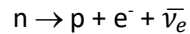


Daya nukleus lemah bertanggungjawab untuk reputan radioaktif beta dalam nukleus. Ini termasuk tindakbalas



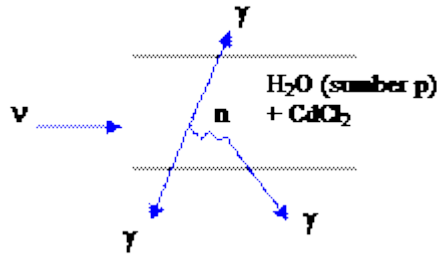
yang membabitkan hadron, zarah yang dipengaruhi daya nucleus kuat, dan lepton, yang tidak, dan keadaan awal yang tidak punyai cas elektrik. Ini merupakan daya yang lain daripada graviti, keelektromagnetan, dan salingtindak kuat.

9.1 Reputan lemah

Keradioaktifan ditemui Becquerel pada 1896, yang kemudiannya mengenalpasti 3 komponennya, alfa (α), beta (β) dan gama (γ). Sementara sinar alfa dan beta boleh diterangkan oleh daya nucleus kuat, sinar beta memerlukan salingtindak lain. Pada awalnya, sinaran beta dikenali sebagai elektron, dan difikirkan hanya elektron yang terhasil. Namun, kajian terperinci mendapati bahawa ada tenaga yang hilang. Untuk menyelamatkan prinsip keabadian tenaga, Pauli, dalam tahun 1930, telah menghipotesiskan kewujudan zarah baru yang Fermi namakan neutrino, yang juga terhasil dalam reputan beta, namun tidak kelihatan. Juga, spektrum tenaga elektron dari reputan adalah selanjat, yang menunjukkan kepada reputan tiga jasad, bukan dua. (Kalau dua, persamaan keabadian tenaga, keabadian momentum dan persamaan tenaga kerelatifan – 6 persamaan – boleh memberikan penyelesaian tunggal kepada 6 pembolehubah tidak diketahui, maka elektron patut punyai nilai tenaga tunggal.)

- Oleh kerana ia tidak kelihatan, iaitu ia tidak mengionkan atom gas dalam radas, maka ia sehatusnya tidak punyai cas elektrik.
- Salingtindak dengan hadron seperti proton dan neutron tidak kelihatan, maka ia lepton, iaitu ia tidak menjalani salingtindak nukleusan kuat.
- Oleh kerana neutron, proton dan elektron berspin $\frac{1}{2}$ integer, maka neutrino ini juga berspin $\frac{1}{2}$ integer, supaya momentum sudut dapat diabadikan (momentum sudut orbitan hanya bernilai integer).
- Akhirnya, didapati spektrum tenaga elektron reputan mencapai titik maksimum di mana tenaganya diberikan oleh kesemua beza tenaga sebelum dan selepas reputan, yang menunjukkan jisim neutrino sifar atau tersangat kecil.

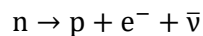
Neutrino telah ditemui dalam eksperimen Reines-Cowan pada tahun 1953. Dalam reaktor nukleus, banyak neutrino terhasil akibat reputan beta. Reines dan Cowan mencari reputan beta songsang, di mana neutrino bersalingtindak dengan proton untuk memberikan neutron dan antielektron. Mereka telah gunakan air (sumber proton) dilarut kadmium klorida CdCl_2 sebagai bahan pengesan. Neutrino tuju bersalingtindak dengan proton, menghasilkan neutron dan positron. Positron musnahabis dengan elektron dalam atom, menerusi salingtindak elektromagnetan, dalam masa $\sim 10^{-9}$ saat, menghasilkan 2 foton belakang-ke-belakang dengan tenaga $E_\gamma = m_e c^2$. Neutron yang terhasil pula menyerak beberapa kali dan akhirnya diserap oleh nukleus Cd, memberikan isotop teruja Cd^* , yang mereput menerusi sinaran gama. Sinaran gama ini merupakan foton dengan tenaga tertentu, iaitu beza tenaga di antara keadaan teruja dengan keadaan dasar isotop tersebut.



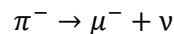
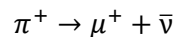
Skema pengesanan neutrino menerusi reputan lemah songsang dalam larutan kadmium klorida.

Oleh kerana neutrino tidak punyai cas, satu persoalan ialah adakah antineutrino berbeza daripada neutrino? Diketahui bahawa $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{A} + e^- + \nu$ menerusi reputan beta, maka jika antineutrino $\bar{\nu}$ sama dengan neutrino ν , kita jangkakan akan berlakunya tindakbalas $\nu + ^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{A} + e^-$. Ini boleh diuji menggunakan neutrino daripada reaktor dengan sasaran cecair klorida. Penghasilan gas nadi argon dimanifestasi menerusi pembentukan buih dalam cecair klorida. Tiada peristiwa dilihat, jadi dirumuskan bahawa antineutrino tidak sama dengan neutrino. Dengan itu kita boleh adakan nombor lepton, L , yang merujuk kepada zarah lepton, yang merupakan suatu nombor kuantum yang diabadikan. Setiap elektron dan neutrino menyumbang $L = +1$, sementara antielektron dan antineutrino menyumbang $L = -1$. Bagi yang bukan lepton, $L = 0$.

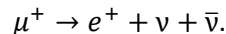
Jadi sebenarnya, reputan beta merupakan



dengan mengenakan keabadian nombor lepton. Dengan $L = +1$ untuk muon, seperti elektron, maka hasil muon daripada pion ialah

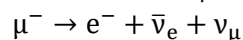
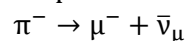
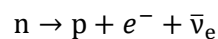


dan ia mereput,



Penghasilan muon daripada pion boleh dimanfaatkan untuk menghasilkan alur neutrino bertenaga tinggi. Pion dipecut dan difokus, menggunakan medan elektrik, dan alur neutrino bertenaga tinggi terhasil dari reputan pion ini. Suatu blok ferrum tebal boleh digunakan untuk menghadang zarah-zarah selain neutrino, memberikan alur neutrino yang bersih.

Alur neutrino dari pemecut ini menghasilkan muon bila bersalingtindak dengan neutron dalam nukleus, $\nu + n \rightarrow p + \mu^-$, tetapi $\nu + n \rightarrow p + e^-$, yang dilihat bagi ν dari reactor, tidak dilihat. Mengambil ingat bahawa ν dari pemecut terhasil dari $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, ada perbezaan di antara ν yang berkait dengan e dan ν yang berkait dengan μ . Kita lanjutkan prinsip keabadian lepton kepada keabadian lepton jenis electron ("nombor elektron") L_e bersama keabadian lepton jenis muon ("nombor muon") L_μ . Dengan itu, dengan lebih tepat, misalnya,



Pada tahun 1975, satu lepton berat baru telah ditemui oleh Perl. Selain kepada sebilangan pion, lepton ini boleh mereput kepada electron atau muon, bersama neutrino-neutrino berkenaan. Ia dinamakan lepton tau, atau tauon (τ), dan mempunyai neutrinonya neutrino tau (ν_τ). Ini adalah lepton generasi ketiga, dan bersabit dengan keabadian nombor lepton jenis tau (L_τ).

9.2 Zarah-zarah aneh

Pada tahun 1947, zarah-zarah aneh ditemui dalam tindakbalas sinar kosmos. Zarah-zarah ini aneh kerana dihasilkan menerusi salingtindak kuat (perlanggaran nucleus) tetapi mereput menerusi salingtindak lemah (masahayat panjang). Dua jenis zarah aneh ditemui – kaon, atau meson K, yang punyai spin 0, dan hyperon, yang merupakan baryon (nombor baryon $B = +1$), dengan spin $\frac{1}{2}$. Jadual berikut menunjukkan jenis-jenis ini dengan reputan masing-masing.

Kaon			
Kaon positif, K^+	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	64%	$\tau \sim 1 \times 10^{-8} \text{ s}$
	$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	21%	
	$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	6%	
Kaon negative, K^-	$K^- \equiv \bar{K}^+$		
Kaon sifar pendek, K_s^0	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	69%	$\tau \sim 0.9 \times 10^{-10} \text{ s}$
	$K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	31%	
Kaon sifar panjang, K_L^0	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	21%	$\tau \sim 5 \times 10^{-8} \text{ s}$
	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	12%	
	$K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu_\mu$	27%	
	$K_L^0 \rightarrow \pi e \nu_e$	27%	
Hiperon			
Lambda, Λ^0	$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$	64%	$\tau \sim 2 \times 10^{-10} \text{ s}$
	$\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$	36%	
Sigma, Σ	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$	51%	$\tau \sim 0.8 \times 10^{-10} \text{ s}$
	$\Sigma^+ \rightarrow n \pi^0$	48%	
	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	100%	$\tau \sim 10^{-15} \text{ s (e/m)}$
Xi (zarah lata), Ξ	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$	100%	$\tau \sim 3 \times 10^{-10} \text{ s}$
	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	100%	$\tau \sim 1.7 \times 10^{-10} \text{ s}$

Kaon dan hiperon, saluran reputan, nisbah cabang dan masa hayat

Zarah-zarah aneh didapati mentaati penghasian bersekutu, iaitu dalam salingtindak kuat zarah-zarah aneh terbentuk berpasangan, dan zarah aneh yang bersendirian hanya mereput kepada zarah biasa menerusi salingtindak lemah. Ini boleh diterangkan dengan memperkenalkan sifat keanehan, diberi oleh nombor kuantum S . Keanehan diabadikan dalam salingtindakkuat, tetapi tidak dalam salingtindak lemah. Diumpukkan $S = +1$ untuk K^+ , $S = -1$ untuk K^- , Λ dan Σ , dan $S = -2$ untuk Ξ . Walaupun keanehan tidak diabadikan dalam salingtindak lemah, hukum $\Delta S = 1$ boleh dikenakan, iaitu keanehan boleh berubah hanya 1 unit dalam daya nukleus lemah.

9.3 Perisa

Teori kuark mencadangkan neutron dan proton setiapnya terbentuk daripada 3 kuark valens. Keadaan tiga kuark ini dipanggil baryon. Satu kemungkinan, yang sehigga kini dipersetujui fenomenologi, ialah p terdiri daripada $u^{2/3+} u^{2/3+} u^{2/3+}$, memberikan cas elektrik jumlah +1, dan n daripada $u^{2/3+} u^{2/3+} d^{1/3-}$,

dengan cas jumlah 0, di mana u dan d adalah jenis atau “perisa” kuark. Pada tahap kuark, reputan beta ialah

$$d^{1/3-} \rightarrow u^{2/3+} e^{-} \bar{\nu}_e.$$

Bagi zarah-zarah aneh, teori kuark mengatakan bahawa terkandung kuark aneh, $s^{1/3-}$. Meson terbina daripada keadaan valens kuark-antikuark, jadi misalnya K^+ ialah $u\bar{s}$, sementara K^- pula $\bar{u}s$. Baryon pula, seperti Λ^0 , ialah uds dengan keanehan $S = -1$, dan Ξ^- , dss , dengan keanehan -2 . Penemuan zarah pesona atau cun pula menambahkan perisa baru, yang dibawa kuark $c^{2/3+}$. Meson D^0 ialah keadaan $\bar{u}c$, pesona $C = 1$, dan sebagainya. Seterusnya, kuark bawah ($b^{1/3-}$) dan kuark atas ($t^{2/3+}$) menyumbangkan perisa masing-masing. Kuark berbagai perisa ini di atur dalam pasangan, memberikan 3 generasi: (d,u), (s,c), dan (b,t). Kita dapati salingtindak lemah di antaranya, yang berikut:

$$s^{1/3-} \rightarrow u^{2/3+} e^{-} \bar{\nu}_e$$

$$c^{2/3+} \rightarrow s^{1/3-} e^{+} \nu_e$$

$$t^{2/3+} \rightarrow b^{1/3-} e^{+} \nu_e$$

seperti dalam $\Lambda^0 \rightarrow p^+ e^{-} \bar{\nu}_e$ dan sebagainya.

Bagi sektor lepton, kita ada lepton bercas elektron, muon dan tau, yang boleh dianggap sebagai pelbagai perisa, yang memberikan 3 generasi juga. Neutrino pula punyai perisa yang pelbagai, iaitu neutrino jenis elektron, neutrino jenis muon, dan neutrino jenis tau. Contoh salingtindak lemah yang membabitkan lepton,

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}$$

$$\tau^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\tau}$$

$$t^{2/3+} \rightarrow b^{1/3-} \mu^{+} \nu_{\mu}$$

dan sebagainya.

Perisa ini hanya relevan dalam salingtindak lemah, dan mempengaruhi salingtindak lain hanya menerusi jisim yang berlainan bagi perisa berlainan. Ia diaabadikan dalam salingtindak lain. Kekuatan salingtindak kuat hanya bergantung kepada cas warna kuark, sementara salingtindak electromagnet hanya bergantung kepada cas elektrik zarah (yang hanya kebetulan bergantung kepada perisa, bagi sektor kuark).

Sebenarnya, fungsi-fungsi eigen daya lemah tidak sama tepat dgn fungsi-fungsi eigen jisim (tenaga). Iaitu, Hamiltonan persamaan Schroedinger tidak komut dengan operator salingtindak lemah. Fungsi eigen lemah bagi kuark boleh ditulis sebagai kombinasi linear fungsi-fungsi eigen jisim:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_c & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{anda uniter dan hanya 3 generasi}}$
 magn:

$$\sim \begin{pmatrix} 0.975 & 0.22 & 0.004 \\ 0.22 & 0.974 & 0.04 \\ 0.009 & 0.04 & 0.999 \end{pmatrix}$$

di mana matriks campuran dikenali sebagai matriks CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Misalnya, reputan lemah kuark t memberikan b' , yang merupakan campuran 0.999 keadaan dinamik b, 0.04 keadaan s, dan 0.009 d, iaitu kebarangkalian 0.999² kuark b diperolehi sebagai hasil akhir, kebarangkalian 0.04² kuark s dan 0.009² d.

Campuran ini membenarkan salingtindak antargenerasi seperti

$$s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}$$

dalam sektor hadron, yang tidak (/belum) dilihat dalam sektor lepton. Bahkan, untuk lepton, boleh didepankan prinsip keabadian nombor lepton L, khususnya, prinsip keabadian nombor lepton elektron L_e , prinsip keabadian nombor lepton muon L_μ , dan prinsip keabadian nombor lepton tau L_τ .

Untuk 2 generasi teringan sahaja, kita boleh tulis

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$$

$$s' = s \cos \theta_c - d \sin \theta_c$$

di mana θ_c = sudut Cabibbo = 13.1° . Campuran ini menghasilkan ayunan keanehan dalam K^0 . Tanpa salingtindak lemah, K^0 dan \bar{K}^0 adalah keadaan eigen tenaga, dan memuaskan persamaan Schroedinger,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0 & 0 \\ 0 & m_{\bar{0}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix},$$

di mana m_0 dan $m_{\bar{0}}$ masing-masing adalah jisim K^0 dan \bar{K}^0 . Bila ada salingtindak lemah, $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ boleh berlaku (menerusi $K^0 \rightarrow 2\pi \rightarrow \bar{K}^0$), jadi wujud unsur-unsur luar pepenjuruan –

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0 & \delta m_1 \\ \delta m_2 & m_{\bar{0}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix}.$$

Dengan salingtindak lemah sahaja, K_1^0 dan K_2^0 adalah fungsi eigen:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} |K_2^0\rangle \\ |K_1^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_2 & 0 \\ 0 & m_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K_2^0\rangle \\ |K_1^0\rangle \end{pmatrix}.$$

Tapi,

$$\begin{pmatrix} |K_2^0\rangle \\ |K_1^0\rangle \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix},$$

jadi

$$A^{-1} \begin{pmatrix} m_2 & 0 \\ 0 & m_1 \end{pmatrix} A = \begin{pmatrix} m_0 & \delta m_1 \\ \delta m_2 & m_{\bar{0}} \end{pmatrix},$$

memberikan

$$m_2 = m_0 - \delta m$$

$$m_1 = m_0 + \delta m$$

jika diandaikan $m_0 = m_{\bar{0}}$ dan $\delta m_1 = \delta m_2 = \delta m$.

Maka, jisim K_1^0 , K_2^0 dan K^0 masing-masing tak sama. Dengan itu K_1^0 , K_2^0 dan K^0 boleh mengayun di antara mereka. Suatu keadaan mereput diberikan oleh fungsi gelombang,

$$\psi(t) = e^{-imt - \left(\frac{\lambda}{2}\right)t}$$

dalam bingkai rhat. Jadi, kalau mula dengan alur K^0 tulen pada $t = 0$,

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

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K_1^0\rangle e^{-im_1 t - \frac{\lambda_1}{2} t} + |K_2^0\rangle e^{-im_2 t - \frac{\lambda_2}{2} t} \right)$$

setelah masa t . Amaun K^0 selepas masa t ialah

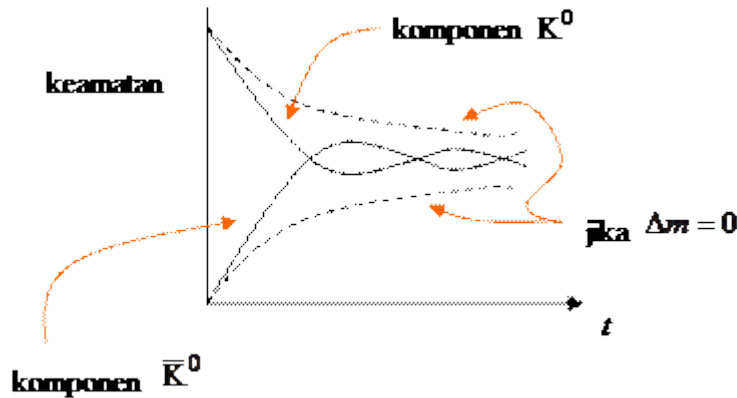
$$|\langle K^0 | \psi(t) \rangle|^2 = \left| \left(\frac{1}{2} e^{-im_1 t - \frac{\lambda_1}{2} t} + \frac{1}{2} e^{-im_2 t - \frac{\lambda_2}{2} t} \right) \right|^2$$

$$= \frac{1}{4} \left[e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t} + 2e^{-\frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2)t} \cos(m_1 - m_2)t \right],$$

sementara bagi \overline{K}^0 pula,

$$|\langle \overline{K}^0 | \psi(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \left[e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t} - 2e^{-\frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2)t} \cos(m_1 - m_2)t \right].$$

Perhatikan bahawa komponen keanehan $S = -1$ dan $S = +1$ mengayun jika (dan hanya jika) $m_1 \neq m_2$. Ini dipaparkan di bawah.



Ayunan K.

Pengukuran ayunan ini membolehkan penentuan beza jisim, $|\delta m|$. Didapati $\frac{\delta m}{m_0} \sim 10^{-14}$ ataupun $\delta m = 4 \times 10^{-6}$ eV. Ini merupakan jisim terkecil yang pernah diukur. Fakta yang menyatakan jisim K_2 melebihi jisim K_1 didapati daripada eksperimen lain.

Keadaan eigen keanehan: K^0, \overline{K}^0

Keadaan eigen CP; K_1^0, K_2^0

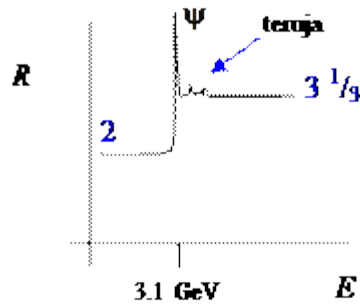
Tapi CP dicanggahi s/t lemah $\Rightarrow K_1^0, K_2^0$ bukan keadaan eigen s/t lemah – gunakan K_S^0, K_L^0 utk komponen hidup pendek dan hidup panjang masing-masing sbg f. eigen lemah

$$\begin{pmatrix} |K_L^0\rangle \\ |K_S^0\rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \begin{pmatrix} 1+\varepsilon & -(1-\varepsilon) \\ 1+\varepsilon & 1-\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\overline{K}^0\rangle \end{pmatrix}$$

ε kompleks

9.4 Perisa berat

Walaupun keanehan tidak diabadikan oleh salingtindak lemah, hanya tindakbalas dengan perubahan keanehan $|\Delta S| = 1$ dilihat. Oleh kerana perisa s dan d bercampur, ia boleh memberikan peralihan $|\Delta S| = 2$,



Ukuran R terhadap tenaga.

Kuark c dikaitkan dengan suatu nombor kuantum baharu, disebut *pesona* atau *cun*, C . Maka untuk c , $C = +1$ dan $Q = +2/3$, sementara $S = 0$.

Contoh meson teringan dengan pesona terbuka atau pesona telanjang ialah D^0 , keadaan $c\bar{u}$, D^+ , keadaan $c\bar{d}$, dan D_s^+ , keadaan $c\bar{s}$. Hukum Zweig hanya membenarkan meson pesona tersorok ψ mereput kepada $D\bar{D}$,



namun jisim dua D lebih besar daripada jisim ψ dan reputan ini mustahil dari segi keabadian tenaga-jisim. Maka ψ mencanggah hukum Zweig dengan mereput $\psi \rightarrow \pi\pi\pi$. Kadarnya pun seharusnya kecil. Oleh itu, masa hayatnya τ besar, dan lebarnya Γ kecil.

Jisim kuark c dianggarkan lebih-kurang separuh jisim ψ , iaitu di antara 1.15 hingga 1.35 GeV/c^2 .

Dengan munculnya perisa pesona, kini kita ada dua generasi dua keluarga kuark-lepton:

kuark	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$Q = +2/3$
			$Q = -1/3$
lepton	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$Q = -1$
			$Q = 0$

Ciri pelik daya lemah ialah ia tidak komut dengan Hamiltonan Schroedinger. Ini bermakna, fungsi eigen lemah tidak sekongsian dengan fungsi eigen tenaga. Kita boleh tulis keadaan eigen lemah sebagai campuran linear fungsi eigen tenaga bagi empat perisa kuark, seperti berikut,

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s \cos \theta_C - d \sin \theta_C \end{pmatrix}, \quad \left[\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \right]$$

Ini ialah skema Cabibbo-GIM (Glashow-Iliopoulos-Maiani). (u, d') dan (c, s') merupakan doublet lemah, dan keadaan-keadaan eigen lemah (d', s') boleh ditulis seperti putaran dalam ruang eigen tenaga (d, s) dengan sudut θ_C , sudut Cabibbo. Semak bahawa keunitaran dihormati, iaitu, matriks campuran bersifat uniter, dan perubahan dalam kedua arah di antara kedua keadaan eigen tidak menimbulkan perubahan kuantiti atau anomali.

Pada tahun 1977, suatu lepton baharu telah ditemui. Ia dinamakan tauon, τ , dengan jisimnya diukur 1.7 GeV/c^2 , dan pasangan neutrinoanya, neutrino tau, ν_τ , dijangkakan juga wujud. Neutrino ini ditemui pada tahun 2000 oleh eksperimen DONUT di pemecut proton Tevatron di Fermilab, menerusi pengesanan τ hasil dari salingtindak ν_τ daripada reputan meson pesona hasil perlanggaran proton. Pada tahun 1977 yang sama, satu kuark baharu, $b^{1/3}$, kuark bawah, ditemui sebagai unsur dalam resonans upsilon Y dalam perlanggaran e^+e^- pada tenaga 9.46 GeV . Dijangkakan bahawa ada

pasangannya, kuark atas, $t^{+2/3}$. Kuari t ditemui pada tahun 1995 di Fermilab, dalam pelanggaran proton-antiproton. Pasangan $t\bar{t}$ yang terhasil, dikesan menerusi reputan setiapnya kepada b l n atau b j j, di mana b ialah jet (hadron-hadron hasil serpihan) dari (anti)kuark b (dikenali menerusi masa hayat b yang panjang), l (anti)lepton (μ , e , dikesan menerusi pengesan khas), ν (anti)neutrino (tidak dilihat, dikesan menerusi momentum hilang atau ketakseimbangan dalam momentum seranjang) dan j ialah jet dari kuark ringan (u , d , s). Kuark t memang punyai cas elektrik $Q = +2/3$; jisimnya bernilai $175 \text{ GeV}/c^2$.

Justeru, wujud 3 generasi (atau keluarga) kuark-lepton:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Pada tahun 1998, eksperimen LEP di pelanggar elektron-positron pada tenaga jisim Z^0 (lihat kemudian), yang mengukur kebarangkalian reputan Z^0 , mendapati ianya menyokong bilangan generasi neutrino ringan sebagai 2.98 ± 0.07 . Kebarangkalian reputan menggambarkan kadar reputan, dan kadar reputan pula bergantung kepada bilangan keadaan akhir yang mungkin. Z^0 boleh mereput kepada pasangan neutrino-antineutrino, jadi lebar reputannya menunjuk kepada bilangan spesies neutrino yang boleh menjadi keadaan akhirnya (bilangan spesies neutrino yang beratnya kurang daripada setengah berat Z^0). Hasil LEP menyokong kewujudan 3 dan hanya 3 generasi.

Kini kita perlukan matriks campuran 3 dimensi untuk memerihalkan hubungan keadaan-keadaan eigen lemah dan keadaan-keadaan eigen dinamik. Matriks ini dikenali dengan nama matriks (Cabibbo-)Kobayashi-Maskawa (CKM), seperti yang disebut di atas,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = M_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

dengan matriks CKM uniter (supaya tiada yang hilang dalam campuran perisa itu),

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Pemparameteran matriks CKM boleh diamati sebagai campuran dalam ruang 3 dimensi, membabitkan 3 sudut campuran bebas, θ_{12} di antara generasi 1 dan 2, θ_{23} antara 2 dan 3, dan θ_{13} , dan juga suatu faktor fasa (fasa kompleks) δ_{13} . Jika $c_{12} = \cos \theta_{12}$, dan sebagainya, dan $s_{12} = \sin \theta_{12}$, dan sebagainya,

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}.$$

Faktor fasa diperlukan untuk memerihalkan canggahan CP. Meson B (keadaan b telanjang) menunjukkan fenomena campuran dan canggahan CP. CP dibincangkan di bawah.

9.5 Neutrino

Oleh kerana neutrino merupakan lepton tidak bercas dan dianggap (pada awalnya) tidak berjisim, antineutrino, maka persoalan timbul tentang bagaimanakah kitab oleh bezakan di antara neutrino dengan antizarahnya. Satu cara ialah menerusi teori 2 komponen neutrino. Dalam teori ini, neutrino

berbeza dengan antineutrino menerusi nilai keheliksannya. Kehelikan mengukur arah spin berbanding arah pergerakan zarah:

$$H = \mathbf{p} \cdot \mathbf{s} / ps$$

di mana p adalah momentum zarah dan s adalah spinnya. Neutrino didefinisikan sebagai yang punyai kehelikan negatif, iaitu spinnya antiselari terhadap momentum (ketanganan kiri: tangan kiri terkepal dalam tanda 'bagus' memberikan arah momentum di ibujari dan putaran spin di jari-jari lain), sementara untuk antineutrino $H = +1$ (ketanganan kanan). Perhatikan bahawa jika neutrino berjisim sifar, ia seharusnya bergerak dengan halaju cahaya, maka kita tidak boleh mengubah neutrino menjadi antineutrino (atau sebaliknya) dengan mengubah bingkai rujukan yang menyebabkan arah pergerakan menjadi yang bertentangan dengan yang asal.

Masalah neutrino matahari, di mana neutrino yang dikesan di bumi dari matahari menurut spesis tidak menyetujui model penghasilan neutrino di matahari. Ini mencadangkan neutrino menukar perisa dalam perjalanannya, iaitu ada campuran perisa neutrino, yang menunjuk kepada berjisimnya neutrino. Analisis sama seperti untuk ayunan KO menghendak ijisim berbeza untuk spesis berbeza, dan jika ayunan atau campuran perisa berlaku untuk neutrino, maka neutrino hanya bercampur atau mengayun jika neutrino punyai jisim.

Jika neutrino berjisim, fungsi eigen tenaga dinamik biasa mungkin lain dari fungsi eigen perisa salingtindak lemah. Fungsi eigen perisa dlm sebutan fungsi eigen tenaga:

$$|v_\alpha\rangle = \sum_i U^*_{\alpha i} |v_i\rangle$$

Dengan U = matriks campuran lepton, yang uniter: $U^+U = 1$. Kita andaikan hanya 3 perisa neutrino ringan. Hasil LEP menunjukkan hanya ada 3 jenis neutrino ringan (kurang daripada separuh jisim Z^0): jika adapun lain, ia tidak berganding dengan Z^0 – ia neutrino 'mandul'.

Neutrino terhasil dalam salingtindak lemah oleh itu ia bermula sebagai fungsi eigen perisa. Seterusnya ia memenuhi kehendak dinamik, maka oleh itu menurut persamaan Schroedinger, dan punyai fungsi-fungsi eigen tenaga. Maka,

$$\begin{aligned} |v_i(\tau_i)\rangle &= e^{-im_i\tau_i} |v_i(0)\rangle && \tau_i \text{ masa dlm bingkai } v_i \\ &= e^{-i(E_i t - p_i L)} |v_i(0)\rangle && t, L \text{ masa, kedudukan dlm bingkai makmal} \\ &\approx e^{-i(m_i^2/2p_i)L} |v_i(0)\rangle && \text{dari } E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i}, \quad m_i \text{ kecil} \end{aligned}$$

$$|v_\alpha(\tau_i)\rangle = \sum_i U^*_{\alpha i} e^{-im_i\tau_i} |v_i\rangle \approx \sum_i U^*_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E)L} |v_i\rangle \quad E \approx p$$

Tapi $|v_i\rangle = U^{-1} |v_\alpha\rangle = U^+ |v_\alpha\rangle$, jadi

$$|v_\alpha(L)\rangle \approx \sum_\beta \left[\sum_i U^*_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} \right] |v_\beta\rangle$$

Ini menunjukkan campuran perisa atau ayunan berlaku. Kebarangkalian untuk perolehi neutrino berperisa α , v_α , setelah melalui jarak L , berubah kepada v_β , ialah

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle \right|^2 \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right) \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin \left(2.54 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right)
\end{aligned}$$

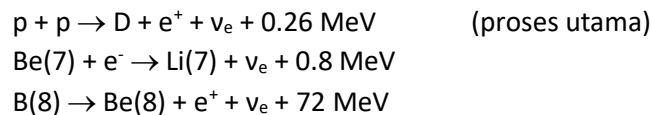
$$\begin{aligned}
\Delta m_{ij}^2 &\equiv m_i^2 - m_j^2 && \text{dlm } eV^2 \\
L &\text{ dlm km, } && E \text{ dlm GeV}
\end{aligned}$$

Jika ada belahan jisim kuasa dua Δm_{ij}^2 yang mendominasi dalam hasil tambah, kita abaikan sebutan-sebutan lain dan pertimbangkan belahan ini sahaja. Kita bahagikan kepada keadaan di atas belahan dan keadaan di bawah belahan, memberikan ayunan kuasi-dua-neutrino, dengan matriks campuran

$$U = \begin{matrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{matrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{matrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{matrix}$$

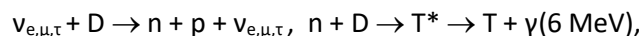
jika factor fasa diabaikan. Kadar ayunan dalam jirim boleh berbeza dari vakum kerana rambatan neutrino berbeza akibat serakan ke hadapan koheren oleh zarah-zarah jirim.

Masalah neutrino matahari diperihalkan di sini. Model piawai matahari mengandungi proses-proses berikut:

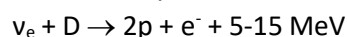


Pada awal 1970an, eksperimen Homestake menggunakan 100,000 gelen klorida di bawah tanah untuk mengesan ν_e melalui proses $\nu_e + \text{Cl}$ menghasilkan Argon, yang termanifestasi sebagai gelembung gas. Tenaga untuk proses ini tidak dicapai oleh proses utama neutrino suria, jadi hanya proses Be(7) dan B(8) dikesan, dan oleh itu kadarnya rendah. Namun, ukuran Homestake mendapati hanya separuh daripada ν_e yang dijangkakan. Ini bermakna samada model matahari silap, iaitu suhu matahari T_s sebenarnya lebih rendah, atau neutrino berperisa elektron hilang dalam perjalanan, misalnya ia berubah perisa. T_s lebih rendah tidak dibenarkan oleh helioseismology, di mana ukuran halaju bunyi di matahari setuju dengan model matahari sediaada sehingga 0.1%. Hadiah Nobel fizik 2002 dimenangi Davis untuk ukuran neutrino hilang ini. Eksperimen GALLEX kemudiannya pada tahun 1994, membuat pengukuran menggunakan larutan gallium, yang membolehkan ν_e dari tindakbalas utama pelakuran p juga dilihat, mendapati hanya 2/3 ν_e dikesan.

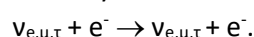
Balaicerap Neutrino Sudbury SNO pula menggunakan pengesanan daripada 1000 tan air berat yang dikelilingi 9600 tiub foropengganda. Dengan itu, bukan sahaja ia dapat mengesan foton 6 MeV daripada



tetapi juga sinar Cerenkov daripada elektron berkerelatifan dalam air berat, daripada



dan daripada serakan kenyal



Ini membolehkan juga ukuran neutrino berlainan perisa. Ukuran SNO ini menunjukkan bahawa jumlah fluks neutrino tidak berubah walaupun ia berkurangan untuk perisa tertentu. Ia menunjukkan kepada ayunan perisa dan untuk penyelidikan ini Arthur McDonald menerima Hadiah Nobel 2015. Hadiah ini dikongsi dengan Takaashi Kajita yang menerajui eksperimen bawah tanah Super-Kamiokande.

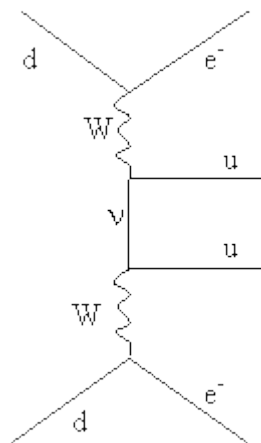
Eksperimen ini telah membandingkan ukuran fluks neutrino muon daripada sinar kosmos, dalam arah ke atas dengan yang dalam arah ke bawah. Cahaya Cerenkov dari elektron berkerelatifan dalam 50,000 tan air tulen diukur 11200 tiub fotopengganda. Elektron ini, dari atom dalam pegasan, diserak kenyal oleh neutrino semua perisa (menerusi salingtindak menerusi Z^0), dengan salingtindak dengan neutrino elektron lebih (juga menerusi W). Mereka mendapati nisbah neutrino arah ke atas kepada yang arah ke bawah 0.54 ± 0.04 , yang menunjukkan kepada ayunan perisa akibat bahan bumi.

Seperti penelitian di atas, ayunan perisa hanya boleh berlaku bila ada beza jisim di antara perisa berbeza. Bukti untuk ayunan perisa neutrino bermakna bukti untuk jisim neutrino bukan sifar. Mungkin sangat kecil, tetapi bukan sifar.

Kalaulah jisim neutrino itu sifar, bagaimanakah antineutrino dapat diperihalkan? Model neutrino Weyl/Dirac mengandaikan neutrino tak berjisim dan neutrino-antineutrino dapat dibezakan menerusi keheliksan.

Dalam model Weyl/Dirac, multiplet neutrino merupakan spinor 2 komponen (yakni simetri $SU(2)$): zarah merupakan komponen dengan keheliksan tangan kiri, ν_L , sementara antizarah ialah bertangan kanan ν_R^c . Hanya neutrino tangan kiri mengalami daya lemah, jadi neutrino tangan kanan tidak merasai daya lemah dan dipanggil neutrino mandul, dilabel N_R , sementara antizarahnya N_L^c . Jika neutrino punyai jisim, maka peralihan $L \leftrightarrow R$ dibolehkan. Untuk menetapkan pengabadian nombor lepton neutrino, perlu didefinisikan neutrino Dirac sebagai $\nu \equiv (\nu_L + N_R)$.

Model Majorana mendepankan neutrino swakonjugat, $\nu = \nu_L + \nu_R^c$. Neutrino Majorana adalah antineutrinonya sendiri. Canggahan nombor lepton dibenarkan, tetapi dengan perubahan $\Delta L = \pm 2$. Neutrino Majorana membolehkan reputan beta dwiganda takberneutrino:



Eksperimen dijalankan duntuk mencari fenomena ini, untuk menentukan adakah neutrino itu Majorana.

9.6 Pariti dan CP dalam daya nukleus lemah

Pariti berkait pantulan dalam kordinat. Ia adalah sifat intrinsik fungsi gelombang. Operator pariti menyebabkan lantunan terhadap asalan kordinat:

$$\hat{P}\psi(x, y, z) = \psi(-x, -y, -z).$$

Vektor kedudukan dan vektor momentum mempunyai pariti negatif:

$$\hat{P}\mathbf{x}_i = (-)\mathbf{x}_i$$

$$\hat{P}\mathbf{p}_i = -\mathbf{p}_i$$

Ini pakai untuk vektor kutub. Bagi vektor paksi, seperti untuk $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, ia punyai pariti positif, $\hat{P}\mathbf{L} = (-)(-)\mathbf{L} = \mathbf{L}$. Kuantiti skalar, yang boleh ditakrif sebagai hasil darab skalar dua vektor kutub, mempunyai pariti positif, misalnya $\hat{P}(S = \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}) = S$, sementara pariti bagi pseudoskalar, iaitu hasil darab skalar vektor kutub dengan vektor paksi, adalah negatif, $\hat{P}(P_S = \mathbf{p} \cdot \mathbf{L}) = -P_S$.

Untuk sesuatu tindakbalas H_{int} yang mengubah keadaan $|i\rangle$ menjadi $|f\rangle$, kekuatannya diberikan oleh unsur matriks $\langle f | \hat{H}_{\text{int}} | i \rangle$. H_{int} tidak sepatutnya bergantung kepada bingkai rujukan makai a hanya boleh mengandungi skalar dan pseudoskalar. Jika pariti diabadikan, seperti yang dilihat bagi daya elektromagnet dan daya nukleus kuat, maka H_{int} hanya boleh mengandungi sebutan-sebutan skalar.

Sebagai contoh, lihat serakan $\pi p \rightarrow \pi p$ kenyal. Parameter yang menentukan adalah, dalam bingkai rujukan pusat jisim, momentum awal \mathbf{p}_i , momentum akhir \mathbf{p}_f , dan spin proton $\boldsymbol{\sigma}$ (ingat pion punyai spin sifar), semuanya vektor. Momentum linear sebagai vektor kutub dan momentum sudut sebagai vektor paksi, memberikan sebutan-sebutan skalar $\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_f$ dan $(\mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f) \cdot \boldsymbol{\sigma}$, yang dibenarkan, dan sebutan-sebutan pseudoskalar $\mathbf{p}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}$ dan $\mathbf{p}_f \cdot \boldsymbol{\sigma}$, yang tidak dibenarkan, jika pariti dihormati. Jika pariti diabadikan, tiada komponen $\boldsymbol{\sigma}$ dalam arah \mathbf{p}_i dan \mathbf{p}_f secara am, tetapi komponennya seranjang kepada satah $(\mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f)$ yang bukan sifar dibenarkan. Iaitu, jika pariti P diabadikan, hanya pengkutuban seranjang kepada satah serakan didapati, dan ini dilihat dalam tindakbalas ini. Untuk mencari canggahan P , kesan $\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ harus dicari.

Pada tahun 1956, eksperimen Wu mengkaji reputan beta dari nukleus ^{60}Co terkutub. Arah elektron reputan relatif kepada arah spin ^{60}Co diukur. Sudut di antaranya diberikan,

$$\cos \theta = \frac{\mathbf{p}_e \cdot \mathbf{s}}{p_e s}$$

di mana \mathbf{p}_e ialah momentum elektron reputan dan \mathbf{s} ialah spin ^{60}Co . Ini merupakan sebutan pseudoscalar. Kalau H_{int} ada mengandungi sebutan ini, maka sepatutnya ada kesandaran keamatan elektron terhadap $\cos \theta$. Dijangkakan bilangan elektron yang dikesan dengan arah yang sama dengan arah spin, $N_e(\theta < 90^\circ) \neq N_e(\theta > 90^\circ)$, bilangan dalam arah bertentangan, jika pariti tidak diabadikan. Ketaksimetrian seperti ini memang dilihat, maka dengan itu dibuktikan bahawa pariti *tidak* diabadikan oleh salingtindak nukleus lemah.

Ketakabadian pariti dalam proses salingtindak lemah ini boleh diterangkan dari segi teori neutrino 2 komponen. Dalam teori ini, neutrino diperihalkan oleh keheliksan negatif (spinnya antiselari dengan momentumnya), sementara antineutrino oleh keheliksan positif, seperti diterangkan di atas. Andaikan e^- dan $\bar{\nu}$ (keabadian nombor lepton) dilepaskan belakang-ke-belakang (keabadaian momentum; nukleus ^{60}Co sangat berat berbanding e^- dan $\bar{\nu}$) dalam eksperimen Wu. Dalam reputan ^{60}Co , perubahan momentum sudut jumlah, $\Delta J = 1$. Ini ialah dari kehilangan momentum sudut yang dilarikan elektron dan antineutrino, yang hanya boleh berlaku jika spin $\frac{1}{2}$ mereka selari untuk memberikan jumlah 1, dan ia harus selari dengan spin ^{60}Co asal. Dalam kes elektron dikeluarkan bertentangan dengan arah spin kobalt, antineutrino bergerak searah, dengan spinnya searah, dengan arah itu, jadi keheliksannya adalah positif. Ini berlaku. Kes elektron keluar searah dengan arah spin kobalt, dengan antineutrino bertentangan dan spinnya searah, mejadikan keheliksannya negatif, tidak berlaku. Pecahan simetri pariti berlaku; elektron hanya dikeluarkan bertentangan arah spin asal kobalt. Elektron ini spinnya bertentangan arah spin kobalt, jadi berkeheliksan negatif. Kita boleh katakan daya

lemah bertindak ke atas zarah-zarah tangan kiri ($H=-1$) (atau antizarah tangan kanan). Sesuai dengan kefahaman bahawa pantulan cermin memetakan tangan kiri ketangan kanan dan sebaliknya, dan daya lemah tidak menghormati pantulan cermin ini.

Kita boleh gabungkan pariti P dengan konjugatan cas C . C mengubah zarah kepada antizarah dan sebaliknya (ia menerbalikkan nombor-nombor kuantum seperti B, Q, L_e, L_μ, S). Misalnya, $C|p\rangle = |\bar{p}\rangle$. Sesetengah zarah merupakan antizarahnya sendiri, jadi ia merupakan fungsi-fungsi eigen C , misalnya $|\gamma\rangle$ dan $|\pi^0\rangle$. Oleh kerana $\square A^\mu = J^\mu$ dan $CJ^\mu = -J^\mu$, maka $CA^\mu = -A^\mu$, memberikan $C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle$. Sehingga kini, ketakvarianan C diperhatikan dalam daya kuat dan elektromagnet. Dengan itu, dari reputan elektromagnet $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, dirumuskan bahawa $C|\pi^0\rangle = (-1)(-1)|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$. Justeru, reputan π^0 kepada $\gamma\gamma$ tidak dibenarkan.

CP ialah gabungan C dan P . Untuk π^0 misalnya, paritinya didapati daripada tindakbalas $\pi^- + d \rightarrow n + n$, dan kehendak kebadian P dalam tindakbalas ini. Bagi π^- yang perlahan, ia berada dalam keadaan S atau $l = 0$ terhadap d pegun. Deuteron merupakan p dengan n terikat dalam keadaan S , jadi $P(d) = P(n)P(p)(-1)^0 = +1$, jadi pariti keadaan awal, $P(\pi^-d) = P(\pi^-)(+1)(-1)^0$. Pariti keadaan akhir ialah $(+1)(+1)(-1)^l$, jika momentum sudut orbitan nn diberikan l . Keabadian momentum sudut bermakna jumlah sistem nn , $J_{nn} = |\mathbf{s}_\pi + \mathbf{s}_d + \mathbf{l}_{\pi d}|$ iaitu momentum sudut jumlah sistem πd , ataupun $J_{nn} = |\mathbf{0} + \mathbf{1} + \mathbf{0}| = 1$. n berspin $\frac{1}{2}$, jadi spin jumlah sistem nn , $s_{nn} = 1$ atau 0 . Oleh kerana n berspin $\frac{1}{2}$ juga, n adalah fermion, dan punyai antisimetri terhadap tukarganti, maka memerlukan l_{nn} genap bila $s_{nn} = 0$, dan ganjil bila $s_{nn} = 1$. Untuk $J_{nn} = 1$, nilai yang mungkin hanyalah $s_{nn} = 1$ dan $l_{nn} = 1$, memberikan pariti akhir yang negatif, dan dengan itu $P(\pi) = -1$. Maka $CP|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle$. Begitulah $CP(n\pi^0) = (-1)^n$.

Pariti bagi semua spesis π , iaitu π^0 dan π^\pm , adalah (-1) . Dengan itu, kita perolehi CP untuk system dua π bercas,

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = CP|\pi^+(-\mathbf{x}_1)\pi^- (+\mathbf{x}_1)\rangle = C|\hat{P}\pi^+(-\mathbf{x}_1)\hat{P}\pi^- (+\mathbf{x}_1)\rangle = (-1)(-1)C|\pi^+ (+\mathbf{x}_1)\pi^- (-\mathbf{x}_1)\rangle = |\pi^- (+\mathbf{x}_1)\pi^+ (-\mathbf{x}_1)\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle$$

Untuk system 3 π , duanya bercas,

$$CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = CP|\pi^+\pi^-\rangle CP|\pi^0\rangle(-1)^l|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = (-1)^{l+1}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$$

di mana l memberikan momentum sudut orbitan π^0 terhadap $\pi^+\pi^-$.

Untuk meson K^0 , $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$, dan $CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$. Kita boleh perolehi fungsi eigen CP dengan mengambil kombinasi linear, memberikan keadaan campuran:

$$|K^0_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

dan

$$|K^0_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle),$$

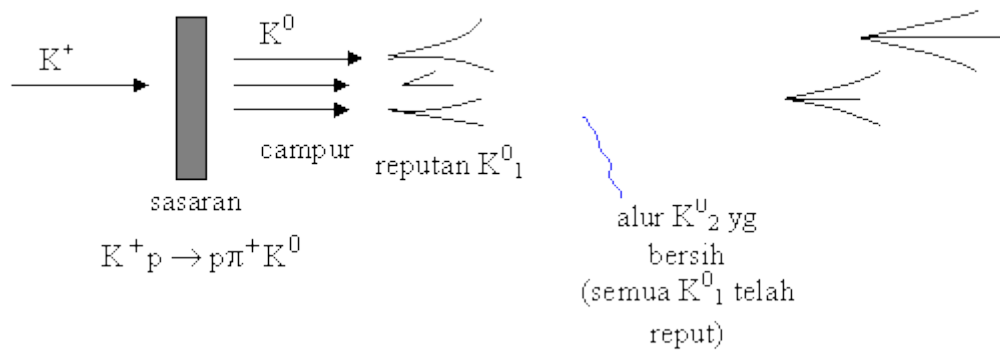
dengan mana

$$CP|K^0_1\rangle = +|K^0_1\rangle$$

dan

$$CP|K^0_2\rangle = -|K^0_2\rangle.$$

K^0 mereput kepada sistem beberapa π menerusi salingtindak daya lemah. Jika CP diabadikan, K^0 dan \bar{K}^0 bercampur memberikan K^0_1 yang mereput kepada $2\pi^0$ atau $\pi^+\pi^-$, dan K^0_2 yang mereput kepada $3\pi^0$ atau $\pi^+\pi^-\pi^0$, dengan momentum sudut π^0 , $l = 0$. Keadaan $l = 0$ diberati kerana jisim K^0 hampir kepada jisim sistem 3π , jadi tak banyak tenaga lebihan yang ada dalam reputan kepada 3π . Ada sedikit K^0_1 yang mereput kepada $\pi^+\pi^-\pi^0$ iaitu dengan $l = 1$, tetapi tiada K^0_2 yang merepu kepada $\pi^+\pi^-$. Oleh kerana kurang tenaga lebihan ini juga, ruang fasa keadaan akhir 3π adalah kecil, maka kadar reputan kepada 2π adalah lebih besar berbanding kepada 3π , dan dengan itu masa hayat $K^0_1 \rightarrow 2\pi$ adalah lebih kecil. Eksperimen reputan K^0 ini boleh diskemakan seperti berikut:



Oleh kerana masa hayat K^0_1 yang kecil, setelah beberapa jarak alur K^0 , dijangkakan ia terdiri daripada K^0_2 yang bersih. Menurut *CP*, kita dapati reputan kepada 3π pada jarak ini, dan jika reputan kepada 2π dilihat, ini menandakan canggahan *CP*. Walaupun daya lemah mencanggahi pariti, mungkin *CP* diabadikan. Pada tahun 1964, $K^0_2 \rightarrow 2\pi$ dilihat dalam eksperimen oleh James Cronin dan al Fitch. *CP* dicanggahi oleh daya lemah.

Suatu operasi yang berkaitan *CP* ialah pembalikan masa. Pembalikan masa T bertindak $T: t \rightarrow -t$. Hukum Newton dan persamaan Maxwell takvarian terhadap T – persamaan-persamaan tidak berubah bila t ditukar tanda. Bagi mekanik kuantum, pembalikan masa menyebabkan $\psi(x,t) = e^{i(kx - \omega t)}$ berubah menjadi $\psi(x,-t) = e^{i(kx + \omega t)}$ yang kini bukan lagi penyelesaian kepada persamaan Schroedinger. Untuk memuaskan persamaan Schroedinger, T harus membabitkan pengubahan tanda t , dan juga pengkojugatan kompleks fungsi gelombang.

Teorem *CPT* bagi teori medan kuantum menyatakan semua salingtindak adalah takvarian terhadap *CPT*. Teorem ini menjadikan jisim dan masahayat yang sama untuk zarah dan antizarahnya. Jadi, bila *CP* dicanggahi, maka T dicanggahi. Ini bermakna adanya canggahan T dalam reputan K^0 . Dalam ketakvarianan *CPT*, bagi model Letupan Agung untuk pembentukan semesta, canggahan *CP* atau canggahan T diperlukan, untuk pembentukan zarah. Ini bagi menerangkan bagaimana keadaan taksimetri dengan lebih baryon ke atas antibaryon terbentuk daripada keadaan awal semesta yang bersimetri.

Pada asasnya, jika jangkakan ada simetri pantulan cermin, atau pariti, dalam fizik maka tiada perbezaan tangan kiri dan tangan kanan. Namun pelik bagi salingtindak lemah, pariti dicanggahi, dan ini boleh dilihat sebagai kuatkuasanya salingtindak ini adalah ke atas zarah-zarah keheliksian tangan kiri (arah spin bertentangan arah gerakan) dan tidak ke atas zarah-zarah tangan kanan, walaupun berspesisi sama.

9.7 Teori 4 titik

Salingtindak lemah mempunyai beberapa ciri. Pertama, kekuatannya yang lemah, yang tercermin dalam nilai masa-masa hayat salingtindak. Julat daya lemah juga kecil dan hanya bertindak dalam julat saiz nukleus. Kemudian, salingtindak lemah membabitkan perubahan perisa. Ia juga biasanya mengubah cas elektrik. Juga, seperti dibincangkan dalam bahagian 9.4 dan 9.5, ia tidak komut dengan hamiltonan Schroedinger, dan dalam bahagian 9.6, ia tidak menghormati P dan CP .

Julatnya yang kecil menyarankan salingtindak titikan. Juga kita perlu tangani ketanganan atau kekiralan salingtindak lemah (yang membawa kepada canggahan pariti P). Untuk itu, kita perkenalkan

$$\gamma^5 = \gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \frac{i}{4!} \epsilon^{\lambda\mu\rho\sigma} \gamma_\lambda\gamma_\mu\gamma_\rho\gamma_\sigma$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma_5^2 = 1 \quad \gamma_5\gamma_\mu + \gamma_\mu\gamma_5 = 0$$

Operator-operator unjuran,

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$$

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

memberikan komponen-komponen tangan kiri dan tangan kanan untuk ψ ,

$$\psi_L = P_L\psi$$

$$\psi_R = P_R\psi.$$

Oleh kerana $P_L + P_R = 1$, ψ boleh dipecahkan,

$$\psi = (P_L + P_R)\psi = \psi_L + \psi_R.$$

Sebutan kinetik dalam Lagrangean, $i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$, juga terbelah, menjadi $i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R$, kerana

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R &= \psi^\dagger P_L\gamma^0\gamma^\mu\partial_\mu P_R\psi \\ &= \psi^\dagger\gamma^0 P_R\gamma^\mu\partial_\mu P_R\psi \\ &= \psi^\dagger\gamma^0\gamma^\mu\partial_\mu P_L P_R\psi = 0, \end{aligned}$$

dan begitu juga $\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L = 0$. Jadi, untuk medan bijisim, kita ada hanya spinor tangan kiri dan spinor tangan kanan, ataupun, keheliksan diabadikan. Namun, ini tidak berlaku untuk medan-medan berjisim. Ini kerana sebutan jisim dalam Lagrangean,

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R),$$

mbolehkan keheliksan dibalikkan; maka keheliksan tidak diabadikan untuk fermion berjisim. Bagi zarah berjisim, halajunya kurang daripada c , maka kita boleh pergi kepada kerangka inerti dalam mana pergerakannya berbalik arah, maka keheliksannya berbalik.

Menggunakan γ_5 ini, kita boleh bina fungsi-fungsi pseudoskalar dan vektor paksi. Kita ada,

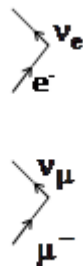
$$\begin{aligned} \bar{\psi}\psi & - \text{skalar} \\ \bar{\psi}\gamma_5\psi & - \text{pseudoskalar} \\ \bar{\psi}\gamma^\mu\psi & - \text{vektor (kutub)} \quad (\text{V}) \\ \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi & - \text{vektor paksi} \quad (\text{A}) \end{aligned}$$

Teori V-A mencadangkan komponen-komponen vektor dan vektor paksi yang sama banyak dalam daya lemah, yang membawa kepada canggahan pariti dan timbulnya ciri ketanganan. Unsur matriks yang didapati ialah $\sqrt{G}\bar{\psi}_e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\psi_\nu$, di mana \sqrt{G} ialah kekuatan gandingan. Sebagai bandingan, gandingan elektron-foton dalam QED diberikan oleh $e\bar{\psi}_e\gamma^\mu\psi_e$. Gambarajah Feynman bagi kedua-dua gandingan ini adalah masing-masing seperti berikut,



Gambarajah kanan menunjukkan arus elektron dengan gandingan kepada foton, sementara gambarajah kiri menunjukkan arus lepton, atau arus lemah elektron, dengan gandingan kepada boson empat-komponen seperti foton. Dalam kes arus lemah, $(1 - \gamma_5)\psi$ mewakili zarah dengan keheliksan tertentu (iaitu keheliksan negatif).

Salingtindak titikan untuk daya lemah gunakan arus-arus lemah yang bergandingan tanpa pengantaraan boson. Arus lemah elektron diberikan $\sqrt{G}\bar{u}_{\nu_e}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)u_e$ sementara arus lemah muon ialah $\sqrt{G}\bar{u}_{\nu_\mu}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)u_\mu$ (bezakan μ indeks kepada γ dengan μ tanda zarah). Prinsip kesejagatan lepton mentaabirkan bahawa kekuatan gandingan arus muon sama dengan yang bagi arus elektron. Tanpa boson, arus-arus ini dirajahkan seperti berikut:



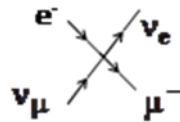
Pertimbangkan reputan μ :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Wakilkan dengan arus elektron dan arus muon sebegini:

$\text{arus muon} = \sqrt{G}\bar{u}_{\nu_\mu}\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)u_\mu = \sqrt{G}j_1^\alpha$
 $\text{arus elektron} = \sqrt{G}\bar{v}_{\nu_e}\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)v_e = \sqrt{G}j_2^\alpha$

iaitu salingtindak 4-titik dengan tiada perambat. Kaki positron masuk disebelah kiri sama dengan kaki elektron keluar bila dibawa ke sebelah kanan. Maka amplitud daripada gambarajah ini ialah berkadaran $Gj_1^\mu j_2^\nu$. Model ini didapati menerangkan reputan μ dan fenomena lemah lain pada tenaga rendah. Pemalar gandingan didapati $G = 1.02 \times 10^{-5}/m_p^2$. Reputan μ punyai gambarajah serupa dengan serakan neutrino muon oleh elektron, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$, seperti di bawah:



Keratan rentas untuk proses ini boleh didapati,

$$\sigma_{4\text{-titik}} = \frac{2G^2}{\pi} m_e E_\nu$$

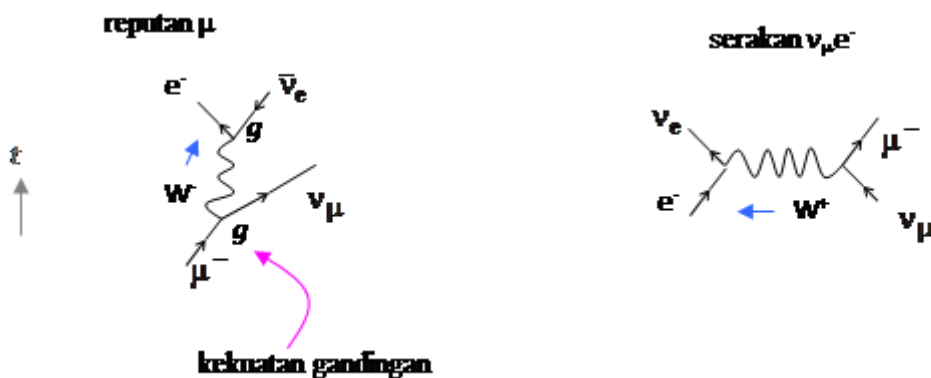
Perhatikan bahawa keratan rentas ini bertambah secara linear terhadap tenaga neutrino tuju E_ν . Untuk tenaga rendah, ungkapan ini dipersetujui. Namun daripada analisis gelombang separa, ada had kepada banyaknya serakan dalam sesuatu gelombang separa. Had ini tercapai bila semua fluks awal diserak, dalam saluran berkenaan (had keuniteran). Bagi salingtindak titik, ia tidak membabitkan saiz, maka tiada momentum sudut, ataupun hanya gelombang S sahaja terbabit. Ini meletakkan had kepada nilai tinggi keratan rentas salingtindak. Secara teori,

$$\sigma_{\text{maks}} (\text{gel. S}) = \frac{\pi}{2E_\nu^2}$$

dalam bingkai pusat jisim. Kita dapati $\sigma_{4\text{-titik}} > \sigma_{\text{maks}}$ pada $E_\nu \sim 300 \text{ GeV}$. Maka pada tenaga-tenaga tinggi, salingtindak 4-titik itu salah.

9.8 Perambat lemah

Kita perkenalkan boson W sebagai perambat lemah. Ia perlu berspin integer untuk mengabadikan momentum sudut di bucu lemah yang membabitkan fermion masuk dan fermion keluar. Juga, arus lemah berubah cas elektrik (misalnya, elektron jadi neutrino), jadi W harus punyai cas. Kemudian, untuk salingtindak seperti titik pada tenaga rendah, perambat W perlu punyai jisim yang tinggi. Dengan itu, kesannya tidak kelihatan pada tenaga rendah. Kini gambarajah untuk reputan μ dan untuk serakan $\nu_\mu e^-$ adalah:



Sebutan perambat ialah,

$$\frac{\delta_{\alpha\beta} - q_\alpha q_\beta / M_W^2}{M_W^2 - q^2}$$

dan ini mendarab arus muon dan arus elektron, iaitu $g^2 j_{1\alpha} j_{2\beta}$. Di sini, q ialah momentum W, sementara M_W ialah jisim nyatanya.

Pada tenaga rendah, $|q^2| \ll M_W^2$, jadi sebutan perambat menghampiri

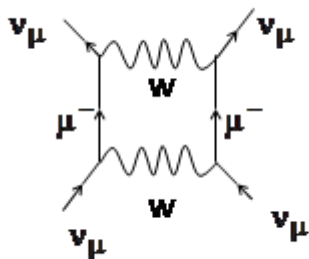
$$\frac{\delta_{\alpha\beta}}{M_W^2}$$

Ini memberikan salingtindak 4-titik dengan $g^2 / M_W^2 = G$. Pada tenaga tinggi pula, bila $|q^2| \gg M_W^2$, pembatalan q^2 berlaku, dan terma perambat ini menyebabkan keratan rentas σ menjadi pemalar:

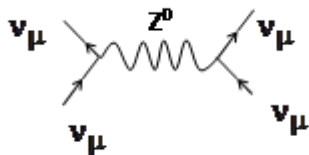
$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) = \frac{G^2}{\pi} M_W^2.$$

Maka peletupan σ melepasi σ_{maks} dapat dielakkan.

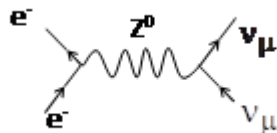
Namun demikian, masih ada masalah teorin. Pertimbangkan serakan neutrino muon, $\nu_\mu \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu \nu_\mu$. Gambarajah



memberikan amplitud yang tidak terhingga, daripada kamiran perambat dalam gelung yang punyai batas kamiran yang tidak terhingga. Satu cara untuk mengatasi masalah seperti ini, menggunakan kaedah yang biasa dipakai, ialah dengan mengandaikan wujudnya gambarajah lain, daripada zarah baharu, yang membatalkan gambarajah ini. Perkenalkan satu lagi perambat - boson vektor neutral Z^0 - supaya ada interferens memusnah untuk membatalkan infiniti tadi. Gambarajah tambahan diberikan:

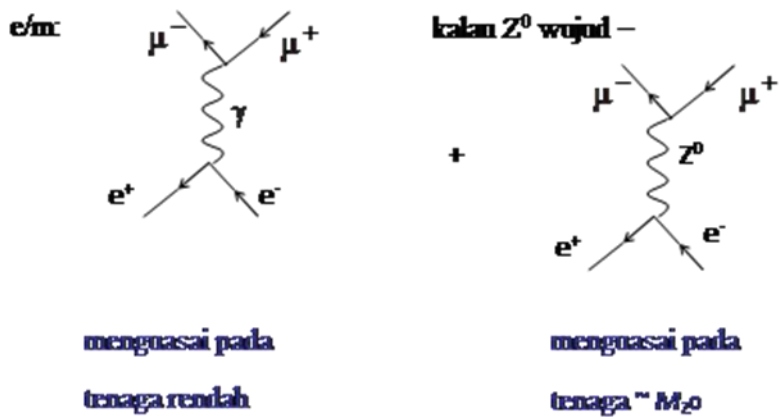


Akibatnya ialah ada *arus lemah neutral* juga sebagai tambahan kepada arus lemah bercas. Juga, ada misalnya proses $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$, daripada gambarajah



Proses ini dilihat dalam eksperimen serakan neutrino, apabila peristiwa dengan hasilan elektron dilihat. Ini menjadi bukti kewujudan arus neutral ini.

Pertimbangkan proses elektromagnetan $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Dengan kewujudan Z^0 , ada gambarajah arus lemah neutral. Dengan itu, ada 2 gambarajah Feynman aras terendah:



Apabila kedua-dua gambarajah ini digunakan, pengiraan keratan rentas, daripada $|\text{amplitud}|^2$, memberikan,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{\alpha^2}{4s} \left\{ (1 + \cos^2 \theta) - \frac{2gs \left(\frac{s}{M_Z^2} - 1 \right) [v^2(1 + \cos^2 \theta) - 2a^2 \cos \theta]}{\left(\frac{s}{M_Z^2} - 1 \right)^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} + \frac{s^2 g^2 [(v^2 + a^2)(1 + \cos^2 \theta) + 8v^2 a^2 \cos \theta]}{\left(\frac{s}{M_Z^2} - 1 \right)^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \right\}$$

di mana v dan a adalah parameter bagi Z^0 . Sebutan pertama dalam kurungan utama ialah sebutan dari proses QED (gambarajah pertama), sementara yang ketiga ialah dari amplitud proses lemah yang tulen. Sebutan kedua merupakan interferens daripada dua gambarajah itu. Sebutan pertama mendominasi apabila s , iaitu E_{CM}^2 , dengan E_{CM} tenaga dalam pusat jisim, rendah, sementara sebutan ketiga berkuasa bila $s \sim M_Z^2$. Sebutan kedua ketara walau pada tenaga rendah, dan mengakibatkan ketaksimetrian dalam taburan zarah terhasil. Ini ketara sebagai sisihan kepada taburan $(1 + \cos^2 \theta)$ proses QED tulen. v mempengaruhi perubahan dalam keratan rentas berbanding proses QED tulen, sementara a mempengaruhi ketaksimetrian. Menurut model elektrolemah Salam-Weinberg, v kecil sementara $a = -1$. Dengan itu, tiada perbezaan dijangkakan dalam keratan rentas, tetapi ketaksimetrian $\sim 8\%$ dijangkakan pada tenaga 35 GeV. Ini dilihat dalam eksperimen perlanggaran e^+e^- di PETRA di DESY, Hamburg dalam tahun 1970an.

9.9 Antineutrino

Neutrino tak berjirim boleh mengambil perwakilan Weyl/Dirac, di mana neutrino berkeheliks tangan kiri, dan antineutrino tangan kanan. Keadaan-keadaan kiral spinor 2-komponen boleh digunakan, ν_L untuk zarah bertangan kiri, dan ν_R^c atau $\bar{\nu}_R$ untuk antizarah bertangan kanan. Spinor-spinor ini adalah fungsi eigen matriks SU(2), dan memberikan nilai spin zarah-zarah itu.

Zarah tangan kanan tidak merasai salingtindak lemah. Ini adalah keadaan singlet SU(2), N_R , yang mewakili neutrino 'mandul'. Antizarahnya diwakili N_R^c .

Jika neutrino punyai jisim, maka peralihan $L \leftrightarrow R$ dibolehkan. Menurut kerangka rujukan yang digunakan, zarah bergerak ke hadapan atau kebelakang, maka keheliksannya pun boleh berbeza. Untuk menetapkan pengabdian nombor lepton neutrino, perlu didefinisikan neutrino Dirac sebagai $\nu \equiv (\nu_L + N_R)$.

yang mempunyai 4 komponen: ν_L , ν_R^c , N_R , dan N_L^c . Pecahan isospin, $\Delta I = \frac{1}{2}$.

Antineutrino

Neutrino Weyl/Dirac – tak berjisim – keheliksan tertentu – spinor 2 komponen:
zarah tangan kiri ν_L & antizarah tangan kanan ν_R^c

Neutrino mandul – singlet SU(2) – tiada salingtindak lemah – zarah N_R ,
antizarah N_L^c

Jika neutrino ada jisim, peralihan $L \leftrightarrow R$ dibolehkan

Utk mengabadikan nombor lepton, neutrino Dirac: $\nu \equiv (\nu_L + N_R)$
– 4 komponen: $\nu_L, \nu_R^c, N_R, N_L^c$
– pecahan isospin: $\Delta I = \frac{1}{2}$

Majorana – ada perwakilan yg mana semua matriks γ Dirac jadi nyata \rightarrow spinor nyata

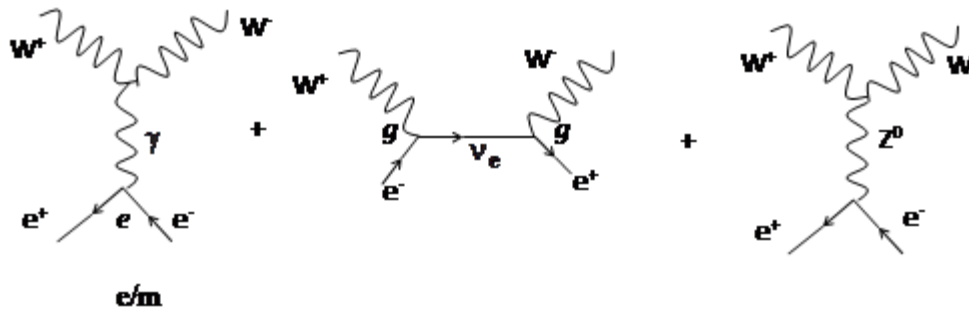
\Rightarrow zarah = antizarah

Neutrino Majorana: $\nu = \nu_L + \nu_R^c$ **swakonjugat**
membenarkan $\Delta L = \pm 2$ canggahan nombor lepton
 $\Delta I = 1$

mbolehkan reputan beta dwiganda takberneutrino:

9.10 Penyatuan elektrolemah

Oleh kerana boson W bercas elektrik, pasangan W boleh terhasil dalam musnahabisan elektron-positron: $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Namun ada juga gambarajah peringkat pertama yang membabitkan gandingan lemah. Kita ada gambarajah-gambarajah berikut:



Gambarajah elektromagnetan mencapai ke infinity, tetapi ia dibatalkan oleh gambarajah-gambarajah lemah untuk memberikan amplitud yang terhingga. Maka boleh dirumuskan bahawa ada hubungan di antara faktor-faktor gandingan e dan g . Kalau e dan g sembarangan, pembatalan ini tidak mungkin berlaku. Pembatalan tepat menunjuk kepada hubungan tepat di antara e dan g , iaitu di antara salingtindak keelektromagnetan dan salingtindak lemah.

Teori Salam-Weinberg menyaranan daya elektromagnet dan daya lemah disatukan sebagai suatu teori medan tolok dengan simetri $SU(2)_{\text{lemah}} \times U(1)_{\text{QED}}$. Penyelesaian eigen bagi matriks $SU(2)$ memberikan 3 matriks Pauli dan 1 matriks unit. Ini dikaitkan dengan 3 boson tolok A^+ , A^- dan A^0 , dan 1 boson B^0 . Hanya ada satu pemalar gandingan dalam teori bersatu ini, iaitu $e = \sqrt{\alpha} = g$.

Seperti QED dan QCD, teori "elektrolemah" ini didasarkan simetri medan yang memerihalkan boson pengantara daya. Transformasi fungsi gelombang menerusi simetri ini tidak merubah amplitud dan kadar daya yang berkenaan. Kalau QED, kita pertimbangkan $\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi$ iaitu tranformasi kumpulan simetri $U(1)$. $U(1)$ ialah kumpulan simetri operasi matriks uniter 1×1 , yang membuat putaran θ dalam ruang kompleks. QCD meletakkan cas warna kepada zarah-zarah hadron, dan setiapnya boleh diputar. Fungsi gelombangnya punyai komponen, dan boleh bertransformasi sebagai putaran kompleks dalam 3 dimensi. Kumpulan simetrinya ialah $SU(3)$, kumpulan simetri operasi-operasi matriks uniter 3×3 yang khas, iaitu berdeteterminan 1. Kumpulan simetri $SU(2)$ elektrolemah membabitkan putaran dalam ruang kompleks 2 dimensi.

Ketakvarianan tolok tempatan bagi $SU(2)$ memberikan 4 boson pengantara daya: A^+ , A^- dan A^0 , dan B^0 . A^+ dan A^- dikenalkan sebagai perambat W^+ dan W^- , sementara A^0 dan B^0 bercampur untuk memberikan γ dan Z^0 . Campuran ini seperti putaran paksi,

$$\begin{aligned} Z^0 &= A^0 \cos \theta_W + B^0 \sin \theta_W \\ \gamma &= B^0 \cos \theta_W - A^0 \sin \theta_W. \end{aligned}$$

θ_W dikenali sebagai sudut Weinberg.

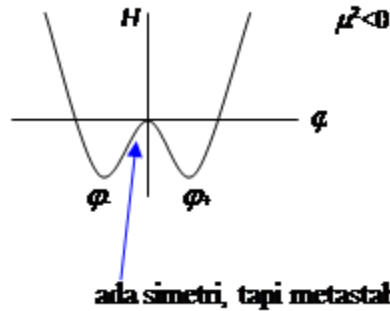
Untuk julat daya lemah yang terhad, W dan Z perlu punyai jisim. Daripada prinsip ketakpastian Heisenberg $\Delta E \Delta t \sim \hbar$, jisim ini adalah dalam lingkungan \hbar/Rc , di mana R ialah julat daya lemah. Namun supaya teori medan kuantum elektrolemah boleh dinormalkan semula, A dan B harus berjisim sifar. Untuk memberikan jisim kepada W dan Z , mekanisme pecahan simetri spontan dicadangkan.

Pertimbangkan 1 medan skalar φ dgn salingtindak φ^4 . Hamiltonan bagi medan ini berbentuk,

$$H = (\partial_\mu \varphi)^2 + \frac{1}{2} \mu^2 \varphi^2 + \frac{\lambda}{4!} \varphi^4,$$

di mana sebutan pertama ialah sebutan momentum, kedua jisim, dan ketiga gandingan berbentuk 4 jasad tadi dengan kekuatan gandingan λ .

Dalam kes φ pemalar, $\nabla \varphi = 0$. H positif, jadi seharusnya $\lambda > 0$. Sekarang, kalau $\mu^2 > 0$, H punyai minimum pada $\varphi = 0$. Kalau $\mu^2 < 0$, keupayaan H berbentuk topi Meksiko:



Medan φ , secara spontannya mencari keadaan tenaga minimum, dan dalam rajah di atas, 'memilih' samada menjadi φ_- atau φ_+ . Meneliti nilai ekstremum H , kita dapati, $\varphi_{\pm} = \pm v(-6\mu^2/\lambda) = \pm a$, katakan. Kalau $\varphi \rightarrow \varphi_+$, dan namakan medan baru χ , kemudian gantikan, $\chi = \varphi - a$, kita perolehi,

$$H = (\partial_{\mu}\chi)^2 - \frac{1}{2}m^2\chi^2 + \frac{\lambda a}{3!}\chi^3 + \frac{\lambda}{4!}\chi^4 + \text{pemalar}$$

Hamiltonan ini memerihalkan medan berkesan dengan minimum 0 dan jisim positif. Ia mengandungi salingtindak kubik dan kuartik di antara medan χ . Proses ini memberikan jisim bukan sifar kepada boson W dan Z.

Diramalkan,

$$M_{W^{\pm}} = \frac{37}{\sin \theta_W} \text{ GeV}$$

dan

$$M_{Z^0} = \frac{M_{W^{\pm}}}{\cos \theta_W}$$

Pengetahuan nilai sudut Weiberg membolehkan jisim W dan Z dikira.

Kita juga telah memasukkan medan tambahan, yang dikenali sebagai medan Higgs, bersama zarahnya. Zarah ini skalar.

Menurut model Salam-Weinberg, parameter v dalam ungkapan keratan rentas $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, ialah

$$v = -1 + 4 \sin^2 \theta_W.$$

Jadi walaupun $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ tidak menunjukkan kesan langsung perambat elektrolemah pada tenaga rendah, ketaksimetrian penghasilan $\mu^+\mu^-$ dilihat, dan nilai dapat θ_W diukur. Daripada eksperimen $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ pada tenaga 35 GeV, didapati bahawa $\sin^2 \theta_W \sim 0.23$. Ini sepadan dengan ketaksimetrian -8%. Dengan nilai sudut Weinberg sebegini, kita dapati,

$$M_W \sim 80 \text{ GeV}$$

$$M_Z \sim 90 \text{ GeV}.$$

Pada tahun 1983, pakatan UA1 di pelanggar proton-antiproton di CERN telah menemui boson W^{\pm} , dan seterusnya Z^0 . W dikesan menerusi reputannya kepada elektron bertenaga tinggi (W punyai jisim yang besar) dan neutrino (dikesan menerusi momentum hilang, atau ketidakimbangan momentum zarah-zarah keseluruhan), yang jejaknya bertopologi belakang-ke-belakang. Z^0 pula dikesan menerusi hasil reputan kepada elektron bersama positron, bertenaga tinggi, belakang-ke-belakang. (Pelopor UA1, Carlo Rubbia, dan perintis pemacu zarah, Simon van der Meer, menerima Hadiah Nobel fizik 1984 untuk penemuan ini.) Didapati,

$$M_W = 80.3 \text{ GeV}/c^2 \text{ dan}$$

$$M_Z = 91.2 \text{ GeV}/c^2$$

daripada pembinaan semula reputan masing-masing. Penemuan Z^0 menjadi bukti utama model Salam-Weinberg.

Menurut teori elektrolemah, ada saluran reputan Z^0 kepada pasangan neutrino-antineutrino. Ini tidak dikesan oleh kerana sifat neutrino itu sendiri, tetapi ia memberi sumbangan kepada kadar reputan Z^0 secara keseluruhan. Kadar reputan ini diberi oleh lebar puncak resonans Z^0 dari pembinaan semula reputannya, iaitu Γ_Z . Dengan itu, ukuran Γ_Z boleh memberikan bilangan spesies neutrino yang ada (yang beratnya kurang daripada separuh berat Z^0 , kalau tidak, reputan daripada Z^0 itu tidak dibenarkan, dari segi keabadian tenaga.). Ini dibuat di eksperimen-eksperimen di gelang elektron-positron LEP di CERN, yang mendapati terdapat 3 generasi ringan neutrino.

Zarah Higgs tidak punyai ramalan bagi jisimnya. Pada 2012, eksperimen ATLAS dan CMS di CERN telah menemui Higgs seberat $126 \text{ GeV}/c^2$ dalam perlanggaran proton-proton pada tenaga TeV. Ia dikesan menerusi reputannya kepada pasangan kuark-antikuark (dengan perisa sama), pasangan lepton-antilepton (dengan perisa sama), dan pasangan foton-foton. (Hadiah Nobel fizik 2013 untuk Higgs dan Englert yang meramalkannya setengah abad sebelum itu.)

Dalam salingtindak elektrolemah, lepton tangan kiri mengambil bahagian. Pasangan lepton tangan kiri diatur sebagai doublet kumpulan simetri SU(2), isospin lemah,

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix},$$

dengan $i = e, \mu, \tau$. Zarah-zarah tangan kanan, $l_i = e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-$, tidak mengalami salingtindak lemah, dan adalah singlet-singlet SU(2). Tindakan simetri SU(2) diberikan oleh penjananya $T_\alpha \equiv \sigma_\alpha/2$, di mana σ_α adalah matriks Pauli,

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Ia bertindak ke atas fungsi gelombang L_i untuk me'mutar'kannya dalam ruang tolok SU(2). Keadaan singlet tidak terkesan oleh operator penjana SU(2). Matriks cas elektrik Q semestinya juga penjana kumpulan simetri tolok ini, jika foton dan QED mahu dimasukkan. Unsur-unsur doublet berbeza cas elektrik dengan satu unit, maka eQ harus ada komponen $\sim eT_3$. Untuk memberikan cas-cas elektrik yang betul, kita tulis

$$eQ = e(T_3 + Y/2)$$

dengan $T_3 l_i = 0$, dan Y , dipanggil hipercas, berkadaran dengan matriks unit ke atas doublet mahupun singlet. Y merupakan penjana bagi kumpulan simetri U(1) yang berlainan/tambahan, ia komut dengan penjana SU(2) tadi, $[T_\alpha, Y] = 0$. Jadi kumpulan simetri bagi penyatuan elektrolemah ialah hasil darab Kartesan SU(2)xU(1). Hipercas $Y = -2$ untuk singlet SU(2), dan $Y = -1$ untuk doublet.

Jadi teori elektrolemah membabitkan medan fermion L_i dan l_i , dan medan-medan tolok yang berkait SU(2) dan U(1). Kita perkenalkan medan tolok B_μ untuk U(1) dan triplet W_μ^a untuk SU(2). Seperti kekuatan medan $F_{\mu\nu}$ daripada A_μ dalam keelektromagnetan, begitulah

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

dan

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad a, b, c = 1, 2, 3.$$

Simetri SU(2) membawa kepada sebutan tambahan untuk $W_{\mu\nu}^a$.

