Science and Civilisation in China*, London 1956, IV, 6.

[3] Barut A. O., Rączka R.: *Theory of Group Representations and Applications*, PWN, Warszawa 1980.

[4] Iachello F., Arima A., *The Interacting Boson Model*, Cambridge University Press, Cambridge 1987.

[5] Hamermesh M., *Teoria grup w zastosowaniu do zagadnień fizycznych*, PWN, Warszawa 1968.

[6] Heisenberg W., *Z. Phys.*, 77 (1932) 1.

[7] Góźdź A., Szpikowski S., *Ann. UMCS*, Sec. AAA, XXXIII (1978) 1–10.

[8] Szpikowski S., Góźdź A., *Nucl. Phys.*, A340 (1980) 76.

[9] Góźdź A., Szpikowski S., Zając K.: *Nukleonika*, 25 (1980) 1051–1055.

[10] Góźdź A., Szpikowski S., Zając K., *Bozonnyje symetrii kolektywnych dwiżenij, Tezisy Dokładow XXX Sowieszczania po Jadernoj Strukturie Atomnowo Jadra* — Leningrad 1980, 201.

[11] Zając K., Góźdź A., *Ann. UMCS*, Sec. AAA, XL/XLI (1985/1986) 527 (received 1987).

[12] Evans T., Elliot J. P., Szpikowski S., *Nucl. Phys.*, A435 (1985) 317.

[13] Szpikowski S., Zając K., *Acta Phys. Polon.*, B17 (1986) 1109.

[14] Szpikowski S., Zając K., Król D., *Negative Parity States and the Interacting Boson Model*, 2nd International Spring Seminar on Nuclear Physics, Capri 1988.

[15] Bogusz A., Góźdź A., *J. Phys.*, A25 (1992) 4613.

[16] Szpikowski S., Zając K., *Interacting Boson Model and 3^- Nuclear States in Even–Even Nuclei*, Plenum Publ. Corp., N. Y. 1994 (w druku).

[17] Szpikowski S., Kłosowski P., Próchniak L., *Nucl. Phys.*, A487 (1988) 301.

[18] Szpikowski S., Kłosowski P., Próchniak L., *Z. Phys.*, A335 (1990) 289.

[19] Próchniak L., Szpikowski S., *Acta Phys. Polon.*, B24 (1993) 557.

[20] Flowers B. H., Szpikowski S., *Proc. Phys. Soc.* 84, (1964) 193.

[21] Flowers B. H., Szpikowski S., *Proc. Phys. Soc.*, 84 (1964) 673.

[22] Szpikowski S., Trajdos M., *Ann. UMCS*, Sec. AAA, XIV/XV (1969/1970) 13–25.

[23] Szpikowski S., *Ann. UMCS*, Sec. AAA, XIV/XV (1969/1970) 27–35.

[24] Pomorski K., Szpikowski S., *Acta Phys. Polon.*, B1 (1970) 3.

[25] Hecht K. T., Szpikowski S., *Nucl. Phys.*, A158 (1970) 449.

[26] Król S., Szpikowski S., *Acta Phys. Polon.*, B6 (1975) 409.

[27] Kamiński W. A., Szpikowski S., Hecht K. T., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 16 (1975) 311.

[28] Szpikowski S., Trajdos M., *Nucl. Phys.*, A272 (1976) 155.

[29] Berej W., Szpikowski S., *J. Phys.*, A23 (1990) 3409.

[30] Huai-Nan-Zi, W: Needham J., *Science and Civilisation in China*, London 1956, II, 88.

SUMMARY

The Hamiltonian and dynamical symmetries ideas are reviewed. A breaking symmetry procedures are shortly considered. A comprehensive listing of papers on nuclear symmetries published by the Department of Theoretical Physics of the Institute of Physics is included.