ZAKONI INVARIJANTNOSTI

## 1. Interakcija dva nukleona

Današnje teorije o nuklearnoj strukturi i nuklearnim reakcijama su zasnovane na pretpostavci da nuklearne osobine zavise od interakcije dva tela. Očekuje se da sile izmedju tri tela, ili sile izmedju više tela igraju manje značajnu ulogu. Zbog toga je od velikog značaja tačno opisivanje interakcije izmedju dva nukleona. Na fundamentalnom nivou, ova interakcija je posledica kvarkne strukture nukleona i zato bi trebala da bude opisana preko kvark-gluonskog polja. Medjutim, ovaj pristup je još uvek u povoju i još uvek smo daleko od rešenja. Takodje ima dosta indikacija da je na energijama ispod nekoliko stotina MeV moguće opisati nukleon-nukleon interakciju preko izmene raznih tipova mezona. Ova, bozonska teorija polja je razvijena pre izvesnog vremena i dokazano je u mogućnosti da uračuna mnoge kvalitativne i čak kvantitativne aspekte nukleon nukleon interakcije. Iz ovih studija mogu se izvesti nukleon-nukleon potencijali koji sadrže centralni i necentralni član koji ne zavisi samo od rastojanja, već i od spina, izotopskog spina i relativnog ugaonog momenta i koji takodje sadrže član koji izmenjuje nukleonske koordinate, spin i prirodu čestica. Jačina ovog potencijala zavisi od skupa parametara poznatih kao konstante kuplovanja, koje daju verovatnoću izmene datog tipa mezona izmedju dva interagujuća nukleona. Kratak opis ovih teorija će biti dat kasnije. Medjutim najbolji praktični model, interakcije dva nukleona je kroz fenomenološke potencijale koji sadrže brojne empirijske konstante i čije numeričke vrednosti se dobijaju fitovanjem sa eksperimentalni podacima. Zavisnost ovih potencijala od spina, izotopskog spina i ugaonog momenta je data u bozonskoj teoriji polja, ali se one takodje moraju izvesti iz zahteva da potencijal zadovoljava teoreme očuvanja i osobine invarijantnosti koje važe u jakim interakcijama.

Posmatrajmo observablu $O$ koja se održava u toku vremenske evolucije sistema, i neka je $\widehat{O}$ operator koji odgovara veličini $O$. Klasično zakon održavanja se izražava kao

$$\frac{dO}{dt} = 0, \tag{1}$$

a kvantno mehanički

$$\frac{d\widehat{O}}{dt} = \frac{\partial \widehat{O}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\left[\widehat{O}, \widehat{H}\right] = 0 \tag{2}$$

Ako operator $\widehat{O}$ ne zavisi eksplicitno od vremena, održavanje veličine O, implicira da operator $\widehat{O}$ komutira sa hamiltonijanom sistema, tj, da je

$$\left[\widehat{O}, \widehat{H}\right] = 0 \tag{3}$$

## 2. Očuvanje energije

Operator koji odgovara energiji  E je $\widehat{\varepsilon} = i\hbar\partial / \partial t$ . Kako je

$$\frac{\partial \widehat{\varepsilon}\psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial \psi}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial t} \tag{4}$$

lako se izvodi da je

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0 \tag{5}$$

te tako konzervacija energije znači da je

$$[\varepsilon, H] = i\hbar\left(\frac{\partial}{\partial t}H - H\frac{\partial}{\partial t}\right) = 0 \tag{6}$$

tako da je

$$\frac{\partial H}{\partial t} = H\frac{\partial}{\partial t} \tag{7}$$

što znači da Hamiltonijan izolovanog sistema ne sme da sadrži vreme eksplicitno. Ovo implicira  da su fizički zakoni invarijantni na translaciju duž vremenske ose, tako da oni ne zavise od vremena  u kome se eksperiment ili dogadjaj odvija. Ovo je medjutim u suprotnosti sa sugestijom Diraka, prema kojoj se fizičke konstante menjaju sa vremenom, što bi impliciralo da Hamiltonijan zavisi od vremena, tako da se energija ne održava.  Ovo bi zahtevalo radikalnu restruktuaciju  fizike. Trenutno ne postoji  evidencija za ovu sugestiju, tako da je konzervacija energije apsolutni zakon koji je zadovoljen u svim interakcijama.

**10.3. Konzervacija linearnog momenta (impulsa)**

Znamo iz klasične mehanike da se impuls sistema koji nije pod dejstvom spoljašnjih sila ne menja u toku vremena.  Za izolovane čestice ovaj zakon je poznat kao zakon inercije. Neka je **p** impuls čestice i $p_x$,$p_y$$p_z$ njegove komponente. Znamo da su odgovarajući operatori, $-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}, -i\hbar\frac{\partial}{\partial y}, -i\hbar\frac{\partial}{\partial z}$ i oni ne zavise eksplicitno od vremena. Tako, prema jednačini (3), održavanje  impulsa znači da je

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}, H\right] = \left[\frac{\partial}{\partial y}, H\right] = \left[\frac{\partial}{\partial y}, H\right] = 0 \tag{8}$$

što implicira da H ne zavisi eksplicitno od koordinata čestica. U slučaju dve čestice, komponente ukupnog impulsa su $p_{x1}+p_{x2}$, $p_{y1}+p_{y2}$, $p_{z1}+p_{z2}$  i zakon očuvanja implicira da je

$$\left[\frac{\partial}{\partial x_1}+\frac{\partial}{\partial x_2},H\right]=\left[\frac{\partial}{\partial y_1}+\frac{\partial}{\partial y_2},H\right]=\left[\frac{\partial}{\partial z_1}+\frac{\partial}{\partial z_2},H\right]=0 \tag{9}$$

što sada implicira da je potencijal interakcije izmedju dve čestice funkcija ($x_1$-$x_2$), ($y_1$-$y_2$) i ($z_1$-$z_2$) što je **r=r₁-r₂.**
U oba slučaja, (izolovane čestice i dvočestičnog sistema), gornja diskusija pokazuje da su fizički zakoni invarijantni u odnosu na translaciju koordinata, tako da rezultat eksperimenta ne zavisi od lokacije laboratorije. Ovo je takodje apsolutni zakon održanja, koji zajedno sa očuvanjem energije znači da je prostor vreme homogeno.

**10.4. Održanje ugaonog momenta (momenta impulsa)**
**10.4.1. Održanje orbitalnog ugaonog momenta**
Orbitalni ugaoni momenat čestice se definiše kao **L**=**r** x **p** a odgovarajući operator je

$$\vec{L}=-i\hbar\vec{r}x\vec{p} \tag{10}$$

Kako očuvanje L implicira očuvanje njegovih komponenti, razmotrićemo njegove komponente, jer to omogućuje otkrivanje fizičkog smisla ovog zakona očuvanja

$$L_z=-i\hbar\frac{\partial}{\partial\Phi} \tag{11}$$

i prema jednačini 2 ovo znači da je

$$\left[\frac{\partial}{\partial\Phi},H\right]=0 \tag{12}$$

Ovo implicira da H ne treba da zavisi eksplicitno od ugla Φ te fizički zakoni ne bi trebalai da se menjaju pri rotaciji koordinatnog sistema, što znači da prostor nije samo homogen, već je takodje i izotropan.
Operatori koji odgovaraju komponentama L ne komutiraju već važi jednačina

$$L_xL_y-L_yL_x=i\hbar L_z \tag{13}$$

gde se koordinae x,y i z menjaju ciklično. Ova jednačina se može dokazati direktno, ali je naročito korisno uvesti specijalni operator rotacije $\Re(\varepsilon)$ koji odgovara beskonačno maloj rotaciji sistema po uglu suprotnom od kretanja skazaljke na satu oko neke i ose. Radi jednostavnosti razmotrimo rotaciju oko z ose. Po definiciji je

$$\Re_z(\varepsilon)\psi(r,\theta,\Phi)=\psi(r,\theta,\Phi-\varepsilon)\approx\psi(r,\theta,\Phi)-\varepsilon\frac{\partial\psi(r,\theta,\Phi)}{\partial\Phi}+\frac{\varepsilon^2}{2}\frac{\partial^2\psi(r,\theta,\Phi)}{\partial\Phi^2} \tag{14a}$$

zanemarujući više članove razvoja po ε. Iz jednačine 11 imamo $\partial/\partial\Phi=(i/\mathrm{h})L_z$
tako da se 14a može zapisati u obliku

$$\Re_z(\varepsilon)\psi(r,\theta,\Phi) \approx \psi(r,\theta,\Phi)\left(1 - i\varepsilon\frac{L_z}{\hbar} + \frac{\varepsilon^2}{2}\frac{L_z^2}{\hbar^2}\right) \tag{14b}$$

tako da je operator infinitezimalne rotacije

$$\Re_z(\varepsilon) \approx 1 - i\varepsilon\frac{L_z}{\hbar} + \frac{\varepsilon^2}{2}\frac{L_z^2}{\hbar^2} \tag{15}$$

Relacija važi za bilo koju rotaciju oko bilo koje ose sa komponentom L na tu osu. Rotacije ne komutiraju, tako da rotacija objekta oko dve proizvoljno izabrane ortogonalne ose u nekom redosledu, dovodi do različitog rezultata koji se dobija pri obrnutom redu rotacije.

Može se pokazati da su komutaciona pravila (13) posledica osobina rotacije. Komponenta $L_i$ komutira sa $L^2$; u slučaju centralne interakcije (kada potencijal interakcije zavisi samo od r), one takodje komutiraju sa Hamiltonijanom H. Tako moguće je definisati potpun skup ortonormiranih svojstvenih funkcija H, $L^2$ i jedne od komponenti L. Svojstvene funkcije L su sferni harmonici $Y_l^m(\theta,\Phi)$. Zapazi da su svojstvene funkcije H, proizvod $Y_l^m(\theta,\Phi)$ i funkcije R® koja se dobija kao rešenje radijalnog dela [redingerove jednačine. Tako imamo

$$HR(r)Y_l^m(\theta,\Phi) = ER(r)Y_l^m(\theta,\Phi) \tag{17}$$

$$L^2Y_l^m(\theta,\Phi) = l(l+1)\hbar^2Y_l^m(\theta,\Phi) \tag{18}$$

gde l može biti pozitivan ceo broj i

$$L_zY_l^m(\theta,\Phi) = m\hbar Y_l^m(\theta,\Phi) \tag{19}$$

gde m zadovoljava $-l \le m \le l$

### 4.2. Spin i konzervacija ukupnog ugaonog momenta

Pretpostavimo sada da interagujuće čestice imaju spin. U ovom slučaju njihova talasna funkcija ima spinsku komponentu. Uvedimo operator koji transformiše prostorno-spinsku talasnu funkciju u koordinatnom sistemu u drugi sistem koji je rotiran oko i – ose. Kako su spinske iprostorne koordinate nezavisne promenljive, ovaj operator $(\Re S)_i(\varepsilon)$ bi trebalo da je dat proizvodom operatora prostorne rotacije $\Re_i(\varepsilon)$ i operatora spinske rotacije $S_i(\varepsilon)$. Pretpostavimo sada da je jednačina (15) važeća i za operator spina koji još zadovoljava komutacionu jednačinu (13) i onda neposredno sledi

$$(\Re S)_i(\varepsilon) = \Re_i(\varepsilon) S_i(\varepsilon) = 1 - i\varepsilon \frac{J_i}{\hbar} - \frac{\varepsilon^2}{2} \frac{J_i^2}{\hbar^2} \tag{20}$$

gde je **J**=**L**+**S** ukupni ugaoni momenat (L i S su orbitalni i spinski ugaoni momenti), i $J_i=L_i+S_i$ je njegova i ta komponenta.

Ako potencijal nije centralni, onda se L ne održava, ali se J održava. Ova osobina održavanja u prisustvu spina sledi iz rotacione invarintnosti fizičkih zakona i izotropnosti prostora. Iz (20) znamo da komponente **J** zadovoljavaju komutaciono pravilo (13).

Moguće je naći kompletan skup talasnih funkcija **H**,$J^2$ i $J_z$, $Y_J^m$ koji je linearna kombinacija proizvoda sfernih harmonika i spinskih talasnih funkcija. Ove funkcije zadovoljavaju jednačine

$$HR(r)Y_J^m(\theta,\varphi) = ER(r)Y_J^m(\theta,\varphi) \tag{21}$$

$$J^2 Y_J^m(\theta,\varphi) = J(J+1)\hbar^2 Y_J^m(\theta,\varphi) \tag{22}$$

gde je J polucelobrojno ili celobrojno, prema polucelobrojnošću ili celobrojnošću spina čestice i

$$J_z Y_J^m(\theta,\varphi) = m\hbar Y_J^m(\theta,\varphi) \tag{23}$$

Za čestice spina 1/2 operator spina **s** se definiše preko Paulijevog operatora **σ** gde je $\vec{s} = \frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma}$. Komponente **σ** su 2 x 2 Paulijeve matrice

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{24}$$

i spinske talasne funkcije su funkcije

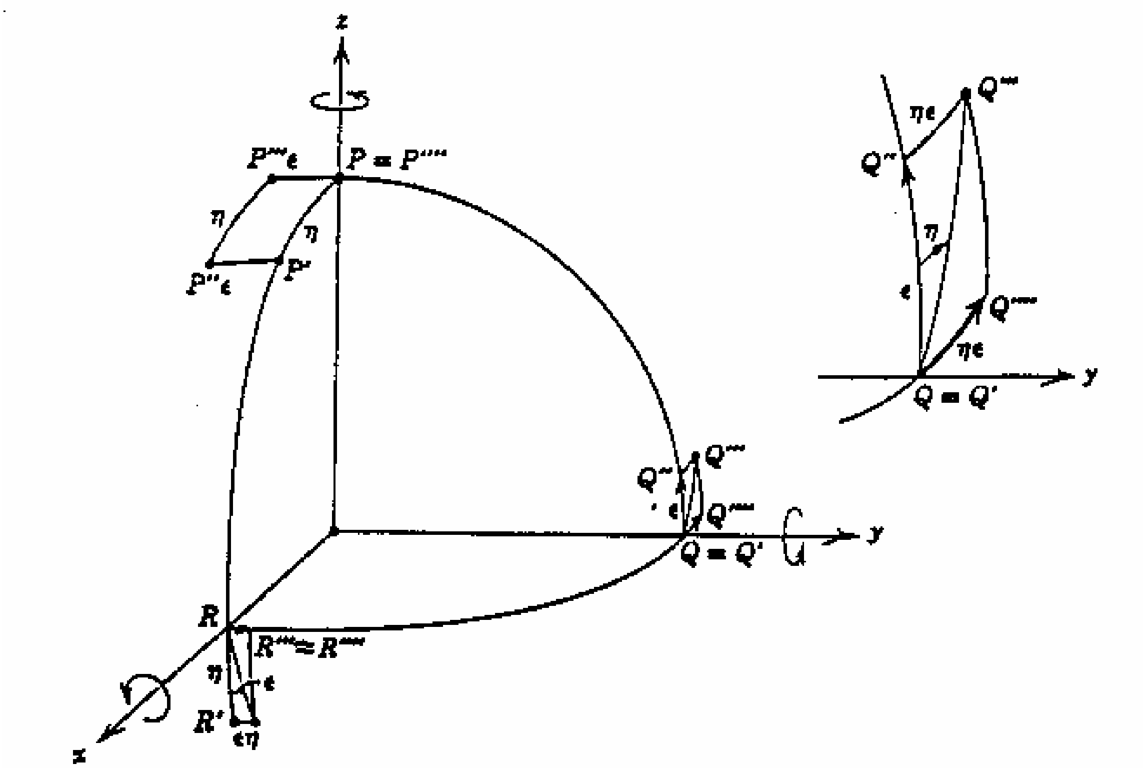
$$\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad i \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{25}$$

koje zadovoljavaju relacije

$$s_z \alpha = \frac{\hbar}{2}\alpha \tag{26a}$$

$$s_z \beta = -\frac{\hbar}{2}\beta \tag{26b}$$

i odgovaraju stanjima na gore i na dole u kojima je vrednost projekcije spina na proizvoljnu z osu $\frac{\hbar}{2}$, i $-\frac{\hbar}{2}$ respektivno.




Slika 1. Sukcesivna aplikacija infinitezimalne rotacije.

Sada diskutujemo spinsku talasnu funkciju dva nukleona. Spin dva nukleona se može kombinovati tako da daje S=0 ili S=1. Prvi slučaj je singletni a drugi je tripletni. U singletnom slučaju, talasna funkcija dva nukleona je antisimetrična

$$\aleph_0^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1) \tag{27}$$

gde indeksi 1 i 2 indiciraju dva nukleona. U tripletnom slučaju postoje tri moguće talasne funkcije koje odgovaraju trima mogućim projekcijama 1, 0, -1 spina na z osu. Talasne funkcije su simetrične i one su

$$\aleph_1^1 = \alpha_1\alpha_2 \tag{28a}$$

$$\aleph_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1) \tag{28b}$$

i

$$\aleph_1^{-1} = \beta_1\beta_2 \tag{28c}$$

Koristeći Paulijeve matrice, mogu se konstruisati mnogi operatori spina koji odgovaraju raznim operacijama, kao preokretanje pravca spina u odnosu na z-osu, ostavljajući nepromenjenim talasne funkcije čestice sa datim pravcem spina i td. Zbog važnosti potencijala nukleon-nukleon interakcije ovde ukratko diskutujemo Bartlett-ov operator izmene spina.
Ovaj operator je definisan relacijom

$$\mathrm{P}_B \aleph(s_1, s_2) = \aleph(s_2, s_1) \tag{29}$$

Kako za simetrične spinske talasne funkcije izmena spinova nukleona ne menja talasnu funkciju, dok je za antisimetričnu talasnu funkcije izmena menja znak talasne funkcije, te je relacija (29) zadovoljena za bilo koji operator koji ima svojstvene spinske funkcije (27) i (28) sa svojstvenim vvrednistima 1 za triplete $\chi^t(s_1, s_2)$ i –1 za singletne talasne funkcije $\chi^s(s_1, s_2)$:

$$\mathrm{P}_B \chi^t(s_1, s_2) = \chi^t(s_2, s_1) \tag{30a}$$

i

$$\mathrm{P}_B \chi^s(s_1, s_2) = -\chi^s(s_2, s_1) \tag{30b}$$

Razmatrajući osobine Paulijevih matrica lako se nalazi da je

$$P_B = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \tag{31}$$

gde $\vec{\sigma}_1$ deluje na spinske talasne funkcije nukleona 1 a $\vec{\sigma}_2$ deluje samo na talasne funkcije nukleona 2.

**5. Izotopski spin**

Heisenberg je 1932 sugerisao, na osnovu približne jednakosti masa protona i neutrona, da se ove čestice mogu razmatrati kao dva različita naelektrisana stanja jednog entiteta, *nukleona* , koja su ekvivalentna stanjima gore dole spina 1/2. Da bi iskoristili ovu hipotezu nukleonskim talasnim funkcijama je pored prostornog i spinskog dela dodat i isotopski deo ili izospin. Izospin i kvark flavour su nužni za objašnjenje osobina hadrona.

Izospin nukleona je 1/2 a projekcija na treću osu je 1/2 za proton i –1/2 za neutron. Tako, razmatranje izospina zahteva operator $\vec{t} = (1/2)\vec{\tau}$ koji je formalno ekvivalentan operatoru spina **s** koji se izražava preko Paulijevog operatora **τ** sa osobinama identičnim operatoru **σ**. Talasna funkcija izospina protona je $\pi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ i formalno je identična spinskoj talasnoj funkciji α; talasna funkcija neutronskog izospina je $\nu = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ i formalno je identična spinskoj talasnoj funkciji β.

U slučaju dvo-nukleonskog sistema, gradi se singletna talasna fnkcija kada se nukleonski izospinovi kombinuju u stanje sa ukupnim izospinom 0. Talasna funkcija je

$$\zeta_0^0 = \frac{1}{\sqrt{1}}(\pi_1\nu_2 - \pi_2\nu_1) \tag{32}$$

i odgovara proton-neutronskom sistemu. Postoje tri tripletne izospinsk talasne funkcije

$$\zeta_1^1 = \pi_1\pi_2 \tag{33a}$$

za proton-proton sistem

$$\zeta_1^0 = \frac{1}{\sqrt{1}}(\pi_1\nu_2 + \pi_2\nu_1) \tag{33b}$$

za proton-neutron sistem, i

$$\zeta_{-1}^1 = \nu_1\nu_2 \tag{33c}$$

za neutron-neutron sistem

**5.1. Generalizovan Paulijev princip**

Ako, sledeći Heisenberg-ovu sugestiju, tretiramo proton i neutron kao dva različita stanja istog entiteta onda se moraju diskutovati posledice u obliku generalizovanog Paulijovog principa. Kako su prostorne, spinske i izospinske promenljive medjusobno nezavisne, onda se talasna funkcija dvo-nukleonskog sistema može pisati kao linearna kombinacija proizvoda prostorne, spinske i izospineks komponente. Radi jednostavnosti pišemo sledeće

$$\psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2,s_1,s_2,t_1,t_2) = \psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2)\chi(s_1,s_2)\zeta(t_1,t_2) \tag{34}$$

Ova talasna funkcija mora biti antisimetrična na izmenu dva nukleona (tj. na izmenu prostornih, spinskih i izospinskih koordinata). Ovo znači da nisu dozvoljene sve moguće kombinacije ovih funkcija. Na primer, tri simetrične talasne funkcije ili dve antisimetrične i jedna simetrična nisu dozvoljene.

Pre nego što se ode dalje, razmotrimo simetriju tri tipa talasnih funkcija. Prostorne funkcije opisuju relativno kretanje dva nukleona i njihova zavisnost od φ i θ je data preko sfernih harmonika. Izmena nukleona odgovara transformaciji $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ u $-\vec{r}$. U polarnim koordinatama ovo znači da $r \to r, \theta \to \pi - \theta, \phi = \phi + \pi$. Kako je

$$Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \phi) \tag{35}$$

komponenta prostorne talasne funkcije je simetrična za parne orbitalne momente a antisimetrična za neparne orbitalne momente.
Spinske i izospinske talasne funkcije su simetrične u tripletnom stanju i antisimetrične u singletnom. Tako, kako su proton-proton i neutron-neutron sistemi parna tripletna isospinska stanja, za ove sisteme moguće kombinacije prostorno – spinske talasne funkcije su parno-neparno ili neparno parno. Koristeći spektroskopsku notaciju $^{(2S+1)}L_J$ sa datim skupom kvantnih brojeva, L,S,J, i kako je uobičajeno L=0,1,2,3,4,... za S,P,D,F,G,... stanja, moguće kombinacije su parni orbitalni momenti i singletno spinsko stanje ($^1S_0$, $^1D_2$, $^1G_4$)ili neparni orbitalni momenat i tripletna spinska stanja ($^3P_{0,1,2}$, $^3F_{2,3,4,..}$)

U slučaju proton-neutronskog sistema, kako izospinska talasna funkcija može biti bilo tripletna bilo singletna , nema ograničenja na kombinacije prostorno spisnkih talasnih funkcija. Tako, dodatno prethodnim stanjima, pogodnim izborom simetrije izospinskih talasnih funkcija, mogu se dobiti parna tripletna stanja orbitalnog momenta ($^3S_1$, $^3D_{1,2,3}$, $^3G_{3,4,5}$ ,..), i neparni orbitalni angularni singleti ($^1P_1$, $^1F_3$,...).

## 5.2. Majorana i Heisenbergov operatori izmene

Sada definišemo operator Majorana $P_M$ koji izmenjuje prostorne koordinate dva interagujuća nukleona. Neka $\psi^s(\vec{r}_1,\vec{r}_2)$ označava simetričnu funkciju i $\psi^a(\vec{r}_1,\vec{r}_2)$ antisimetričnu prostornu talasnu. Po definiciji je

$$P_M\psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\psi(\vec{r}_2,\vec{r}_1) \tag{36}$$

i $\psi^s(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\psi^s(\vec{r}_2,\vec{r}_1)$ dok je $\psi^a(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=-\psi^a(\vec{r}_2,\vec{r}_1)$. Imamo

$$P_M\psi^s(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\psi^s(\vec{r}_2,\vec{r}_1) \quad \text{i} \quad P_M\psi^a(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=-\psi^a(\vec{r}_2,\vec{r}_1) \tag{37}$$

Operator koji izmenjuje obe, i prostorne i spinske koordinate je Heisenbergov operator, definisan relacijom

$$P_H=P_BP_M \quad \text{ili} \quad P_H=P_MP_B \tag{38}$$

Heisenbergov operator takodje može biti dat u obliku operatora izospina koji deluje na izospinske komponente dvo-nukleonske talasne funkcije. Kako generalisani Paulijev princip zahteva da, kada su prostor-spin komponenta talasne funkcije dvo nukleonskog sistema, simetrične, izospinska komponenta mora biti antisimetrična, i obratno, dfinišući $\zeta^t(t_1,t_2)$ i $\zeta^s(t_1,t_2)$ kao tripletne i singletne izospinske funkcije, da bi zadovoljili (38) jednačine koje definišu Heisenbergov operator moraju biti

$$P_H\zeta^t(t_1,t_2)=-\zeta^t(t_1,t_2) \quad \text{i} \quad P_H\zeta^s(t_1,t_2)=\zeta^s(t_1,t_2) \tag{39}$$

i odavde

$$P_H = -\frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \tag{40}$$

Izraz za operator Majorana se može lako naći ako se zapazi da je

$$P_M = P_B P_H = P_H P_B \tag{41}$$

i tako

$$P_M = -\frac{1}{4}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \tag{42}$$

Pored (31), (40) i (42) sledeći izrazi za Bartlettov, Heisengergov i Majorana operator se široko koriste

$$P_B = (-1)^{S+1}, \quad P_H = (-1)^{L+S+1}, \quad P_M = (-1)^L \tag{43}$$

koji se mogu lako izvesti koristeći jednačine koje definišu ove operatore i simetrije spinske, izospinske i prostorne komponente talasne funkcije kao funkcije od L i S.
U zaključku ove sekcije pomenućemo pored (38) i (41) važe još i sledeće relacije

$$P_B = P_M P_H = P_H P_M \tag{44}$$

Zapaziti takodje da se može definisati i operator izmene izospina, tačno tako kao što je definisan i Bartlettov operator izmene spina. Operator bi bio

$$P_\tau = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) = -P_H \tag{45}$$

Veza izmedju $P_B$, $P_M$ i $P_\tau$ je

$$P_b P_M P_\tau = -1 \tag{46}$$

da bi bio zadovoljen Paulijev princip.
Po prirodi stvari interakcija izmedju dva nukleona, kao neutron i proton ostvaruje se izmenom naelektrisanog kvanta što se tretira u teoriji bozonskog polja.

**5.3. Osobine operatora izospina**

Pre razmatranja osobina invarijantnosti fizičkih zakona u odnosu na izospin, korisno je izvesti neke osobine izospinskog operatora.

Za jezgro sa A nukleona, gde je Z protona i N neutrona

$$\vec{\tau}_A = \sum_{i=1}^{A} \vec{\tau}_i \quad \text{i} \quad \vec{T}_A = \sum_{i=1}^{A} t_i \tag{47}$$

$$\tau_{A,Z} = Z - N \quad \text{i} \quad T_{A,Z} = \frac{Z-N}{2} \tag{48}$$

Iz (47) sledi da je

$$T_A^2 = \sum_{i=1}^{A} t_i \cdot \sum_{j=1}^{A} t_j = \sum_{i=1}^{A} t_i^2 + \sum_{i \neq j} t_i t_j = \frac{3}{4} A + \sum_{i \neq j} t_i t_j \tag{49}$$

tako da je

$$\left[ T_A^2 \sum_{i \neq j} t_i t_j \right] = 0 \tag{50}$$

U posebnom slučaju sistema od dva nukleona (stavljajući $T_A^2 = T^2$)

$$\left[T^2, t_1 \cdot t_2\right] = 0 \quad \text{i} \quad \left[T^2, P_H\right] = 0 \tag{51}$$

Lako se pokazuje da kako je $T_3=\tau_{1,3}+\tau_{2,3}$

$$\left[T_3, t_1 \cdot t_2\right] = 0 \quad \text{i} \quad \left[T_3, P_H\right] = 0 \tag{52}$$

Pokazuje se da se sve osobine sistema hadrona mogu izraziti preko izospinskog operatora. Tako, naelektrisanje nukleona je dato sa

$$q = \frac{e}{2}(1 + 2t_3) \tag{53}$$

gde je e elementarno naelektrisanje. Ukupno naelektrisanje dvonukleonskog sistema je

$$Q = e(1 + T_3) \tag{54}$$

a Kulonov potencijal izmedju dva nukleona je

$$V_c(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{4r}(1 + 2t_{13})(1 + 2t_{23}) \tag{55}$$

gde prvi indeks označava nukleon, a drugi komponentu izospinskog operatora.
Pomoću jednačina (52) može se lako pokazati da je

$$\left[Q, t_1 \cdot t_2\right] = 0 \quad \text{i} \quad \left[Q, P_H\right] = 0. \tag{56}$$

dok je

$$[q, t_1 \cdot t_2] \neq 0 \quad \text{i} \quad [q, P_H] \neq 0 \tag{57}$$

Lako je pokazati da je

$$[P_H, V_c(r)] = 0 \tag{58}$$

i

$$[Q, H] = 0 \quad \text{i} \quad [Q, V_c(r)] = 0 \tag{59}$$

$$[q, H] \neq 0 \ \text{ i } [q, V_c(r)] = 0 \tag{60}$$

Relacija (59) je očigledna posledica invarijantnosti naelektrisanja izolovanog sistema, [to iz (jdn 3) znači da Q mora da komutira sa Hamiltonijanom dvo nukleonskog sistema. Relacije (56) i (58) znače da Hamiltonijan sistema mora da sadrži Heisenbergov operator izmene. Konačno, (57) i (60) znače da se naelektrisanje nukleona ne održava, što se može razumeti uz pretpostavku da dva nukleona interaguju usled izmene naelektrisanog kvanta koji izaziva da dva nukleona izmenjuju naelektrisanje.

**5.4. Električna simetrija nuklearnih sila**

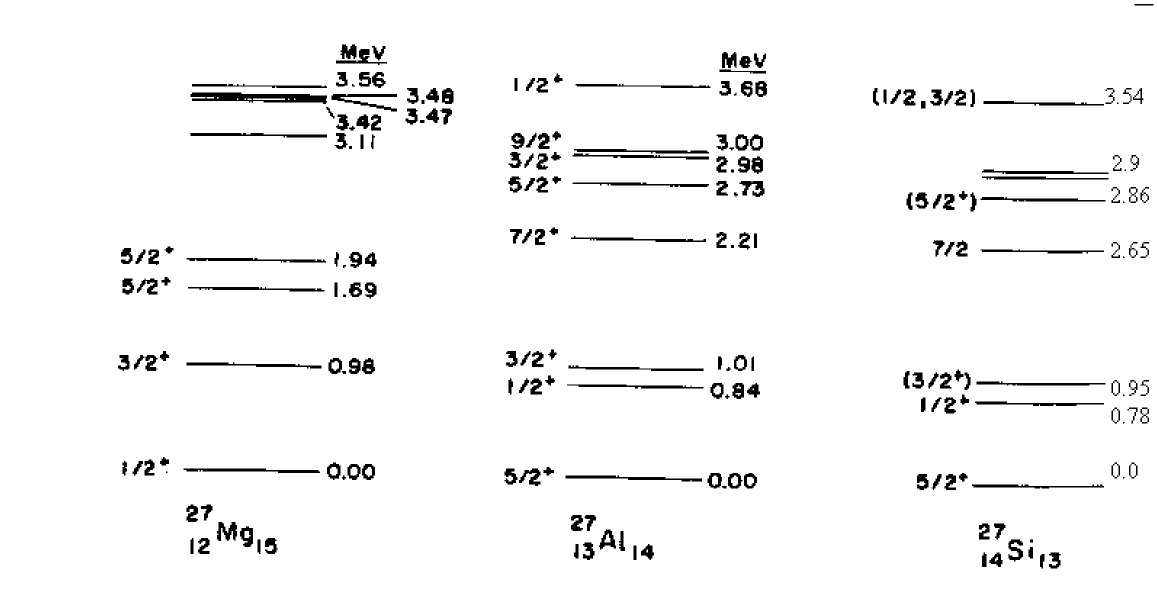
Ako razmotrimo dva ogledalska jezgra 1 i 2, koja imaju isto A i $Z_1$=$N_2$ i $N_1$=$Z_2$ vidićemo da imaju skoro isti spektar pobudjenih stanja sa približno istim energijama i istim spinovima i parnošću. Primer je $^{27}$Si (Z=14 i N=13), i $^{27}$Al (Z=13 i N=14) prikazanih na slici 2, gde je takodje pokazan i $^{27}$Mg (Z=12, i N=15) koji ima kompletno različit spektar. U ogledalskim jezgrima, broj parova neutron-proton je jednak $n_{pn}=Z_1N_1=Z_2N_2$ dok se broj proton-proton i neutron-neutron parova menja $n_{1,pp}=n_{2,nn}=Z_1(Z_1-1)/2=(N_2-1)/2$ i $n_{1,nn}=n_{2,pp}=N_1(N_1-1)/2=Z_2(Z_2-1)/2$. Jednostavno objašnjenje približne jednakosti spektara dva ogledalska jezgra je pretpostavka da nuklearne sile deluju izmedju dva protona u datom stanju su jednake silama koje deluju izmedju dva neutrona u istom stanju i da Kulonova sila čini malu razliku. Ovo je poznato kao hipoteza o električnoj simetriji nuklearnih sila.

Studije proton-proton i neutron-neutron rasejanja takodje potvrdjuju električnu simetriju nuklearnih sila.

Ova nuklearna osobina se može opisati matematički definišući operator zavisan od izospina

$$\prod = \prod_{i=1}^{Z} \tau_{i1} \prod_{j=1}^{N} \tau_{j1} \tag{61}$$

gde $\tau_{i1}$i $\tau_{ji}$ su prve komponente Paulijevog operatora koji deluje samo na *i-ti* proton i *j-ti* neutron.




Slika 2. Ekscitovana stanja tri jezgra sa masom 27. Ekscitacione energije su date u MeV.

Osobine τ

$$\tau_{i1}\pi_i = \nu_i \quad (62)$$

i

$$\tau_{j1}\nu_j = \pi_j \quad (63)$$

Ovo znači da Π deluje na talasnu funkciju datog jezgra transformišući sve protone u neutrone i obratno, ostavljajući njihova stanja nepromenjenim, i tako transformiše talasnu funkciju $\psi_1$ jezgra u talasnu funkciju $\psi_2$ ogledalskog jezgra. Medjutim, ako se simetrija naelektrisanja održava onda je $\psi_1=\psi_2=\psi$ i tako je

$$H\prod\psi = H\psi = E\psi \quad \text{i} \quad \prod H\psi = \prod E\psi = E\prod\psi = E\psi \quad (64)$$

tako da je

$$[H,\Pi] = 0 \quad (65)$$

Može se pokazati da je u pojednostavljenom slučaju dvo nukleonskog sistema

$$[P_H, \tau_{11}\tau_{21}] = 0 \quad (66)$$

koja pokazuje da je operator $P_H$ dobar kandidat za nuklearni Hamiltonijan.
Jednačina (64) nije tačna samo za Hamiltonijan već takodje zadovoljava i Kulonov potencijal koji očigledno ne zadovoljava simetriju naelektrisanja. Ovo se može lako pokazati , tj

$$[V_c(r),\Pi] \neq 0 \tag{67}$$

Koncept izospina omogućuje da se stanja svih jezgara sa istim brojem nukleona A, usled sličnosti njihove strukture, tretiraju na unificiran način. Tako, odgovarajuća stanja ogledalskih jezgara imaju isti izospin i vrednosti $T_3$ su iste veličine i suprotnog znaka. Izospin takodje daje selekciona pravila za neke nuklearne reakcije.

### 5.5. Nezavisnost nuklearnih sila od naelektrisanja

U prošloj sekciji smo zapazili da simetrija po naelektrisanju prosto sledi iz nezavisnosti jake interakcije od flavour-a, i na istoj osnovi moramo očekivati da je interakcija neutron-protonskog para ista kao izmedju dva protona ili dva neutrona kada su interagujući nukleoni u istom relativnom stanju kretanja i u istom spinskom stanju (singlet ili triplet). Medjutim, p-p, n-n i n-p sistemi, kada su prethodni uslovi zadovoljeni, imaju izospinsku komponentu $|T,T_3\rangle$ talasne funkciji respektivno jednaku $|1,1\rangle,|1,-1\rangle$ $i$ $|1,0\rangle$. Tako moramo zaključiti da dva nukleona imaju istu interakciju kada je isti ukupni izospin, bez obzira na činjenicu da je treća komponenta izospina različita (ovo se naziva nezavisnost nuklearnih sila od naelektrisanja, jer je nuklearna interakcija ista čak i ako je naelektrisanje nukleona različito). Ovo takodje znači da prostorno spinska komponenta talasne funkcije je ista i da $T^2$ komutira sa H i, kao $T_3$ komutira sa H onda se i **T** održava u jakim interakcijama.
Konzervacija izospina je uvek zadovoljena u jakim interakcijama. Jedan primer

$$d+d \rightarrow {}^4He+\pi^0 \tag{68}$$

reakcija se nikad ne opaža jer se narušava održanje izospina, dok se reakcije

$$d+d \rightarrow {}^4He+\pi^+ +\pi^- \tag{69}$$

ili

$$d+d \rightarrow {}^4He+\pi^0 \ +\pi^0 \tag{70}$$

koje ne narušavaju ovo pravilo, dogadjaju vrlo često.
Razmatranja koja su više kvantitativna takodje pokazuju održanje izospina u jakim interakcijama. Na primer, održanje izospina implicira da je efikasni presek rekacije

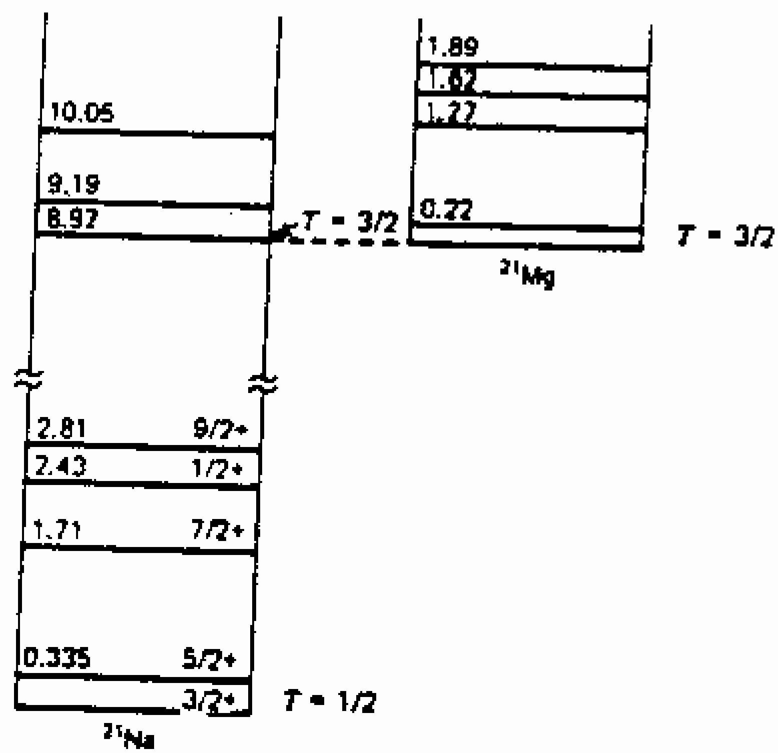
$$p+d \rightarrow {}^3H+\pi^+ \tag{71}$$

je dvostruko veci u odnosu na reakciju

$$p+d \rightarrow {}^3He+\pi^0 \tag{72}$$

Ove dve reakcije se mogu odigrati samo ako se komponente izospina $\left|{}^{3}H\right\rangle_T = \left|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}\right\rangle$ i $\left|\pi^{+}\right\rangle_T = \left|1,,1\right\rangle$ u (71) i $\left|{}^{3}He\right\rangle_T = \left|\frac{1}{2},\frac{1}{2}\right\rangle$ i $\left|\pi^{0}\right\rangle_T = \left|1,,1\right\rangle$ kombinuju i daju izospinku komponentu talasne funkcije p+d sistema $\left|p,d\right\rangle = \left|T,T_3\right\rangle = \left|\frac{1}{2},\frac{1}{2}\right\rangle$.

Nezavisnost nuklearnih sila od naelektrisanja znači da dva izobara (jezgra iste mase) kao $^{21}$Na i $^{21}$Mg , koji imaju treću komponentu izospina 1/2 i 3/2 resp moraju da imaju isti niz stanja koji odgovara izospinu T=3/2 sa istoim talasnim funkcijama, i tako istim spinom, parnošću i energetskim rastojanjima. Takva stanja su najniža stanja u $^{21}$Mg i viša energetska stanja $^{21}$Na, što je ilustrovano na Slici 3. Odgovarajuća stanja dva izobara se nazivaju izobarska analogna stanja jer imaju vrlo slične talasne funkcije.
Može se pokazati da stanje jezgra (N,Z) koje je izobarno sa osnovnim stanjem (N+1,Z-1) se mogu vrlo precizno identifikovati u interakciji (p,n) u kojoj jedan incidentni proton izbija jedan slabije vezani neutron i biva zahvaćen u njegovom izobarski analognom stanju.




Slika 3. $T_{3/2}$stanja $^{21}$Na i $^{21}$Mg.

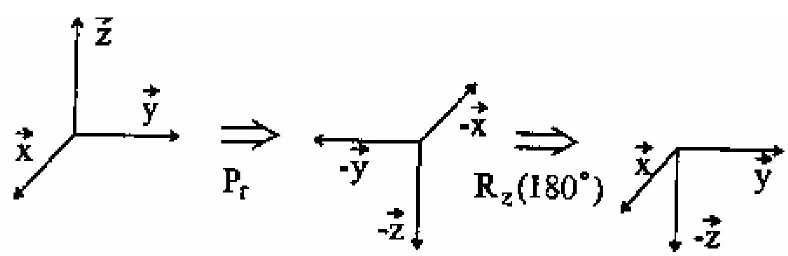
## 6. Održanje parnosti

U fizici postoje kontinualne transformacije koje se mogu smatrati kao rezultat beskonačnog broja beskonačno malih transformacija. Tipičan primer ovih transformacija je rotacija i bilo koji konačni ugao rotacije se može smatrati rezultatom beskonačnog broja infinitizemalno malih rotacija. Postoje takodje i diskretne transformacije, od kojih su tri od velike važnosti za fiziku. One su : refleksija u odnosu na koordinatni početak koja transformiše **r** u –**r;** konjugacija naelektrisanja koja transformiše česticu u antičesticu i preokretanje vremena koje transformiše t u –t. U ovom delu bavićemo se refleksijom koordinatnih osa oko koordinatnog početka sa pitanjem da li su fizički zakoni invarijantni u odnosu na takve transformacije.

Kao i obično u kvantnoj mehanici, da bi smo radili sa takvim transformacijama, uvodimo operator parnosti $\hat{P}$, koji preokreće smer koordinatnih osa. Tako

$$\hat{P}_r(x,y,z) = (-x,-y,-z) \tag{76}$$

transformiše desni koordinatni sistem u levi (vidi sl. 4). Sada rotirajmo za $180^0$ levi koordinatni sistem oko z ose, tj (-x,-y,-z)→(x,y,-z). Ukupna transformacija odgovara ogledalskoj refleksiji u (x,y) ravni. Kako smo već ranije znali fizički zakoni su invarijantni u odnosu na rotaciju, ovo znači da ako su fizički zakoni invarijantni u odnosu na refleksiju na koordinatni početak (u ovom slučaju govorimo da se održava parnost), oni su takodje invarijantni na ogledalsku refleksiju u ravni i ovo omogućuje jednostavan način verifikacije ove osobine invarijantnosti: parnost se održava ako bilo kom realnom procesu postoji ogledalski proces koji se dogadja sa istom verovatnoćom.




*Slika 4. Refleksija u odnosu na koordinatni početak (x,y,z)→(-x,-y,-z) praćena rotacijom oko z ose (-x,-y,-z) → (x,y,-z) je ekvivalentno ogledalskoj refleksiji u (x,y) ravni.*

Ako primenimo operator $\hat{P}_r$ dva puta treba dododjemo u originalni koordinatni sistem tj $P_r^2 = 1$, tj svojstvene vrednosti operatora su ±1 i ψ(**r**) je svojstvena funkcija operatora $\hat{P}_r$

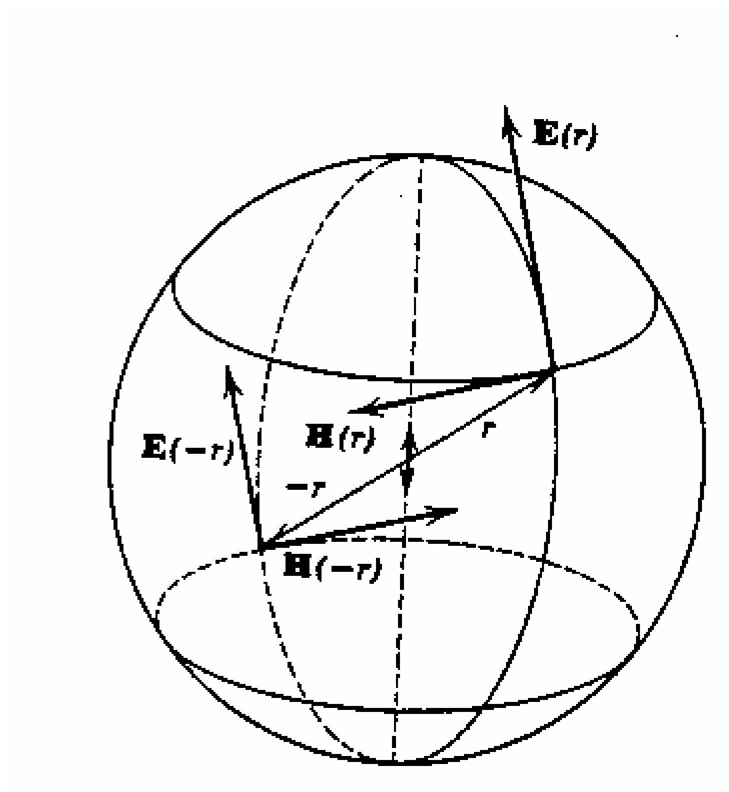
$$\hat{P}_r\psi(\vec{r}) = \pm\psi(\vec{r}) \tag{77}$$

Kada operator parnosti komutira sa Hamiltonijanom $\hat{H}$ onda oni imaju zajedničke svojstvene funkcije. Svojstvene funkcije sa svojstvenom vrednošću 1 su parne i njihova parnost je (+); one funkcije sa svojstvenom vrednošću –1 se nazivaju neparne i njihova parnost je (-).
Ako se parnost održava i stanja sistema nisu degenerisana, nužno je da su ona parna ili neparna. Ako je degeneracija prisutna, degenerisani nivo energije je E i talasna funkcija sistema $\psi_E$ ne mora biti svojstvena funkcija operatora $\hat{P}_r$, ali ako se parnost održava mora biti linearna kombinacija

$$\psi_E^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi \pm \hat{P}_r \psi_r) \tag{78}$$

koje su svojstvene funkcije operatora parnosti sa svojstvenim vrednostima ±1 i Hamiltonijana sa svojstvenom vrednošću E i tako čak i u ovom slučaju sva stacionarna stanja se moraju izabrati da imaju definisanu parnost.

Fizičke observable moraju biti parne ili neparne, ako ostaju invarijantne na transformaciju parnosti ili ako menjaju znak. Parne varijable sa jednom vrednošću se nazivaju skalari a neparne varijable su pseudo skalari. Vektorske varijable koje menjaju znak pri transformaciji parnosti se nazivaju polarni vektori i jednostavno vektori, dok se one koje ne menjaju znak nazivaju aksijalni vektori ili pseudo skalari. Tenzori visokog ranga mogu biti parni ili neparni ako su njihove komponente invarijantne ili menjaju znak pri transformaciji parnosti.




*Slika 5. Orbitalna parnost električnog i magnetskog polja električnog dipola.*

U klasičnoj fizici sreću se skalarne veličine kao masa, energija, temperatura i nekoliko pseudoskalarnih kao helicitet $h = \frac{\vec{v} \cdot \vec{\omega}}{v\omega}$ čestice čija je brzina **v** i koja u isto vreme rotira oko ose upravljene kao i **v** sa ugaonom brzinom **ω**, što se može desiti naelektrisanoj čestici koja se kreće u magnetskom polju. Drugi pseudoskalar je magnetostatički potencijal a opštiji pseudo skalar je veličina sa jednom vrednošću $d = \vec{c} \cdot \overline{a} \times \vec{b}$ koji je rezultat trostrukog proizvoda polarnih vektora.

Primeri polarnih vektora su **r**, **v** i električno polje **E** dok su aksijalne observable predstavljene vektorskim proizvodom polarnih vektora kao momenat količine kretanja **J** ili magnetsko polje **B**.

U kvantnoj mehanici talasna funkcija $\left|0^+\right\rangle$ parnog stanja sa nultim ugaonim momentom je skalar, a talasna funkcija $\left|0^-\right\rangle$ neparne parnosti sa nultim ugaonim momentom je pseudoskalar. Talasna funkcija $\left|1^-\right\rangle$ neparnog stanja sa jediničnim ugaonim momentom je vektor, a talasna funkcija $\left|1^+\right\rangle$ parnom parnosti sa jediničnim ugaonim momentom je pseudovektor.

Kada se, umesto razmatranja transformacija parnosti, razmatra ogledalska refleksija ima se sloboda da se bira najpovoljnija refleksija, i vektor može da menja ili da ne menja znak, a isto tako i pseudo vektor može da menja ili da ne menja znak. Medjutim, ako su vektor i pseudo vektor paralelni, koj igod izbor ogledala da je, posle refleksije oni su anti paralelni, a ako su anti paraleleni, posle refleksije postaju paralelni.

Zakoni klasične fizike su invarijantni na transformaciju parnosti i svi izrazi jednačina koje izražavaju fizičke zakones u bilo parni bilo neparni. Tako u klasičnoj fizici ne mogu se sabirati ili oduzimati skalari i pseudoskalari, ili vektori i pseudovektori.

Sledi da prema klasičnoj fizici, fizički zakoni su isti u desnom i u levom koordinatnom sistemu. Ovo ne znači da klasična fizika ne može da se bavi fenomenima koji razlikuju razne prostorne refleksije, kao anizotropna akustika ili optički aktivne organske molekule koji mogu da polarizuju svetlost cirkularno na desno ili na levo, ali svakom fenomenu odgovara ogledalski fenomen , koji prema zakonima klasične fizike mora ići sa istom verovatnoćom.

U klasičnoj fizici vrednosti svih observabli se menjaju kontinualno, i ne dešavaju se diskretne promene. Tako, kako je parnost diskretna transformacija, ako je sistem u stanju definisane parnosti on ne može da promeni parnost u suprotnu u toku dinamičke evolucije jer ovo zahteva diskretnu promenu. S druge strane kvantna mehanika dozvoljava diskretne promene fizičkih veličina u prelazima od jednog stanja do drugog i može se postaviti pitanje da li se u tim prelazima parnost sistema menja. Prvi koji je izučavao ovo pitanje je bio Wigner, koji je 1927 godfine zapazio da su zakoni elektromagnetizma koji su odgovorni za atomsku strukturu invarijantni na transformaciju parnosti i čisto stanje sistema je opisano talasnom funkcijom koja je ili parna ili neparna.

[ta sa jakom i slabom interakcijom. Kada tretiramo ove nove fenomene imamo bitnu razliku u odnosu na svet atomske fizike, koja je odredjenja elektromagnetskim silama. U atomskoj fiziciji sistem je izgradjen od atomskog jezgra u osnovnom stanju i okružujućihj elektrona. Proces može da izmeni relativno kretanje elektrona i jezgra, ali ne i internu strukturu jezgra niti se elektroni transformišu u druge čestice. U slučaju nuklearne i čestične fizike dolazi se u svet jake i slabe sile i koncentrišemo se na fenomene gde se kreiraju nove čestice i unutrašnje stanje jezgra se takodje može promeniti. Tako, pored parnosti talasne funkcije koja opisuje relativno kretanje čestica i jezgra koje grade sistem (ukratko, orbitalna parnost) mora se razmatrati i unutrašnja parnost svake interagujuće čestice.

Činjenica da jezgro u datom stanju može da ima definisanu parnost nije strana jer je jezgro samo po sebi kompozitni sistem, i isto se primenjuje na hadrone za koje znamo da su sačinjeni od kvarkova. Medjutim, mora se pridružiti definisana parnost i leptonima, ali i kvarkovima za koje se čini da nemaju unutrašnju strukturu.

Parnost je multiplikativni kvanti broj i ukupna parnost $P_t$ sistema je proizvod orbitalne parnosti $P_r$ i unutrašnjih parnosti $P_i$ konstituenata sistema. Izmedju ostalog, slučaj fotona je naročito intrigantan. Postoji jedan-jedan korespondencija izmedju talasne funkcije fotona definisanog ugaonog momenta i parnosti i elektromagnetne multipolnosti polja, predvidjeno Maxwellovim jednačinama. Tako foton ima parnu parnost koja odgovara multipolnosti koja je još uvek proizvod unutrašnje i orbitalne parnosti. Razmotrimo sada najprostiji od svih slučajeva dipolno električno i magnetsko polje. Kao što je prikazano na slici 5 električno polje **E**(**r**) stvoreno električnim dipolem u tački **r** jednako je polju **E**(-**r**) u tački –**r**. Tako, polje je invarijntno na transformaciju **r→-r** i ima parnu orbitalnu parnost. S druge strane, električno polje je vektor sa neparnom parnošću i ukupna parnost električnog polja dipola je neparna. Orbitalna parnost magnetskog polja je naparna jer je **H**(**r**)=-**H**(-**r**) dok je unutrašnja parnost **H** , koje je pseudoskalar parno, tako da je ukupna parnost magnetskog polja električnog dipola, takodje neparna.

Tako električni dipolni foton $E_1$ ima angularni momenat 1 i parnost -. Slična razmatranja pokazuju da magnetni dipolni foton M1 ima ugaoni momenat 1 i parnost +, električni kvadripolni momenat E2 ima angularni momenat 2 i parnost +, dok magnetni kvadripolni foton M2 ima ugaoni momenat 2 i parnost -. Uopšte parnost električnih l multipolnih fotona je $(-1)^l$ dok je parnost magnetskih l mulitpolnih fotona je $(-1)^{l+1}$

Eksperimenti pokazuju da se parnost održava u jakim interakcijama. Tako na primer ugaona raspodala i polarizacija fotona emitovanih u prelazima izmedju dva nuklearna stanja pokazuje se uvek imaju definisanu parnost. Kako znamo da elektromagnetski prelazi održavaju parnost, ovo znači da nuklearna stanja imaju definisanu parnost tako da operator parnosti komutira sa Hamiltonijanom i parnost sistema vezanog jakom interakcijom se održava. Sledi da unutrašnja parnost hadrona može se dobiti ako se arbitrarno pridruži pozitivna parnost protonu i neutronu i nadje se parnost svih ostalih hadrona analiziranjem velikog broja reakcija sa učešćem jake interakcije i raspada usled jake interakcije zahtevajući da se u svim slučajevima parnost održava. Bez obzira na ovaj arbitrarni izbor unutrašnja parnost mezona najmanje mase se dobija negativna i ovo se objašnjava time što su sačinjeni od kvarka i anti kvarka sa nultim relativnim ugaonim momentom jer fermion i antifermion imaju suprotne unutrašnje parnosti.

Sve što znamo o leptonima je konzistentno sa pretpostavkom da oni imaju pozitivnu unutrašnju parnost a da antileptoni imaju negativnu unutrašnju parnost.

Prva indikacija da se parnost ne održava u slabim interakcijama dolazi od otkrića dva pozitivno naelektrisana mezona sa istim masama 493.7 MeV/$c^2$ i spinom i vremenom života ($1.24 \cdot 10^{-8}$ s) od kojih se jedan raspada u dva piona a drugi u tri piona. U oba slučaja pioni su u l=0 stanju relativnog kretanja i njihova orbitalna parnost je parna. Unutrašnja parnost svakog piona je parna i tako dvopionsko finalno stanje ima parnu parnost dok tripionsko stanje ima neparnu parnost. Vreme života pokazuje da je ovo ne leptonski slabi raspad i sada ima dve mogućnosti.

(i) u slaboj interakciji održava se parnost i dve čestice se razlikuju samo po unutrašnjoj parnosti ili

(ii) u slaboj interakciji ne održava se parnost i dva mezona su ista čestica koja ima konkurentne kanale raspada od kojihj jedan održava a drugi narušava parnost. Ovo se u stvarnosti i dešava i čestice su sada identifikovana kao $K^+$ mezone koji se raspadaju u više načina, od kojih su tri

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \qquad (79)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \qquad (80)$$

i

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \qquad (81)$$

Ovo je navelo Yang i Lee a da pretpostave da se parnost narušava u slabim interakcijama. Oni su predložili seriju eksperimenata, svi zavisni od fenomena koji su različiti od njihovih ogledalskih slika. U toku godina, tri eksperimenta su pokazala da se održanje parnosti zaista narušava, jedan eksperiment se odnosi na $\beta$ raspad $^{60}$Co a drugi su helicitet pozitivnih miona proizvedenih u leptonskom raspadu $\pi^+$.

$^{60}$Co je nukleus dobro poznat svim $\gamma$ spektroskopistima jer se koristi za merenje energetske rezolucije $\gamma$ detektora. U osnovnom stanju $^{60}$Co ima spin i parnost $J^{\pi}=5^+$ i $\beta$ emisijom

$$^{60}Co \rightarrow {}^{60}Ni + e^- + \bar{\nu}_e \tag{82}$$

raspada se sa verovatnoćom od skoro 100 % na 2.505 MeV, , $4^+$ stanje $^{60}$Ni koje se sukcesivnom emisijom dva E2 $\gamma$ fotona od 1.173 i 1.332 MeV raspada u $0^+$ osnovno stanje. Činjenica koja ustanovljava narušenje održanja parnosti je da se elektroni emituju u pravcu suprotnom od spina **J** $^{60}$Co. Ovo je prvi jasan primer narušenja parnosti u procesima slabe interakcije jer je brzina elektrona polarni vektor antiparalelna axijalnom vektoru tj spinu i odavde oni se transformišu na suprotan način ; u ogledalskom eksperimentu oni bi trebalo da su paralelni, tj. emitovani elektroni bi trebali da su u pravcu **J** suprotno onom što se opaža u stvarnom eksperimentu. Elektroni se emituju u pravcu suprotnom o J, jer je $\beta$ raspad $^{60}$Co Gamow-Teller ovog tipa i elektron i antineutrino se emituju u suprotnim pravcima sa nultim orbitalnim momentima. S druge strane, održanje ugaonog momenta implicira da pošto je za kobalt J=5, a za Ni J=4, spinovi s=1/2 elektrona i anti neutrina bi trebalo da su paralelni. Antineutrino ima pozitivan helicitet, njegova brzina **v** je paralelna sa ugaonim momentom J, $^{60}$Co dok elektron odlazi u suprotnom pravcu u odnosu na J, sa negativnim helicitetom.
Ubrzo posle toga obavljena su još dva eksperimenta gde su nadjena narušenja održanja parnosti.

## 7. Konjugacija naelektrisanja

Druga diskretna transformacija menja česticu u antičesticu (lepton u antilepton, kvark u antikvark) ostavlja nepromenjenom masu, spin i vremeživota, ali menja znak naelektrisanja, magnetskog momenta, barionskog broja, treće komponenete izotopskog spina, stranost, šarm, beatu i topnes.Unutrašnja parnost menja znak pri konjugaciji naelektrisanja ako je čestica fermion a ne menja se ako je bozon. Operator konjugacije naelektrisanja je $\hat{C}$. Primena operatora $\hat{C}$ dva puta treba da dovede do polaznog stanja, te su svojstvene vrednosti $\pm 1$. Mnoge čestice u prironi nisu svojstvena stanja operatora $\hat{C}$ jer da bi neko stanje bilo svojstveno stanje operatora $\hat{C}$ moraju se talasne funkcije čestice i antičestice razlikovati najviše do znaka, tj

$$\hat{C}|p\rangle = |\bar{p}\rangle = \pm|p\rangle \tag{83}$$

a ovo se može desiti samo za one čestice koje su istovremeno i antičestice, kao [to su $\pi^0$, $\eta$, $\eta'$,$\rho^0$, $\Phi$, $\omega$, $J/\psi$ kao i za sisteme načinjene od čestice i antičestice. Ako je u (83) svojstvena vrednost +1, za česticu se kaže da je C parna, a ako je –1, onda je ona C neparna. Kada se pozitron uspori u materiji, on se kombinuje sa elektronom formirajući metastabilno stanje $e^+$-$e^-$ nazvano pozitronijum, koje je u mnogim aspektima slično atomu vodonika inicijalno u stanju relativnog angularnog momenta različitog od nule. Ovaj sistem se raspada emitujući fotone l=0, S stanja najniže energije pre anihilacije. Ovaj sistem se može studirati pretpostavljajući da su $e^-$ i $e^+$ isti entitet u dva različita kvantna stanja kojima odgovara leptonski broj +1 i –1. Tako, kao i uslučaju dvo nukleonskog sitema možemo da uvedemo generalisani Paulijeov princip i da se pozovemo na razmatranje dato u 5.1 za proton neutronski sistem, neposredno vidimo da par $e^+$ -$e^-$ u S stanju može biti u singletnom stanju $^1S_0$ sa antiparalelnim spinovima, ili u tripletnom stanju $^3S_1$ sa paralelnim spinovima. Talasna funkcija pozitronijuma mora biti antisimetrična u odnosu na izmenu elektrona i pozitrona što znači da menja (i) relativnu poziciju dve čestice od **r** do -**r** (ii) njihov spin i (iii) njihove leptonske brojeve (tj. njihovu prirodu).Promena **r** u –**r** u polarnim koordinatama znači da r ostaje nepromenjeno i $\theta \to \pi - \theta$ , a $\phi \to \pi + \phi$, i kako je zavisnost talasne funkcije od θ i π data u funkcijama sfernih harmonika $Y_l^m(\theta,\phi)$, a $Y_l^m(\theta,\phi) = (-1)^l Y_l^m(\pi-\theta,\phi+\pi)$, simetrija prostornih komponenti pozitronijmske talasne funkcije je $(-1)^l$.Simetrija spinske komponente je $(-1)^{S+1}$ gde je S ukupni spin. Tako, lako se može naći da li promena prirode dve čestice (konjugacija naelektrisanja) menja ili ne menja znak komponenti talasne funkcije koja zavisi od leptonskih brojeva dve čestice. Nalazimo da je C parnost pozitronijuma $(-1)^1(-1)^l(-1)^{S+1} = (-1)^{-(l+S)} = (-1)^{l+S}$. Tako u stanju $^1S_0$ (l=0 i S=0) pozitronijum ima + C parnost dok u stanju $^3S_1$ ima neparnu (-) C parnost. Eksperimenti pokazuju da $^1S_0$ stanje se anihilra u dva γ zraka dok se $^3S_1$ anihilira u tri γ zraka. Ovo je jasna indikacija da se u elektromagnetskoj interakciji održava C parnost i da je C parnost fotona neparna. Razmatrajući raspad $\pi^0$ mezona u dva γ zraka i zapažajući da je C parnost multiplikativni kvantni broj kao i parnost, neposredno zaključujemo da $\pi^0$ ima parnu C parnost. Sličnim načinom može se odrediti C parnost drugih čestica.

Pokazali smo da se u elektromagnetskoj interakciji održava C parnost, i zato su zakoni elektromagnetske interakcije invarijantni na C transformaciju. Isto važi i za gravitacionu interakciju jer C parnost ne menja mase čestica. [ta je sa jakom i slabom interakcijom? Invarijantnost u odnosu na C znači da ako fizički zakoni predvidjaju da se skup čestica ponaša naneki način, isto bi se očekivalo i za skup u kome su sve čestice zamenjene njihovim antičesticama, ili u reakcijama u kojima učestvuju čestice i antičestice one ne mogu biti razlikovane na osnovu merljivih veličina, osim onih koje se menjaju promenom čestice u antičesticu. Tako ugaona i energetska raspodela i polarizacija čestica i antičestica mora biti ista. Ovo je nadjeno i interakcijama pod jakom interakcijom. Na primer

$$\bar{p} + p \to \pi^- + \pi^+ + \pi^0 \tag{84}$$

ili

$$\bar{p} + p \to \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^0 \tag{85}$$

ne pokazuju nikakvu razliku u ugaonoj ili energetskoj raspodeli suprotno naelektrisanih piona.

Stvari su različite kod slabe interakcije. Razmotrimo raspade negativnog i pozitivnog miona.

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{86a}$$

i

$$\mu^{+} \to e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \qquad (86b)$$

koje se mogu dobiti konjugacijom naelektrisanja. U ova dva raspada elektron i pozitron se emituju sa suprotnim gore-dole asimetrijama u odnosu na spin miona. Ovo potiče od negativnog heliciteta elektrona u $\mu^-$ raspadu i pozitivnog heliciteta pozitrona u $\mu^+$ raspadu. Tako ova dva procesa se znatno razlikuju pokazujući da zakoni prirode u procesima slabe interakcije nisu invarijantni za C transformaciju.

Zaustavljajući se samo na jakoj interakciji možemo zapaziti da promena čestice u antičesticu se može u nekim slučajevima učiniti i bez korišćenja C operatora. Tako, rotacija za $180^0$ oko druge ose u izospinskom prostoru (ovo se činoperatorom $R_2 = \exp(-i\pi t_2/\hbar)$ menjajući $\pi^+$ sa $t_3$=1 u $\pi^-$ sa $t_3$=-1 i obratno. Primenjući dalje operator C vraćamo se nazad na $\pi^+$. Tako, naelektrisani pioni su svojstvena stanja operatora $\hat{\mathrm{I}} = \hat{C}e^{-i\pi t_2/\hbar}$ čak i ako nisu svojstvena stanja $R_2$ ili C odvojeno. Isto razmatranje se primenjuje na sve mezone koji nemaju stranost, šarm, beauty ili topness.

### 8. Narušavanje CP

U prethodnom tekstu smo videli da se u svim osnovnim interakcijama, osim u slaboj, održavaju parnost i C parnost. To znači da su zakoni koji upravljaju fenomenima koji potiču od ovih interakcija invarijantni na kombinovanu parnost, transformacije parnosti i C transformacije (ukratko CP transformacija, gde se dve transformacije mogu obaviti bili kojim redom).

[ta je sa slabom interakcijom? Za sada znamo da ona ne održava niti parnost niti C parnost, ali procesi slabe interakcije mogu biti invarijantni na CP transformaciju. Da bi smo objasnili ovo ponovo razmotrimo β raspad $^{60}$Co. Već smo videli da se ovde narušava parnost, usled različitosti u odnosu na sliku u ogledalu: elektroni se emituju sa asimetrijom gore-dole u odnosu na $^{60}$Co spin, što je suprotno fenomenu opaženom u ogledalskoj slici. Takodje se narušava C parnost jer se nalazi da raspad konjugovanog $^{60}$Co prati zakone različite od poznatih. U suštini konjugacija naelektrisanja menja $^{60}$Co u anti-kobalt bez promene ugaonog momenta J, elektron se menja u pozitron sa negativnim helicitetom koji se emituje u pravcu suprotnom od J a anti neutrino se menja u neutrino sa pozitivnim helicitetom. Ovo je u suprotnosti sa zakonima realnog svete gde neutrino ima negativni helicitet i pozitron bi trebao da se emituje u pravcu J. Medjutim, ako se posle C transformacije primeni i transformacija parnosti helicitet pozitrona postaje pozitivan a neutrina negativan, i pozitron se emituje u pravcu J kao i što se očekuje u stvarnom svetu. Ovo izražavamo rečima da zakoni koji upravljaju β raspadom jesu invarijantni na CP transformaciju.

Posle ovih razmatranja vrlo je intrigantnan nalaz da se CP narušava u raspadu nekih mezona. $K^0$ i $\bar{K}^0$ su neutralni članovi K mezonskog dubleta (drugi je antičestica prvog) i svaki od ova dva ima dva različita vremena poluživota $8.9\cdot10^{-11}$ i $5.2\cdot10^{-8}$ s. Govoreći jednostavnije, 50 % ovih mezona je u stanju sa prvim vremenom poluživota, a drugi 50 % u stanju sa drugim. Ovo je vrlo čudna osobina pošto sve poznate nestabilne čestice i nestabilna radioaktivna jezgra imaju dobro definisano vreme poluživota, čak i ako su moguće razne mode raspada. Da bi se objasnila ova čudna osobina treba pretpostaviti da kada opazimo jedan od ovih mezona ima 50 % šanse da ga nadjemo u stanju $|K_1\rangle$ i 50 % da ga nadjemo u $|K_2\rangle$. Tako možemo da pišemo

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_1\rangle + |K_2\rangle\right) \tag{88}$$

i

$$|\overline{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_1\rangle - |K_2\rangle\right) \tag{89}$$

što vodi do

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle\right) \tag{90}$$

i

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle\right) \tag{91}$$

Ni $|K^0\rangle$ niti $|\overline{K}^0\rangle$ nisu svojstvene funkcije CP operatora pošto je

$$CP|K^0\rangle = -|\overline{K}^0\rangle \tag{92}$$

i

$$CP|\overline{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \tag{93}$$

pošto su mezoni $K^0$ i $\overline{K}^0$ pseudoskalarni mezoni sa nultim spinom i negativnom parnošću i konjugacija naelektrisanja transformiše česticu u njenu antičesticu i obratno. Sdruge strane lako je pokazati da $|K_1\rangle$ i $|K_2\rangle$ jesu svojstvena stanja operatora CP sa, respektivno, svojstvenim vrednostima 1 i –1 i tako moraju da zadovoljavaju CP invarijantnost. Ovo se može testirati opažanjem slabog ne leptonskog raspada čestica $K^0$ $i$ $\overline{K}^0$ u pione. Nadjeno je da se stanje $|K_1\rangle$ raspada u dva piona

$$|K_1\rangle \to \pi^0 + \pi^0 \quad (31\%) \text{ ili } |K_1\rangle \to \pi^+ + \pi^0 \quad (31\ \%) \tag{94}$$

i da je konzistentno sa parnom CP parnošću tog stanja. U suštini dvo pionska talasna funkcija $|\pi\pi\rangle$ mora biti simetrična jer su pioni bozoni, i zato relativni ugaoni moment mora biti paran. Tako, ukupna parnost $|\pi\pi\rangle$ je parna i u skladu sa tim što se očekuje iz CP invarijantnog raspada. Isti argumenti dovode do zaključka da $|K_2\rangle$ treba da se raspada u tri piona. Nadjeno je da kada se ovo stanje raspada u pione to je uglavnom u tri piona:

$$\left|K_2\right\rangle \rightarrow \pi^0+\pi^0+\pi^0 \quad (22\%); \qquad \left|K_2\right\rangle \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (12\%) \tag{95}$$

i ovo se slaže sa CP invarijantnošću neparnih CP stanja. Medjutim, sa verovatnoćom od oko 0.3 % može se raspasti u dva piona kao i $\left|K_1\right\rangle$ narušavajući CP invarijantnost. Ovo znači da su (88) i (89) samo aproksimativno tačni i da se $\left|K_1\right\rangle$ i $\left|K_2\right\rangle$ moraju zameniti sa druga dva stanja $\left|K_S\right\rangle$ i $\left|K_L\right\rangle$ (indeksi S i L su za short- kratko i long- dugo vreme poluživota) koja nisu svojstvena stanja CP i linearna kombinacija su $\left|K_1\right\rangle$ i $\left|K_2\right\rangle$

$$\left|K_S\right\rangle = (1+|\varepsilon|^2)^{-1/2}(\left|K_1\right\rangle + \varepsilon\left|K_2\right\rangle), \tag{96}$$

i

$$\left|K_L\right\rangle = (1+|\varepsilon|^2)^{-1/2}(\left|K_2\right\rangle + \varepsilon\left|K_1\right\rangle), \tag{97}$$

sa $\varepsilon \approx 1.6(1+i)10^{-3}$.

Narušenje CP parnosti je opaženo samo u $K^0$ i $\overline{K}^0$ raspadima i to sugeriše da slaba interakcija može biti CP invarijantna a da narušenje CP u raspadu neutralnih mezona može biti usled super slabe sile sa još uvek nepoznatim osobinama.

## 9. Refleksija vremena

Druga veoma važna diskretna transformacija je refleksija vremena koja menja vreme t u –t. Ova transformacija ostavlja invarijantnim veličine kao masa, naelektrisanje, položaj i ubrzanje čestice, električno polje i sile, ali menja znak brzine i ugaonog momenta čestica i matnetsko polje. Kako operator spina formalno ima iste osobine kao i operator ugaonog momenta očekujemo da i spin menja znak slično ugaonom momentu.

Kao i obično zainteresovani smo da vidimo da li se fizički zakoni menjaju ovom transformacijom (ukratko da li su invarijantni u odnosu na refleksiju vremena) i da li proces koji prevede sistem iz stanja a u stanje b može da vrati sistem nazad u stanje a. Tako, refleksija vremena treba da je u vezi sa reverzibilnošću procesa, a znamo da u makroskopskoj fizici ima mnogo fenomena koji nisu invarijantni u odnosu na refleksiju vremena jer uvek ima trenja tj disipacije energije uz proizvodnju toplote.

S druge strane, u klasičnoj fizici elementarni procesi su invarijantni na refleksiju vremena jer su klasične jednačine kretanja, koa Newtonov zakon kretanja i Maxwellove jednačine elektromagnetskog polja invarijantne na refleksiju vremena. U nerelativističkoj kvantnoj mehanici refleksija vremena znači da se kvadrat modula talasne funkcije sistema, koje je rešenje vremenski nezavisne [redingerove jednačine ne menja, tako da je

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(-t)|^2 \tag{98}$$

Iako je ovo ista polazna tačka koju smo prihvatili i duskusijama drugih invarijnti, ne možemo nastaviti uz argument jer vremenski zavisna [redingerova jednačina sadrži operator $i\hbar\partial\psi/\partial t$

$$\hat{H}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{99}$$

Metod koji se ovde primenjuje je da se konjuguju obe strane jednačine (99)

$$\hat{H}^*\psi^* = -i\hbar\frac{\partial\psi^*}{\partial t} \tag{100}$$

Za realni Hamiltonijan, koji ne zavisi eksplicitno od vremena ovo postaje

$$\hat{H}\psi^* = i\hbar\frac{\partial\psi^*}{\partial(-t)} \tag{101}$$

što neposredno znači da su fizički zakoni invarijantni u odnosu na refleksiju vremena jer promena t u –t u vremenski zavisnoj [redingerovoj jednačini ima kao rešenje kompleksno konjugovanu funkciju od ψ. Diskutujmo sada šta ovo znači u prostom slučaju realnog centralnog potencijala koji deluje na bezspinske čestice. U ovom slučaju ugaona zavisnost talasne funkcije je data sfernim harmonikom $Y_l^m$ i prema prethodnom tvrdjenju talasna funkcija nakon refleksije vremena je $(Y_l^m)^*$ što iz osobina sfernih harmonika znači da je $(-1)^m Y_l^m$ i odgovara čestici koja se kreće sa obrnutim ugaonim momentom (ili sa suprotnom brzinom). Ako čestica ima spin i pod dejstvom je magnetskog polja B upravljenog duž z ose, Hamiltonijan sadrži član $\vec{\mu}\cdot\vec{B} \propto \vec{\sigma}\cdot\vec{B} = \sigma_z B$ gde je σ Paulijev operator i $\vec{\mu}$ magnetski momenat čestice proporcionalan spinu $\vec{s} = \hbar\vec{\sigma}/2$. Kako u refleksiji **B** menja znak da bi se zadovoljila invarijantnost u odnosu na refleksiju vremena spin čestica takodje mora da menja znak, kao i što se očekuje.

Razmotrimo sada slučaj kompleksnog Hamiltonijana. U ovom slučaju invarijantnost u odnosu na refleksiju vremena se održava ako postoji vremenski nezavisna unitarna transformacija U tako da je

$$U\hat{H}^*U^{-1} = \hat{H} \tag{102}$$

Talasna funkcija sistema posle refleksije vremena je Uψ* koja zadovoljava uslov 98. Ovo se lako dokazuje pošto iz (99) je

$$UH^*\psi^* = i\hbar\frac{\partial}{\partial(-t)}U\psi^* \tag{103}$$

ili

$$UH^*U^{-1}\psi^* = i\hbar\frac{\partial}{\partial(-t)}U\psi^* \tag{104}$$

što koristeći (102) se redukuje na

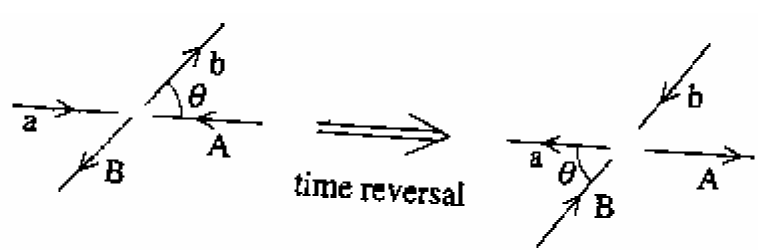
$$HU\psi^* = i\hbar \frac{\partial}{\partial(-t)}\psi^* \tag{105}$$

Ovo razmatranje se primenjuje na slučaj Hamiltonijana sa spin orbit termom $\vec{s}\cdot\vec{l} = -i(\hbar^2/2)\vec{\sigma}\cdot\vec{r}\times\nabla$ i ovom slučaju unitarni operator U je Paulijev operator $\sigma_y$, i tako je vremenski reflektovana talasna funkcija $\sigma_y\psi^*$. Razmotrimo sada česticu sa spinom upravljenim duž z ose (spin gore). Spinska komponenta njene talasne funkcije je spinorska talasna funkcija $\alpha$ data u (25), i kako je $\sigma_y\alpha = i\beta$, gde je $\beta$ dato u (25) jeste talasna funkcija čestica sa spinom na dole, te u ovom slučaju refleksija vremena preokreće spin čestice. Isto se dogadja ako čestica ima inicijalno spin na dole.

Sve što znamo o elektromagnetskoj interakciji čestica i elektromagnetskom raspadu čestica da je ova interakcija invarijantna u odnosu na refleksiju vremena. Razmotrimo na primer, elektromagnetski raspad $\Sigma^0$

$$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + e^+ + e^- \tag{106}$$

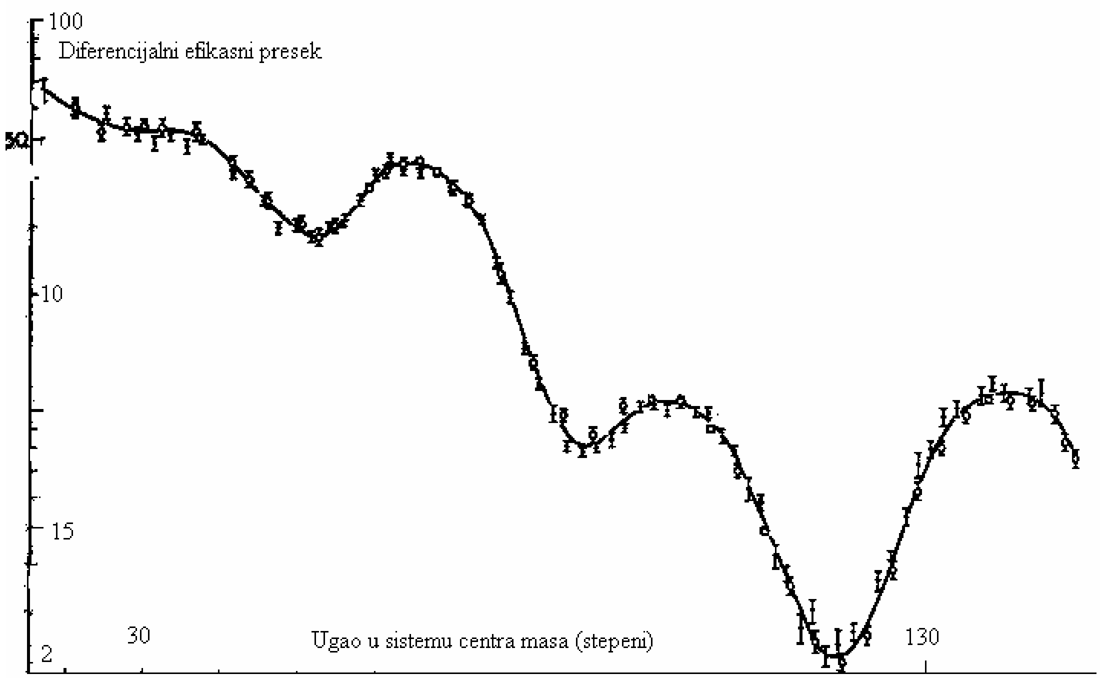
Konzervacija momenta impulsa zahteva da su tri potomka komplanarna i invarijantnost u odnosu na refleksiju vremena zahteva da ni jedan od produkata reakcije nije polarizovan u pravcu normalnom na ovu ravan. Ovo se lako može dokazati kao što sledi. Obavimo transformaciju refleksije vremena. Svi pravci kretanja i spinovi produkata se invertuju. Ako sada ceo sistem rotiramo za $180^0$ oko ose normalne na ravan raspada, inicijalna situacija se restaurira ako čestice nisu polarizovane upravcu normalnom na ravan raspada i tako je refleksija vremena ekvivalentna sa rotacijom od $180^0$. Kako već znamo, zakoni fizike su invarijantni u odnosu na rotaciju te zaključujemo da su invarijantni i u odnosu na refleksiju vremena. Medjutim, ako je jedan od produkata polarizovan upravcu normalnom na ravan raspada posle rotacije od $180^0$ neće doći do restauracije originalnog stanja jer je sada čestica čestica polarizovana u suprotnom pravcu i invarijantnost u odnosu na refleksiju vremena se narušava. U ovom i u drugim elektromagnetskim raspadima, nikad nije primećen ni jedan produkt polarizovan u pravcu normalnom na ravan raspada, i ovo je jasna indikacija invarijantnosti u odnosu na refleksiju vremena.



*Slika 6. Elementarni proces a+A →b+B u sistemu centra masa. Refleksija vremena invertuje sve pravce kretanja i ako je interakcija invarijantna verovatnoća da se a emituje na uglu θ u odnosu na b posle refleksije vremena mora biti jednaka verovatnoći da se b emituje pod istim uglom u odnosu na a u inicijalnoj interakciji.*

Jaka interakcija je takodje invarijantna u odnosu na refleksiju vremena. Zanemarujući za momenat spin čestica, ovo se može dokazati na jednostavan način merenjem ugaone raspodele u sistemu centra masa čestica emitovanih u dve inverzne reakcija a+A→b+B i b+B→a+A. Kao što je prikazano na slici 6, ako važi invarijantnost u odnosu na refleksiju vremena ugaona raspodela čestica b u prvoj reakciji mora biti jednaka sa ugaonom raspodelom čestica a u drugoj reakciji. Ovo se potvrdjuje eksperimentalno. Na primer, Slika 7 pokazuje jednakost ugaonih raspodela deuterona i α čestica emitovanih u dve inverzne reakcije $^{12}C(\alpha,d)^{14}N$ i $^{14}N(d,\alpha)^{12}C$ pri istoj totalnoj energiji centra masa sistema. Korišćenje polarizovanih snopova i detektora koji mere polarizaciju produkata reakcije dozvoljava čak i precizniji test ovog zakona invarijantnosti.

Nema direktnog dokaza da se invarijantnost refleksije vremena narušava u slaboj interakciji. Medjutim, jedna od fundamentalnih teorema relativističke kvantne teorije polja, CPT teorema tvrdi, da ako interakcija narušava CP invarijantnost, ona takodje mora da narušava i invarijantnost refleksije vremena.




Slika 7. Poredjenje ugaonih raspodela izbačenih projektila u reakcijama $^{12}C(\alpha,d)^{14}N$ na $E_\alpha$41.7 MeV (otvoreni kružići) i $^{14}N(d,\alpha)^{12}C$ na energiji $E_d$ 20 MeV

(krstići). Incidentne energije su izabrane tako da daju iste relativne energije u sistemu centra masa.

### 10. CPT teorema.

Jedna od najnaprednijih fizičkih teorija je relativistička kvantna teorija polja koja je zasnovana na najfundamentalnijim pretpostavkama kao što je kauzalnost fizičkih dogadjaja (uzrok mora da prethodi efektu) i da ne postoji trenutna akcija na daljinu. Van opsega ovog teksta je da diskutujemo ova pitanja, ali ćemo sumirati neke od predvidjanja teorije, koji su potvrdjeni eksperimentalno i ne zavise od strukture Hamiltonijana.

(i) Čestice sa polucelobrojnim spinom (fermioni) zadovoljavaju Paulijev princip i poseduju Fermi-Diracovu statistiku; čestice sa celobrojnim spinom poseduju Bose Ajnštajnovu statistiku.

(ii) Fermioni i antifermioni imaju suprotnu unutrašnju parnost, dok bozoni i antibozoni imaju istu unutrašnju parnost. Tako, dok su fermioni i antifermioni nužno različite čestice bozoni i antibozoni mogu biti a ne moraju biti iste čestice.

(iii) Iako nema absolutnog razloga za očekivanje da su zakoni fizike invarijantni na transformacije parnosti ili konjugacije naelektrisanja, ili kombinovanu CP transformaciju (samo se eksperimentalno dobija da li su invarijantni ili ne) oni moraju biti invarijantni na kombinovanu CPT transformaciju (konjugacija, parnost naelektrisanja i refleksija vremena) u bilo kom redosledu. Ovo se naziva CPT teorema koja utvrdjuje da čestice i njihove antičestice moraju da imaju istu masu, i ako su nestabilne isto vreme života, ali imaju suprotno naelektrisanje, magnetski momenat i flavour ako su hadroni. Prema našem dosadašnjem znanju ova predvidjanja su zadovoljena u okviru eksperimentalne greške. Najbolje poznate mase čestice i antičestice su za elektron i pozitron koje se razlikuju za manje od 1 dela u $10^7$. Najbolje poznata vremnaa života čestica su za negativne i pozitivne mione i pozitivne i negativne pione koje se razlikuju za manje od 1 u $10^3$. Najbolje poznati magnetski momenti su za elektron i pozitron koji su suprotni po znaku i razlika apsolutnih vrednosti je manja od 1 u $10^{11}$. CPT teorema takodje predvidja da se mase $K^0$ i $\overline{K}^0$ u kratko i dugoživećem stanju razlikuju za manje od 6 u $10^{15}$.
CPT invarijantnost znači da ako fizički zakoni nisu invarijantni u odnosu na jednu od tri diskretne transformacije, one moraju nužno biti neinvarijantne najmanje na još jednu od preostale tri transformacije. Slaba interakcija zasigurno narušava parnost i konjugaciju naelektrisanja što je pomenuto ranije. Takodje mora da narušava i invarijantnost na refleksiju vremena ako se CP narušavanje pridružuje slaboj interakciji, iako ovo nikad nije dokazano direktno. Ovo je još uvek kontraverza.