

Rozdział 4

Zasady zachowania w fizyce cząstek

Zachowanie zapachów: S, C, B, T

**Wnioski z zasady zachowania izospinu
w oddziaływaniach silnych (formalizm
Szmuszkiewicza)**

**Parzystość P, parzystość ładunkowa C,
parzystość kombinowana CP, CPT,
„time reversal T”, parzystość G**

Silne

Elektromagnetyczne

Słabe

Energia

+

+

+

Pęd

+

+

+

Moment pędu

+

+

+

Q

+

+

+

B

+

+

+

L_e

+

+

+

L_μ

+

+

+

L_τ

+

+

+

S (dziwność)

+

+

-

C (powab)

+

+

-

b (piękno)

+

+

-

I

+

-

-

I_3

+

+

-

P (parzystość)

+

+

-

C (parzystość)

+

+

-

CP

+

+

-

T (czas)

+

+

-

CPT

+

+

+

G

+

-

-

oscylacje

Zachowanie ładunku Q

$$\text{rozpad } e \rightarrow \nu_e \gamma \quad \tau > 4,6 \cdot 10^{26} \text{ lat}$$

$$\text{rozpad } n \rightarrow (\nu_e \bar{\nu}_e p)/\text{all} \quad < 8 \cdot 10^{-27}$$

Zachowanie liczby barionowej B

$$p \rightarrow \pi^0 e^+ \quad \tau > 1,6 \cdot 10^{33} \text{ lat}$$

$$p \rightarrow \mu \pi \quad \tau > 4,7 \cdot 10^{32} \text{ lat}$$

$$p \rightarrow \text{invisible} \quad \tau > 1,9 \cdot 10^{29} \text{ lat}$$

Zachowanie liczby leptonowej całkowitej L

Przykłady:

$$\sigma(\mu^- \text{ Ti} \rightarrow e^+ \text{ Ca}) / \sigma(\mu^- \text{ Ti} \rightarrow \text{capture}) < 3.6 \cdot 10^{-11}$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-) / \Gamma_{\text{tot}} < 7 \cdot 10^{-8}$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-) / \Gamma_{\text{tot}} < 2,7 \cdot 10^{-7}$$

Zachowanie liczby leptonowej w generacjach

Przykłady:

$$\sigma(\mu^- \text{ Ti} \rightarrow e^- \text{ Ca}) / \sigma(\mu^- \text{ Ti} \rightarrow \text{capture}) < 4.3 \cdot 10^{-12}$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^+ \gamma) / \Gamma_{\text{tot}} < 6,8 \cdot 10^{-8}$$

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \gamma) / \Gamma_{\text{tot}} < 1,2 \cdot 10^{-11}$$

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^+ e^- e^-) / \Gamma_{\text{tot}} < 1,0 \cdot 10^{-12}$$

$$K_L^0 \rightarrow \mu^- e^+ (\text{lub } \mu^+ e^-) / \text{all} < 4,7 \cdot 10^{-12}$$

Produkcja dziwności w oddziaływaniach silnych

Przykład:

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$$

produkcja **zawsze parami**

$$\mathbf{S} \quad \mathbf{0} + \mathbf{0} = \mathbf{+1} + \mathbf{-1}$$

pojawianie się par $s\bar{s}$

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : \lambda_s$$

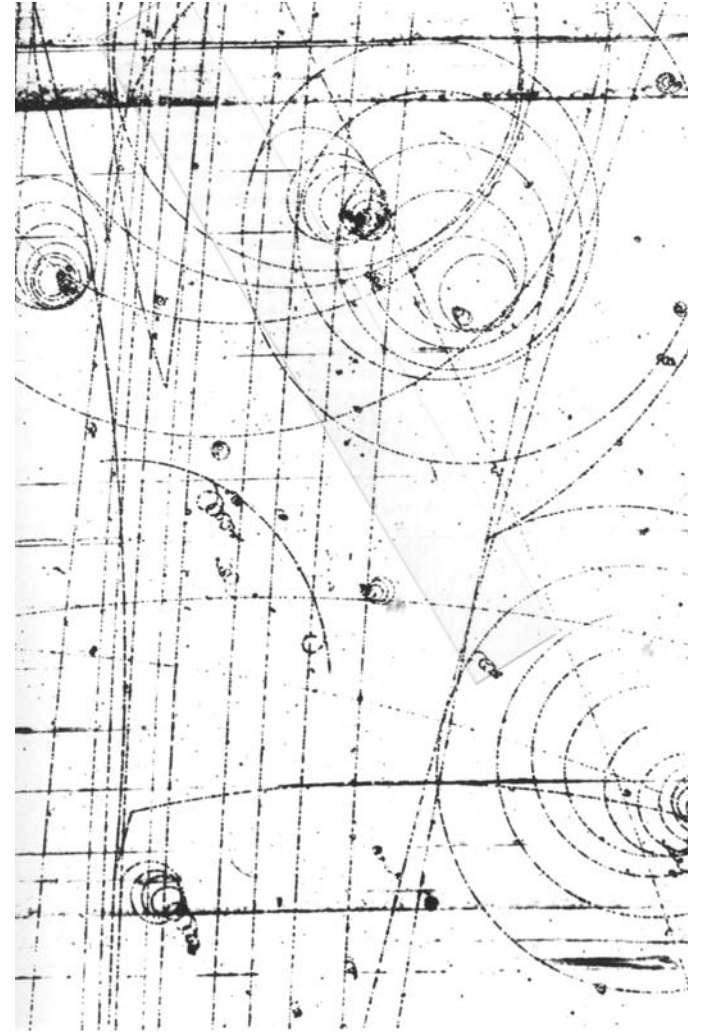
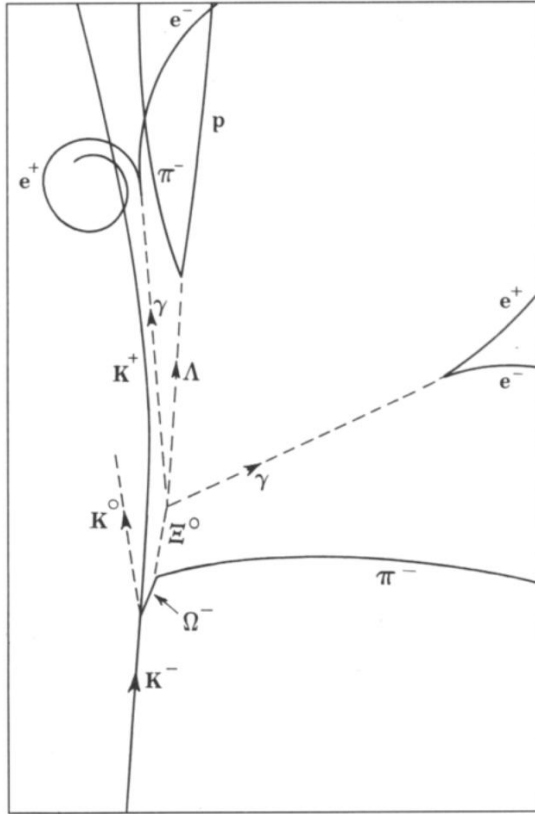
„*strange quark suppression factor*”

$$\lambda_s = \frac{2 \langle N_{s\bar{s}} \rangle}{\langle N_{u\bar{u}} \rangle + \langle N_{d\bar{d}} \rangle}$$

λ_s rośnie powoli
z energią zderzenia

Także możliwość $c\bar{c} \rightarrow s\bar{s}$ etc., ale λ_c dużo mniejsze

Odkrycie hiperonu Ω^- [Phys. Rev. Lett. 12, 204 (1964)]



$$K^- p \rightarrow \Omega^- K^0 K^+$$

$$\Xi^0 \pi^-$$

$$\Lambda^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$$

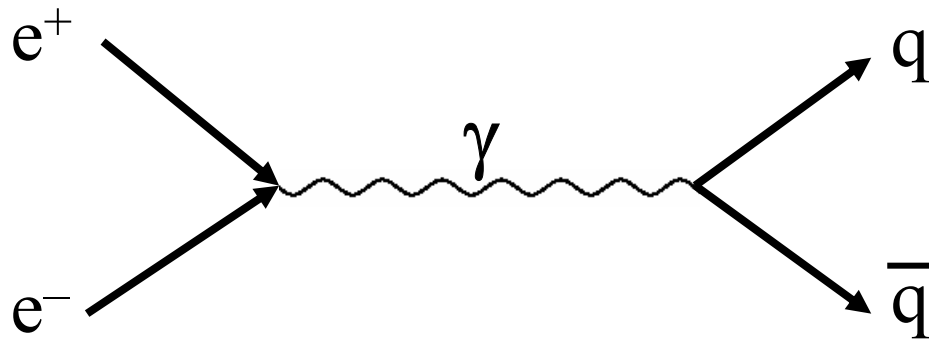
$$p \pi^-$$

$$e^+ e^-$$

$$e^+ e^-$$

$$(s\bar{u}) + (uud) \rightarrow (sss) + (\bar{s}d) + (\bar{s}u)$$

Produkcja dziwności w oddziaływaniach elektromagnetycznych



Produkcja „wprost”

$d\bar{d}$
1/9

$u\bar{u}$
4/9

$s\bar{s}$
1/9

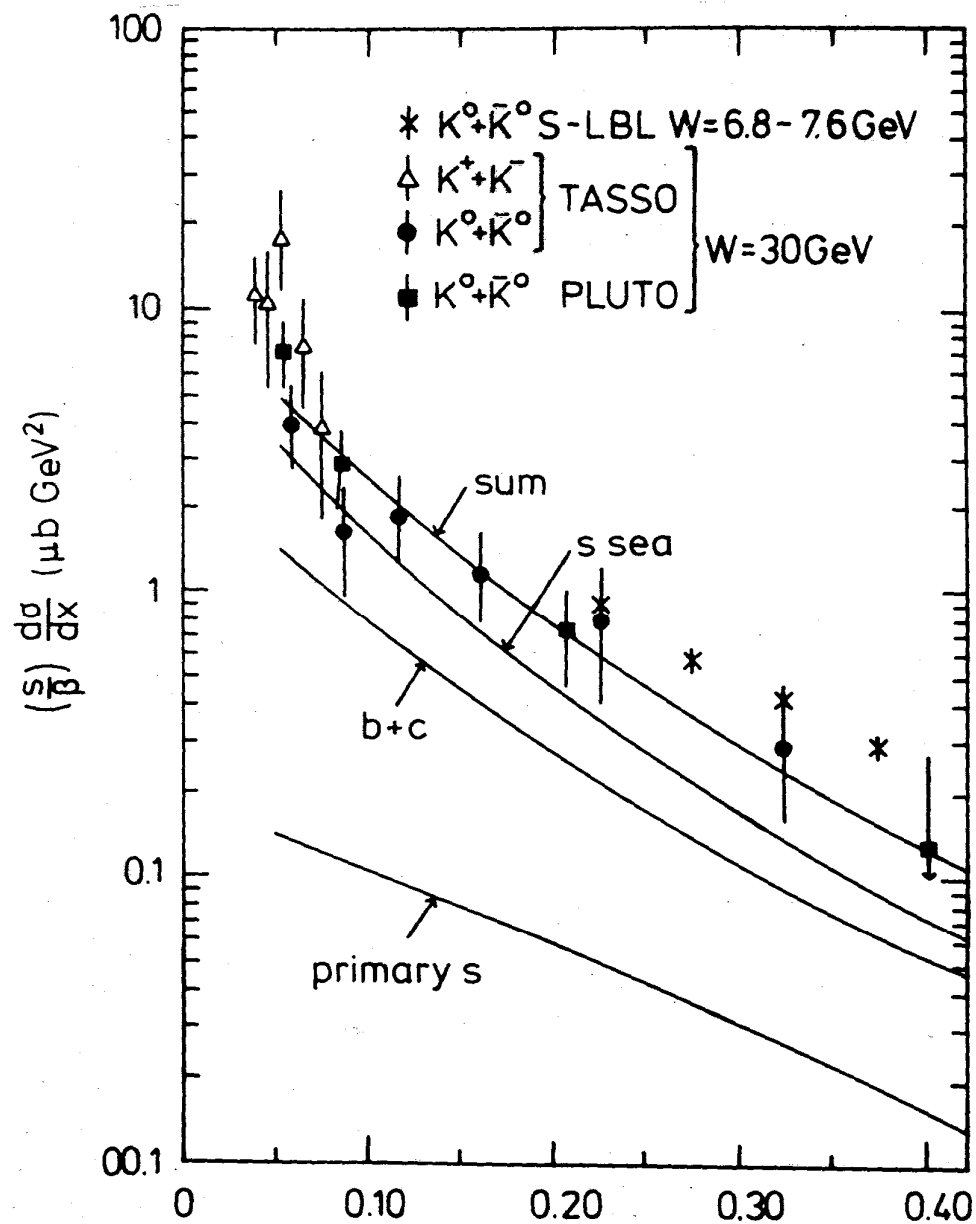
$c\bar{c}$
4/9

$b\bar{b}$
1/9

$t\bar{t}$
4/9

Ponadto produkcja dziwności przez pary $s\bar{s}$, $c\bar{c}$,...
jak w oddziaływaniach silnych

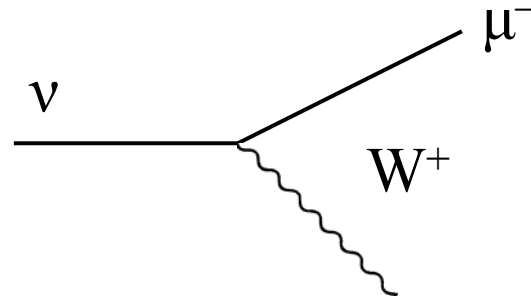
Produkcja dziwności w oddziaływaniach e^+e^-



Produkcja dziwności w oddziaływaniach słabych

Przykład:

$\nu + p \rightarrow$ cząstki dziwne



$$W^+ d_V \rightarrow u + (s\bar{s})$$

$$\cos^2 \theta_c V$$

$$W^+ d_S \rightarrow u + (s\bar{s})$$

$$\cos^2 \theta_c S$$

$$W^+ \bar{u}_S \rightarrow d + (s\bar{s})$$

$$\cos^2 \theta_c S$$

$$W^+ \bar{u}_S \rightarrow \bar{s}$$

$$\sin^2 \theta_c S$$

$$W^+ s (+\bar{s}) \rightarrow u (+\bar{s})$$

$$\sin^2 \theta_c S$$

$$W^+ d_V \rightarrow c \rightarrow s$$

$$\sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c V$$

$$W^+ d_S \rightarrow c \rightarrow s$$

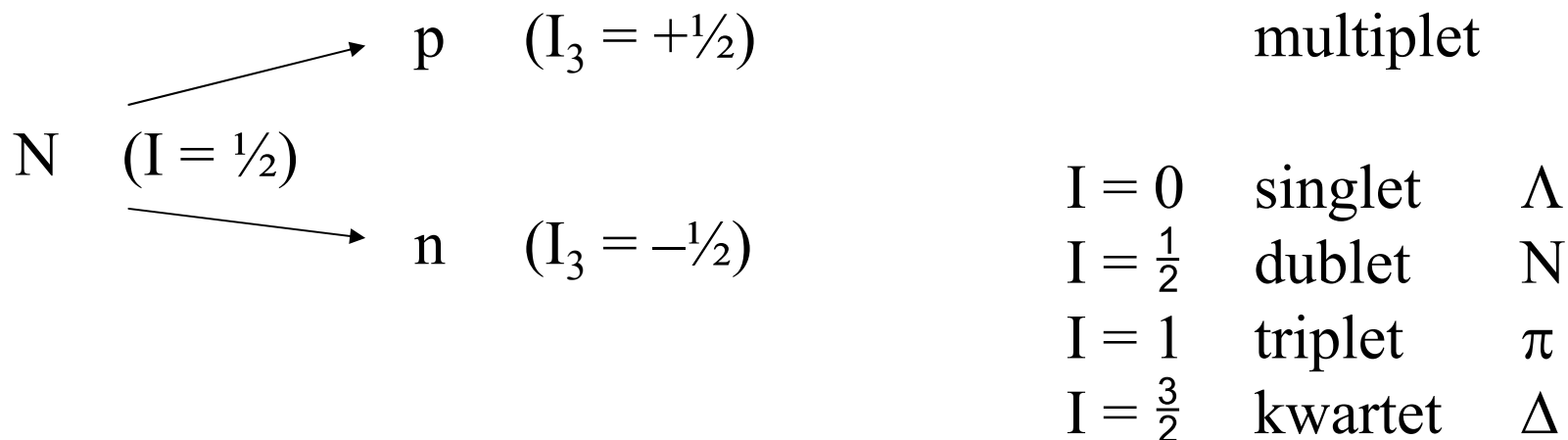
$$\sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c S$$

$$W^+ s (+\bar{s}) \rightarrow c (+\bar{s})$$

$\swarrow$
 s

$$\cos^2 \theta_c \cos^2 \theta_c S$$

Izospin (spin izotopowy), Heisenberg (1932)



Oddziaływanie silne: zachowanie I oraz I_3

Oddziaływanie elektromagnetyczne: zachowanie I_3
niezachowanie I

Przykład: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$

I	1	0
I_3	0	0

Zasada zachowania izospinu w oddziaływaniach silnych (formalizm Szmuszkiewicza)

И. Шмушкевич, Доклады Академии Наук **103**, 235 (1955); **106**, 801 (1956)

[patrz też: G. Pinski et al. Phys. Rev. **140**, B1045 (1965),

Ch. Wohl, Am. J. Phys. **50**, 748 (1982)]

Definicja: **populacja jednorodna** to taka, która zawiera jednakową liczbę wszystkich członków danego multipletu (singlety są automatycznie populacjami jednorodnymi!)

Reguła Szmuszkiewicza: wszystkie jednorodne populacje cząstek w oddziaływaniach zachowujących izospin pozostają zawsze populacjami jednorodnymi

Formalizm Szmuszkiewicza pozwala łatwo i szybko wyciągać wnioski dotyczące np. przekrojów czynnych lub współczynników rozgałęzienia w oddziaływaniach zachowujących izospin bez konieczności posługiwania się współczynnikami Clebscha–Gordona

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza

Rozpad ω BR (BR – *branching ratio*
= współczynnik rozgałęzienia)

$$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad 1$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \quad 0$$

Rozpad mezonu $f_2^0 \rightarrow \pi\pi$ BR

$$f_2 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad 2/3$$

$$f_2 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad 1/3$$

Rozpad mezonu $f_2^0 \rightarrow \omega \pi^0$ BR = 0

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Rozpad mezonu ρ (triplet izospinowy)

	BR	
$\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	1	
$\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$	1	
$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	1	
$\rho^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	0	rozpad wzbroniony przez zachowanie izospinu

Rozpad barionu $\Delta \rightarrow N \pi$ (kwartet izospinowy)

	BR
$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$	1
$\Delta^+ \rightarrow n \pi^+$	1/3
$\Delta^+ \rightarrow p \pi^0$	2/3
$\Delta^0 \rightarrow n \pi^0$	2/3
$\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$	1/3
$\Delta^- \rightarrow n \pi^-$	1

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Współczynniki rozgałęzienia (i przekroje czynne) muszą być jednakowe dla przypadków związanych **symetrią ładunkową**

I_3	$+3/2$	$+1/2$	$-1/2$	$-3/2$		$+1$	0	-1		$+1$	0	-1		$+1/2$	$-1/2$
	Δ^{++}	Δ^+	Δ^0	Δ^-		ρ^+	ρ^0	ρ^-		π^+	π^0	π^-		K^+	K^0

Rozpad mezonu a_2

Rozpad mezonu a_2	BR	BR	
$a_2^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$	1	1/2	tylko takie rozwiązanie spełnia regułę Szmuszkiewicza oraz symetrię ładunkową
$a_2^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$	0	1/2	
$a_2^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$	0	1/2	
$a_2^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$	0	0	
$a_2^0 \rightarrow \rho^- \pi^+$	1	1/2	
$a_2^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$	1	1/2	
$a_2^- \rightarrow \rho^- \pi^0$	0	1/2	

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Duplety izospinowe N^*

BR

$$N^{*+} \rightarrow n \pi^+ \quad 2/3$$

$$N^{*+} \rightarrow p \pi^0 \quad 1/3$$

$$N^{*0} \rightarrow n \pi^0 \quad 1/3$$

$$N^{*0} \rightarrow p \pi^- \quad 2/3$$

rozpady sprzężone
przez symetrię
ładunkową

Fizyka nie może zależeć od naszego wyboru znaku osi izospinu

Można rozważać tylko „połówkę” wszystkich rozpadów;
wówczas trzeba pamiętać o regule, że ma być 2 razy tyle pionów
naładowanych co pionów neutralnych

Reguła $n(\pi^\pm) = 2 n(\pi^0)$ obowiązuje w każdej połówce

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Rozpady $N^* \rightarrow N\pi\pi$

$$\begin{array}{lll} N^{*+} \rightarrow p \pi^+ \pi^- & n_{cc} & c - \text{charged} \\ N^{*+} \rightarrow n \pi^+ \pi^0 & n_{c0} & \\ N^{*+} \rightarrow p \pi^0 \pi^0 & n_{00} & n_{cc} + n_{c0} + n_{00} = n_{\text{tot}} \end{array}$$

Liczba pionów naładowanych $2n_{cc} + n_{c0}$

Liczba pionów neutralnych $n_{c0} + 2n_{00}$

$$2n_{cc} + n_{c0} = 2(n_{c0} + 2n_{00}) \quad \Longrightarrow \quad 2n_{cc} = n_{c0} + 4n_{00}$$

Dzieląc przez n_{tot} przechodzimy do BR

$$f_{cc} + f_{c0} + f_{00} = 1 \quad 2f_{cc} = f_{c0} + 4f_{00} \quad \begin{array}{l} \text{o jedno równanie za} \\ \text{mało} \end{array}$$

W tym wypadku zasada zachowania izospinu i symetria ładunkowa nie określają jednoznacznie wartości BR; przyczyną są różne możliwe stany pośrednie

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Przypadek $N^* \rightarrow \Delta \pi \rightarrow N \pi \pi$

$$N^{*+} \rightarrow \Delta^{++} \pi^- \quad f_{++}$$

$$N^{*+} \rightarrow \Delta^+ \pi^0 \quad f_+ \quad f_{++} + f_+ + f_0 = 1$$

$$N^{*+} \rightarrow \Delta^0 \pi^+ \quad f_0$$

$$f_{++} + f_0 = 2f_+ \quad (\text{z reguły znaków pionów})$$

$$f_{++} = f_+ + f_0 \quad (\text{z warunku symetrii: } \Delta^{++} + \Delta^- = \Delta^+ + \Delta^0)$$

$$f_{++} = 1/2, \quad f_+ = 1/3, \quad f_0 = 1/6$$

$$f_{++} \quad 1/2 \quad \Delta^{++} \pi^- \quad 1 \quad \rightarrow \textcolor{teal}{p} \textcolor{teal}{\pi^+} \textcolor{teal}{\pi^-}$$

$$f_+ \quad 1/3 \quad \Delta^+ \pi^0 \quad \left\{ \begin{array}{l} 1/3 \rightarrow \textcolor{blue}{n} \textcolor{blue}{\pi^+} \textcolor{blue}{\pi^0} \\ 2/3 \rightarrow \textcolor{teal}{p} \textcolor{teal}{\pi^0} \textcolor{teal}{\pi^0} \end{array} \right.$$

$$f_0 \quad 1/6 \quad \Delta^0 \pi^+ \quad \left\{ \begin{array}{l} 2/3 \rightarrow \textcolor{blue}{n} \textcolor{blue}{\pi^0} \textcolor{blue}{\pi^+} \\ 1/3 \rightarrow \textcolor{teal}{p} \textcolor{teal}{\pi^-} \textcolor{teal}{\pi^+} \end{array} \right.$$

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

ostateczne wyniki dla wartości f

$p \pi^+ \pi^-$	$1/2 + (1/6)(1/3)$	$= 9/18 + 1/18$	$= 5/9$
$n \pi^+ \pi^0$	$(1/3)(1/3) + (1/6)(2/3)$	$= 1/9 + 2/18$	$= 2/9$
$p \pi^0 \pi^0$	$(1/3)(2/3)$		$= 2/9$

	f_{cc}	f_{c0}	f_{00}
$N^* \rightarrow \Delta \pi$	5/9	2/9	2/9
$N^* \rightarrow N \rho$	1/3	2/3	0
$N^* \rightarrow N f_2$	2/3	0	1/3
$N^* \rightarrow N^* \pi$	4/9	4/9	1/9

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Związki między przekrojami czynnymi

Deuteron jest singletem izospinowym

$d d \rightarrow d d \pi^0$	reakcja silna wzbroniona przez zachowanie izospinu
$\rightarrow d d \pi^+ \pi^-$	$2/3$
$\rightarrow d d \pi^0 \pi^0$	$1/3$
$\rightarrow d d \pi^+ \pi^- \pi^0$	1
$\rightarrow d d \pi^0 \pi^0 \pi^0$	reakcja silna wzbroniona przez zachowanie izospinu

Reakcje z roz biciem jednego deuteronu

$d d \rightarrow d n n \pi^+$	} jednakowe przekroje czynne
$\rightarrow d p n \pi^0$	
$\rightarrow d p p \pi^-$	

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Produkcja pionów w zderzeniach pd

$$\begin{array}{ll} p d \rightarrow n d \pi^+ & \sigma_c \\ p d \rightarrow p d \pi^0 & \sigma_0 \end{array} \quad \begin{array}{ll} n d \rightarrow p d \pi^- & \\ n d \rightarrow n d \pi^0 & \end{array} \quad \sigma_c = 2\sigma_0$$

$$\begin{array}{ll} p d \rightarrow p d \pi^+ \pi^- & \sigma_{cc} \\ p d \rightarrow n d \pi^+ \pi^0 & \sigma_{c0} \\ p d \rightarrow p d \pi^0 \pi^0 & \sigma_{00} \end{array} \quad \begin{array}{ll} n d \rightarrow n d \pi^- \pi^+ & \\ n d \rightarrow p d \pi^- \pi^0 & \\ n d \rightarrow n d \pi^0 \pi^0 & \end{array} \quad 2\sigma_{cc} = \sigma_{c0} + 4\sigma_{00}$$

Reakcje z roz biciem deuteronu

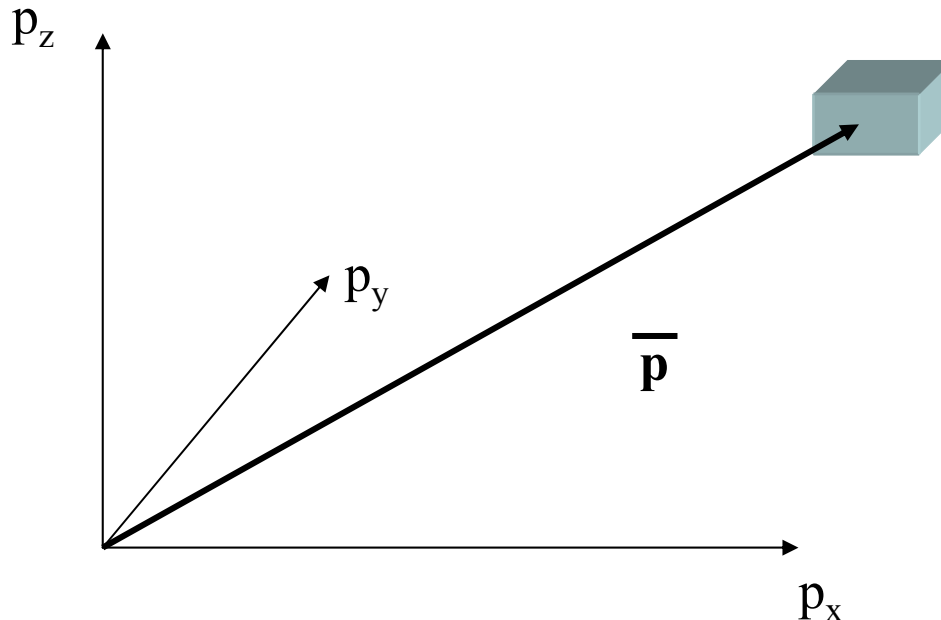
$$\begin{array}{ll} p d \rightarrow p n n \pi^+ & \\ p d \rightarrow p p n \pi^0 & \\ p d \rightarrow p p p \pi^- & \end{array} \quad \begin{array}{ll} n d \rightarrow n p p \pi^- & \\ n d \rightarrow n n p \pi^0 & \\ n d \rightarrow n n n \pi^+ & \end{array} \quad \sigma_c = 2\sigma_0$$

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Reakcje z innymi tarczami izoskalarnymi

He^4 , C^{12} , N^{14} , O^{16} , Ne^{20}

Na przykład: $\sigma (\pi^+ \text{Ne}^{20} \rightarrow p + X) = \sigma (\pi^- \text{Ne}^{20} \rightarrow n + X)$



**Taka równość
jest prawdziwa
także dla
każdego wycinka
przestrzeni
fazowej**

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Sytuacja bardziej złożona jeśli żadna z cząstek nie jest singletem izospinowym
Na przykład

			π^+	π^-	π^0
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	$\pi^- n \rightarrow \pi^- n$	σ_1	1	1	0
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	$\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n$	σ_2	1	1	0
$\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p$	$\pi^0 n \rightarrow \pi^0 n$	σ_3	0	0	2
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$	σ_4	0	0	2
$\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$	$\pi^0 n \rightarrow \pi^- p$	σ_5	1	1	0

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_5 = 2(\sigma_3 + \sigma_4); \quad \sigma_4 = \sigma_5 \quad \Longrightarrow \quad \sigma_1 + \sigma_2 = 2\sigma_3 + \sigma_4$$

$\pi^+ n \rightarrow \Lambda K^+$	$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$	σ_1
$\pi^0 p \rightarrow \Lambda K^+$	$\pi^0 n \rightarrow \Lambda K^0$	σ_2

$$\sigma_1 = 2\sigma_2$$

Przykłady stosowania formalizmu Szmuszkiewicza cd.

Reakcje z produkcją cząstek dziwnych

$\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^+$	$\pi^- n \rightarrow \Sigma^- K^0$	σ_1
$\pi^- p \rightarrow \Sigma^0 K^0$	$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^0 K^+$	σ_2
$\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+$	$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^+ K^0$	σ_3

$$\sigma_1 + \sigma_3 = 2\sigma_2$$

$p p \rightarrow p \Sigma^+ K^0$	$n n \rightarrow n \Sigma^- K^+$	σ_1
$p p \rightarrow p \Sigma^0 K^+$	$n n \rightarrow n \Sigma^0 K^0$	σ_2
$p p \rightarrow n \Sigma^+ K^+$	$n n \rightarrow p \Sigma^- K^0$	σ_3
$p n \rightarrow p \Sigma^0 K^0$	$n p \rightarrow n \Sigma^0 K^+$	σ_4
$p n \rightarrow p \Sigma^- K^+$	$n p \rightarrow n \Sigma^+ K^0$	σ_5
$p n \rightarrow n \Sigma^+ K^0$	$n p \rightarrow p \Sigma^- K^+$	σ_6
$p n \rightarrow n \Sigma^0 K^+$	$n p \rightarrow p \Sigma^0 K^0$	σ_7

$$\sigma_1 + \sigma_3 + \sigma_5 + \sigma_6 = 2(\sigma_2 + \sigma_4 + \sigma_7)$$

Układ π^+p ma $I_3 = +1 + \frac{1}{2} = +\frac{3}{2}$

Układ π^-p ma $I_3 = -1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$

Rozpraszanie π^+p tylko w stanie $I = \frac{3}{2}$

Rozpraszanie π^-p zarówno w stanie $I = \frac{3}{2}$ jak $I = \frac{1}{2}$

$$\sigma(\pi^+p) = \sigma(I = \frac{3}{2})$$

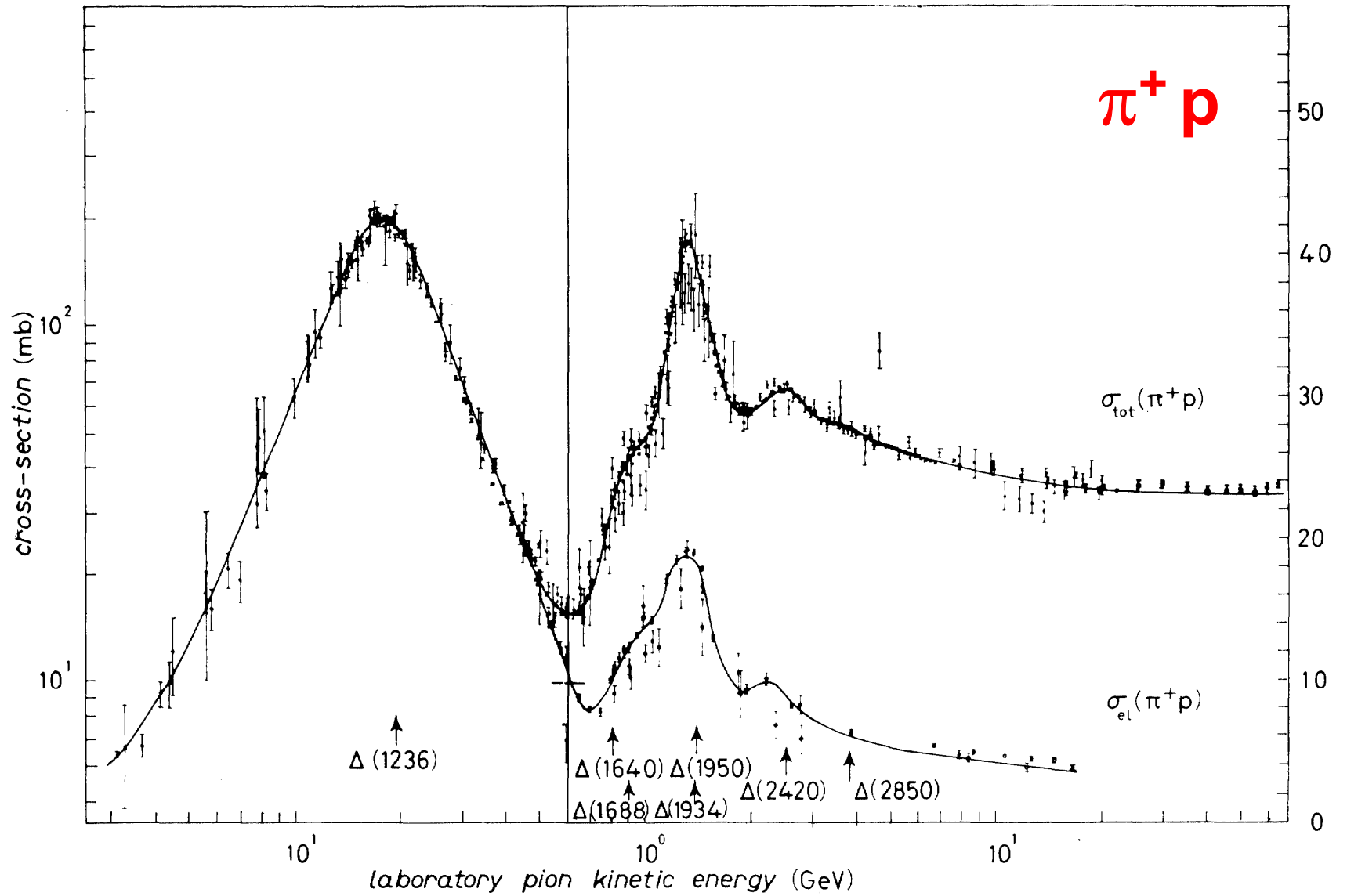
$$\sigma(\pi^-p) = \frac{1}{3}[\sigma(I = \frac{3}{2}) + 2\sigma(I = \frac{1}{2})]$$

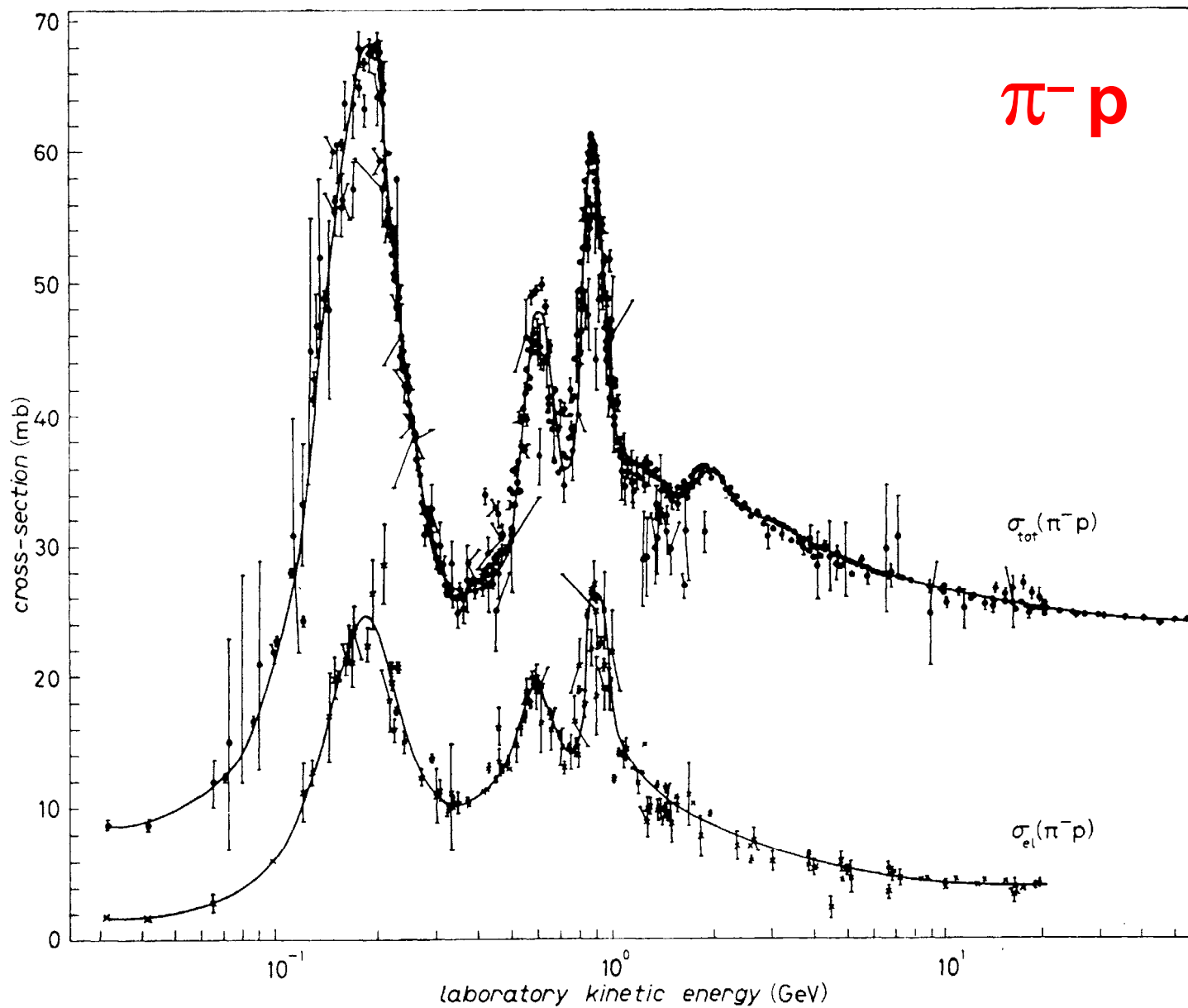
$$\sigma(I = \frac{1}{2}) = \frac{3}{2}\sigma(\pi^-p) - \frac{1}{2}\sigma(\pi^+p)$$

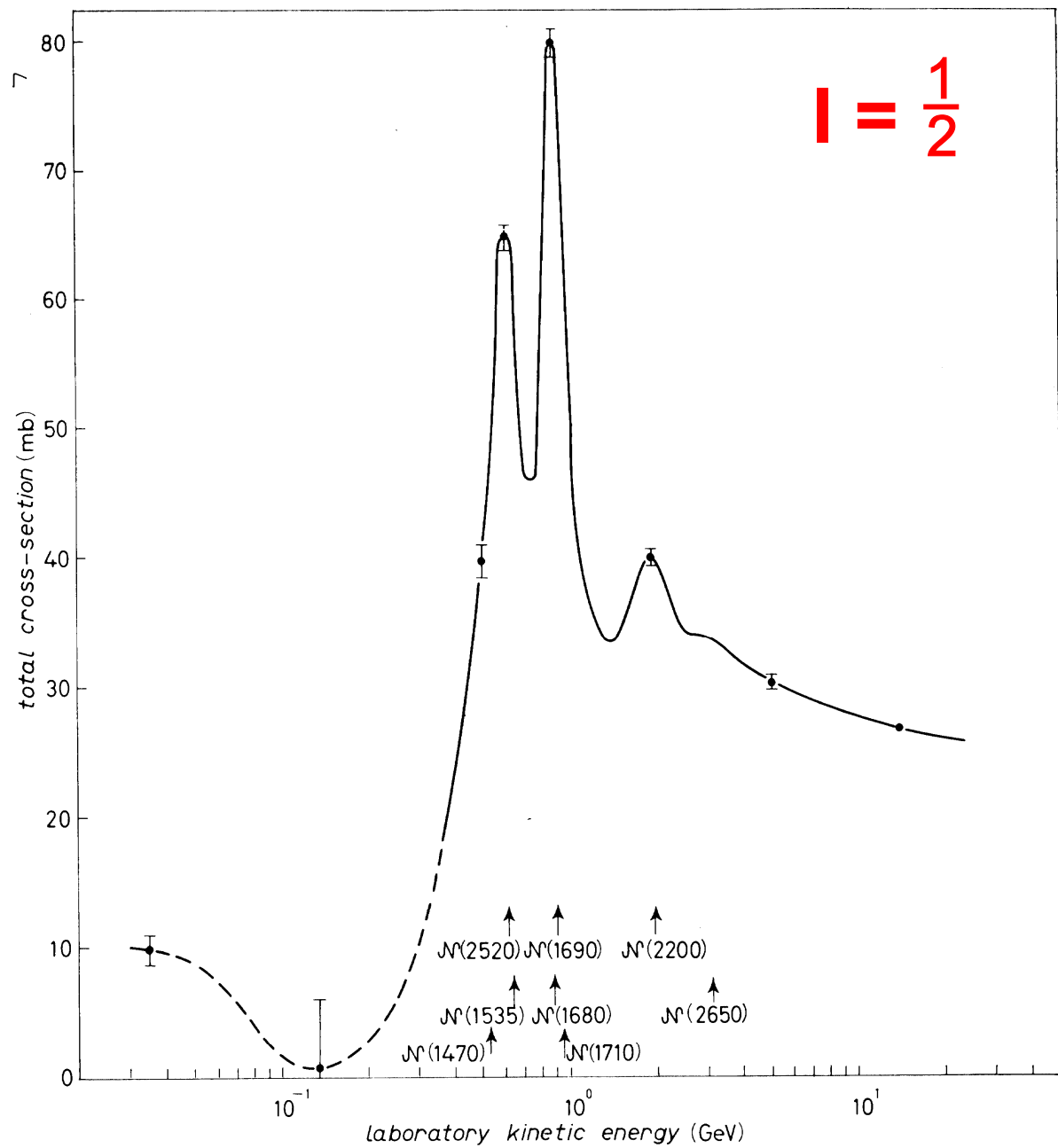
$$\sigma(K^-n) = \sigma(I = 1)$$

$$\sigma(K^-p) = \frac{1}{2}[\sigma(I = 0) + \sigma(I = 1)]$$

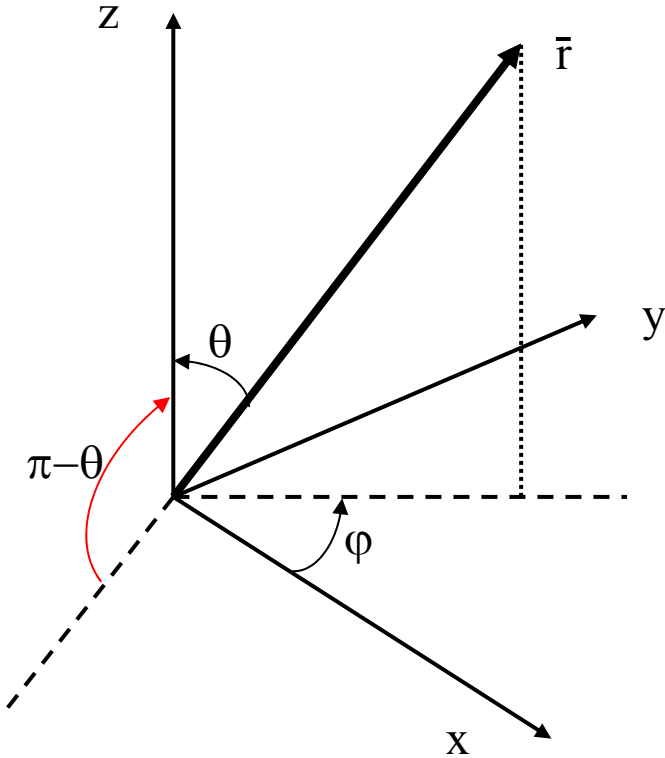
itd.







Parzystość P (**multiplikatywna** liczba kwantowa)



$$P \psi(\vec{r}) \rightarrow \psi(-\vec{r})$$

przy inwersji współrzędnych

$$\theta \rightarrow \pi - \theta \quad \cos(\pi - \theta) \rightarrow \cos \theta$$

$$\varphi \rightarrow \pi + \varphi \quad \sin(\pi - \theta) \rightarrow \sin \theta$$

$$\exp(im(\pi + \varphi)) \rightarrow (-1)^m \exp(im\varphi)$$

$$P_l^m(\cos \theta) \rightarrow P_l^m(\cos(\pi - \theta)) \rightarrow (-1)^{l+m} P_l^m(\cos \theta)$$

$$Y_l^m(\theta, \varphi) \sim P_l^m(\cos \theta) \exp(im\varphi)$$

$$Y_l^m(\theta, \varphi) \rightarrow Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \varphi) \rightarrow (-1)^l Y_l^m(\theta, \varphi)$$

$$a + b \rightarrow c + d$$

$$P | i \rangle = P | a \rangle P | b \rangle P | \text{ruch względny} \rangle \rightarrow P_a P_b (-1)^l$$

$$P | f \rangle = P | c \rangle P | d \rangle P | \text{ruch względny} \rangle \rightarrow P_c P_d (-1)^{l'}$$

$$\text{np. } P | a \rangle = P_a | a \rangle$$

parzystości wewnętrzne

operator parzystości P jest unitarny, ma wartości własne ± 1

Definicja ustalająca: $P_{\text{proton}} = +$

Ustalenie parzystości pionu

$$\pi^- d \rightarrow n n \quad (\text{ale } \pi^- d \not\rightarrow n n \pi^0)$$

$$P_d P_{\pi^-} (-1)^l = P_n P_n (-1)^{l'} = (-1)^{l'}$$

W deuteronie spiny nukleonów są równoległe, spin = 1,
względny moment pędu = 0, stąd $P_d = P_p P_n$

Wychwyt pionu następuje ze stanu S ($l = 0$), stąd $P|i\rangle = P_{\pi^-} P_p P_n$

w stanie końcowym dwa identyczne fermiony; z warunku, że
całkowita funkcja falowa musi być antysymetryczna można ustalić l'

1) spiny neutronów są antyrównoległe, część przestrzenna funkcji
falowej musi być symetryczna $\rightarrow l' = 0, 2, \dots$

2) spiny neutronów są równoległe $\rightarrow l' = 1, 3, \dots$

tylko dla $l' = 1$ całkowity moment pędu = 1 (stan 3P_1)

Dwa rozwiązania: a) $P_p = P_n = +$, $P_{\pi^-} = -$

b) $P_p = P_{\pi^-} = +$, $P_n = -$

Przyjmujemy rozwiązanie a): $P_n = +$ (n, p ten sam izomultipliket)

Dlaczego nie można zmierzyć parzystości względnej np. p i n ?

$$P|p\rangle = |p\rangle \quad P|n\rangle = |n\rangle$$

Zmodyfikowany operator parzystości $P' = P \exp(i\pi Q)$ jest nieodróżnialny od P , także zamienia $\bar{x}$ na $-\bar{x}$, komutuje z H , itd.

$$\text{Ale } P'|p\rangle = P \exp(i\pi Q)|p\rangle = -P|p\rangle = -|p\rangle$$

$$P'|n\rangle = |n\rangle$$

A więc parzystość względną dla układów o różnym ładunku nie może być wyznaczona jednoznacznie

[podobnie $P' = P \exp(i\pi Y)$; $Y = Q + S$ (hiperładunek)]

Parzystość względną można wyznaczać dla układów o jednakowych liczbach $Q, Y, \dots$

Parzystość K wyznaczamy z reakcji $K^- {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- {}^4_{\Lambda}\text{He}$
 $K^- {}^4\text{He} \rightarrow \pi^0 {}^4_{\Lambda}\text{H}$

Jeżeli spiny wszystkich cząstek są $= 0$, to moment pędu jednakowy w stanie początkowym i końcowym

Parzystości ${}^4\text{He}, {}^4_{\Lambda}\text{He}, {}^4_{\Lambda}\text{H}$ są dodatnie, jeśli $P_p = P_n = P_{\Lambda} = +$ (ten sam multiplet SU_3)
stąd $P_{K^-} = P_{\pi^-} = -$

Parzystość ładunkowa C - **multiplikatywna** liczba kwantowa
(*charge conjugation*)

$$C |\gamma\rangle = - |\gamma\rangle$$

$$C |\pi^0\rangle = + |\pi^0\rangle \quad (\text{Rozpad } \pi^0 \rightarrow 2 \gamma)$$

$$C |\eta\rangle = + |\eta\rangle$$

$$C |\omega\rangle = - |\omega\rangle \quad (\text{Rozpad } \omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$$

$$\text{BR}(\omega \rightarrow 3\pi^0) < 3 \cdot 10^{-4}$$

Jeżeli C zachowane w oddziaływaniach elektromagnetycznych

$$\text{to } \pi^0 \not\rightarrow 3 \gamma, \eta \not\rightarrow 3 \gamma$$

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow 3 \gamma) < 3,1 \cdot 10^{-8} \quad (\text{PDG 2008})$$

$$\text{BR}(\eta \rightarrow 3 \gamma) < 4 \cdot 10^{-5}$$

C zdefiniowane dla cząstek lub układów całkowicie neutralnych,
gdy $B = Q = S = L_e \dots = 0$

Np. e^+e^- , $\bar{p}p$, $\bar{n}n$, $\pi^+\pi^-$, ...

Operator ładunku Q

$$Q |q\rangle = q |q\rangle$$

$$\text{ale } C |q\rangle = q |-q\rangle$$

Komutator operatorów Q i C

$$CQ |q\rangle = q C |q\rangle = q |-q\rangle$$

$$QC |q\rangle = Q |-q\rangle = -q |-q\rangle$$

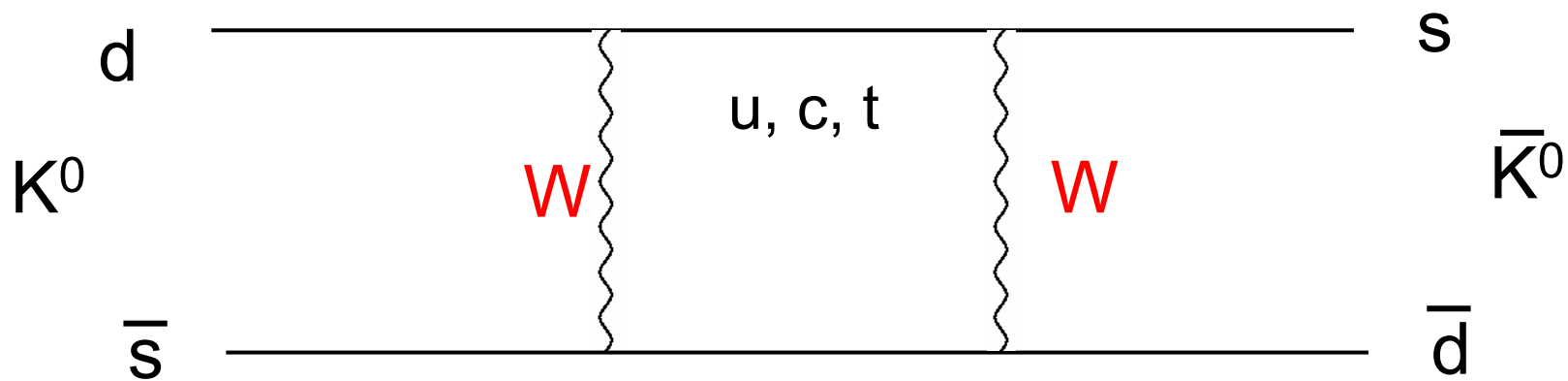
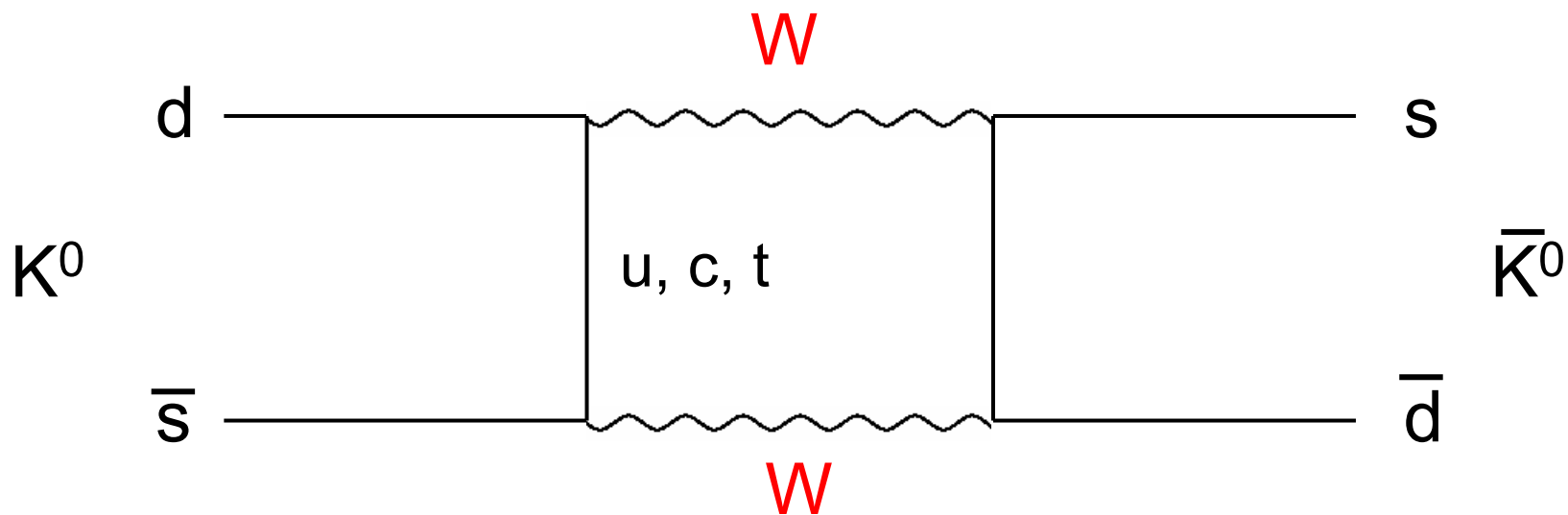
$$[CQ - QC] = (CQ - QC) |q\rangle = 2q |-q\rangle = 2CQ |q\rangle$$

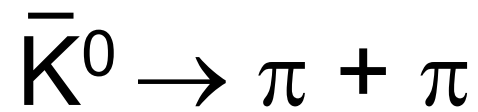
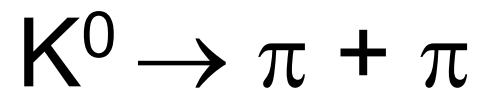
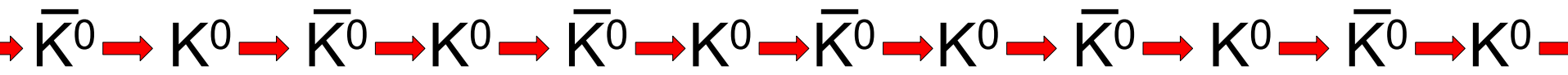
Operatory C i Q nie komutują, a więc nie zawsze można znaleźć stany będące jednocześnie stanami własnymi C i Q

Cząstki naładowane są stanami własnymi Q , a więc nie mogą być stanami własnymi C i nie spełniają równania

$$C |N\rangle = \pm |N\rangle$$

Takie samo zastrzeżenie dotyczy C i B , C i Y itd.





$$P | K^0 \rangle = - | K^0 \rangle$$

$$P | \bar{K}^0 \rangle = - | \bar{K}^0 \rangle$$

$$C | K^0 \rangle = + | \bar{K}^0 \rangle$$

$$C | \bar{K}^0 \rangle = + | K^0 \rangle$$

$$CP | K^0 \rangle = - | \bar{K}^0 \rangle$$

$$CP | \bar{K}^0 \rangle = - | K^0 \rangle$$

$$| K^0_1 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0 \rangle - | \bar{K}^0 \rangle]$$

$$| K^0_2 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0 \rangle + | \bar{K}^0 \rangle]$$

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

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

$$| K^0 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0_1 \rangle + | K^0_2 \rangle]$$

$$| \bar{K}^0 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0_2 \rangle - | K^0_1 \rangle]$$

$$P | K^0 \rangle = - | K^0 \rangle$$

$$P | \bar{K}^0 \rangle = - | \bar{K}^0 \rangle$$

$$C | K^0 \rangle = - | \bar{K}^0 \rangle$$

$$C | \bar{K}^0 \rangle = - | K^0 \rangle$$

$$CP | K^0 \rangle = | \bar{K}^0 \rangle$$

$$CP | \bar{K}^0 \rangle = | K^0 \rangle$$

$$| K^0_1 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0 \rangle + | \bar{K}^0 \rangle]$$

$$| K^0_2 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0 \rangle - | \bar{K}^0 \rangle]$$

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

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

$$| \underline{K}^0 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0_1 \rangle + | K^0_2 \rangle]$$

$$| \bar{K}^0 \rangle = (1/2)^{1/2} [| K^0_1 \rangle - | K^0_2 \rangle]$$

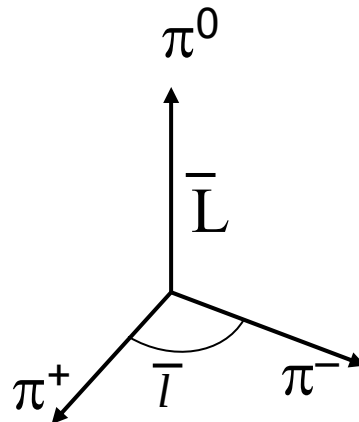
Układ $\pi^+\pi^-$

$$\mathbf{C} \mid \pi^+\pi^- \rangle = (-1)^l \mid \pi^+\pi^- \rangle$$

identycznie jak $\mathbf{P} \mid \pi^+\pi^- \rangle = (-1)^l \mid \pi^+\pi^- \rangle$

$$\mathbf{CP} \mid \pi^+\pi^- \rangle = (-1)^{2l} \mid \pi^+\pi^- \rangle = + \mid \pi^+\pi^- \rangle$$

Układ $\pi^+\pi^-\pi^0$



$$\overline{J} = \overline{L} + \overline{l}$$

$$\text{Spin } K = 0 \quad \overline{L} = -\overline{l} \quad \overline{L} = \overline{l} = 0$$

$$\mathbf{P}(\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^3 (-1)^{L+l} (\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^{L+l+1} (\pi^+\pi^-\pi^0)$$

$$\mathbf{C} (\pi^+\pi^-\pi^0) = (\pi^-\pi^+\pi^0) = (-1)^l (\pi^+\pi^-\pi^0)$$

$$\mathbf{CP} (\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^{2l+L+1} (\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^{L+1} (\pi^+\pi^-\pi^0)$$

$$\mathbf{CP} (\pi^+\pi^-\pi^0)_{L=l=0} = - (\pi^+\pi^-\pi^0)_{L=l=0}$$

$$K^n \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad CP = +1$$

Energia wydzielona w rozpadzie $Q \cong 220 \text{ MeV}$

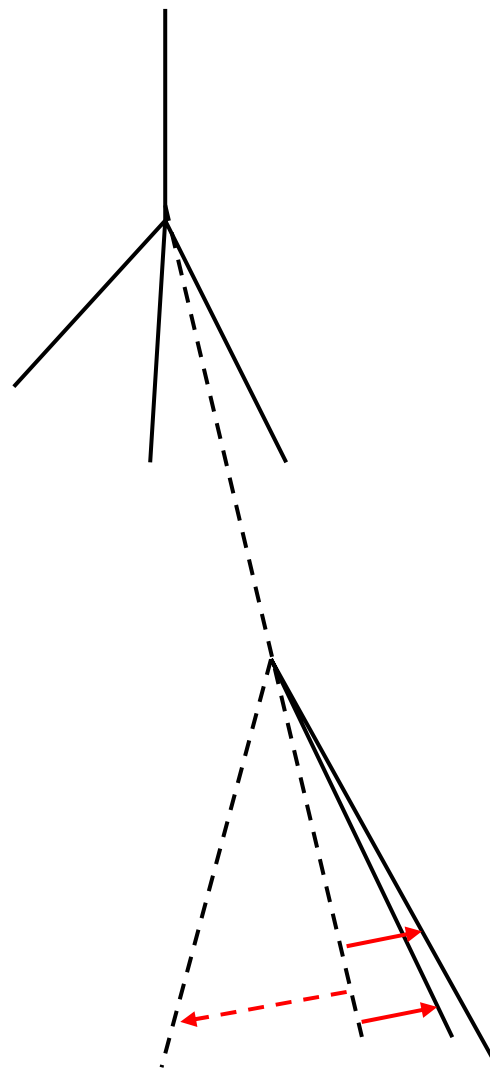
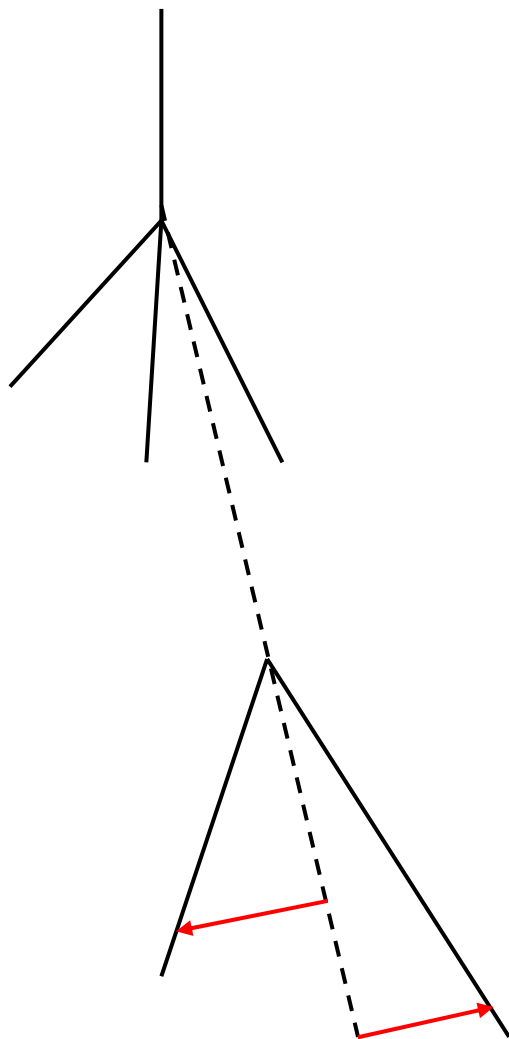
$$K^n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad CP = -1$$

Energia wydzielona w rozpadzie $Q \cong 85 \text{ MeV}$

(bardziej skomplikowany problem energii wydzielanej w rozpadach $K^n \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ itd.)

Zgodnie ze złotą regułą Fermiego można oczekiwać dużej różnicy w średnich czasach życia

Rozpady dwu- i trzyciałowe cząstek neutralnych



Observation of Long-Lived Neutral V Particles*

K. LANDE, E. T. BOOTH, J. IMPEDUGLIA, AND L. M. LEDERMAN,
Columbia University, New York, New York

AND

W. CHINOWSKY, *Brookhaven National Laboratory,
Upton, New York*

(Received July 30, 1956)

THE application of rigorous charge conjugation invariance to strange particle interactions has led to the prediction of rather startling properties for the θ^0 -meson state.¹ Some of these are: (I) the existence of a second neutral particle, θ_2^0 , for which two-pion decay is prohibited; (II) the consequent existence of a second

Report on Long-Lived K^0 Mesons*

K. LANDE AND L. M. LEDERMAN, *Columbia University,
New York, New York*

AND

W. CHINOWSKY, *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York*
(Received February 4, 1957)

THE experiment previously reported¹ which established the existence of a long-lived neutral V particle is being continued. In this report, we give evidence that (1) strengthens the previous surmise¹ that these are indeed K -mass particles with decay modes primarily into $\pi e \nu$ and $\pi \mu \nu$, (2) establishes rather convincingly the existence of the $\pi^+ \pi^- \pi^0$ mode², (3) provides additional evidence for the particle mixture theory.³

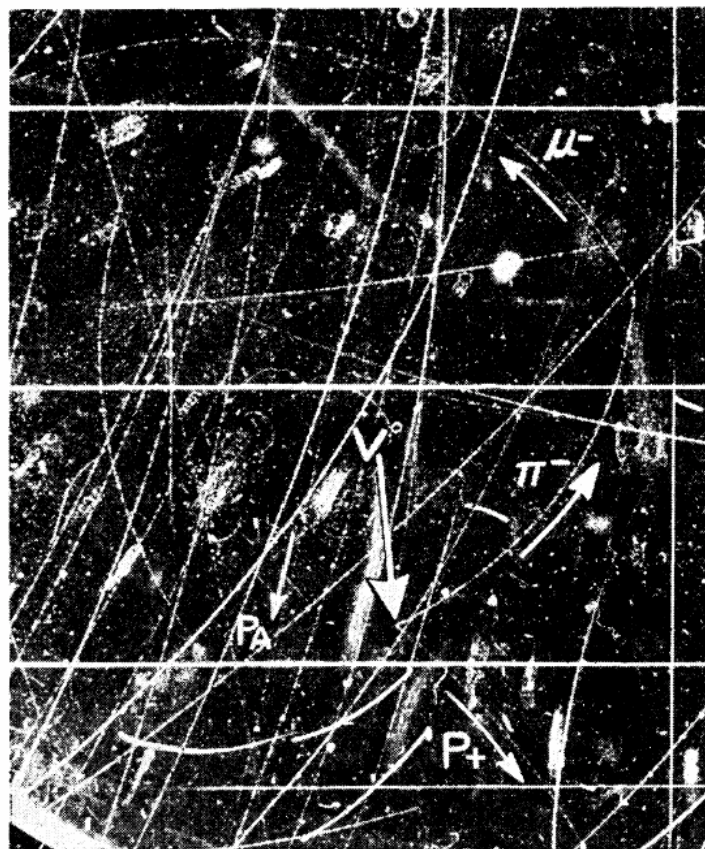


FIG. 2. Example of $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \text{neutral particle}$. P_+ is shown to be a pion by ionization measurements. P_A is a proton track used in the ionization calibration.

$$K^0_1 \rightarrow \pi^+\pi^-$$

$$CP = +1$$

$$\tau \cong 10^{-10} \text{ s}$$

$$K^0_2 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$$

$$CP = -1$$

$$\tau \cong 10^{-8} \text{ s}$$

także inne rozpady trzyciałowe $\pi\mu\nu$, $\pi e\nu$, $\pi^0\pi^0\pi^0$

Ten stan wiedzy utrzymywał się do 1964 r.
(patrz Rozdział 5)

Parzystość G

Wartości własne operatora C tylko dla cząstek neutralnych

Operacja $G = C R = C \exp(i \pi I_2)$

obrót R o kąt π wokół osi I_2 , potem C

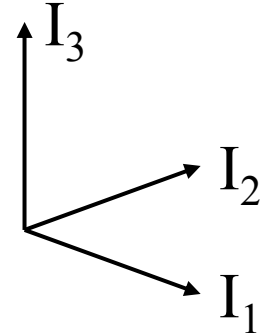
obrót R : $I_3 \rightarrow -I_3$; C : $-I_3 \rightarrow I_3$

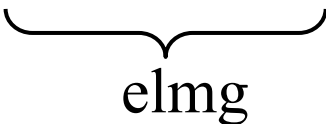
cząstki naładowane mogą być stanami własnymi G ,

ale dla $B = S = 0$ itd. ($[G, B] \neq 0$)

Dla całkowitego I : $G = C (-1)^I$

$G(\pi) = -1$; $G(n \pi) = (-1)^n$

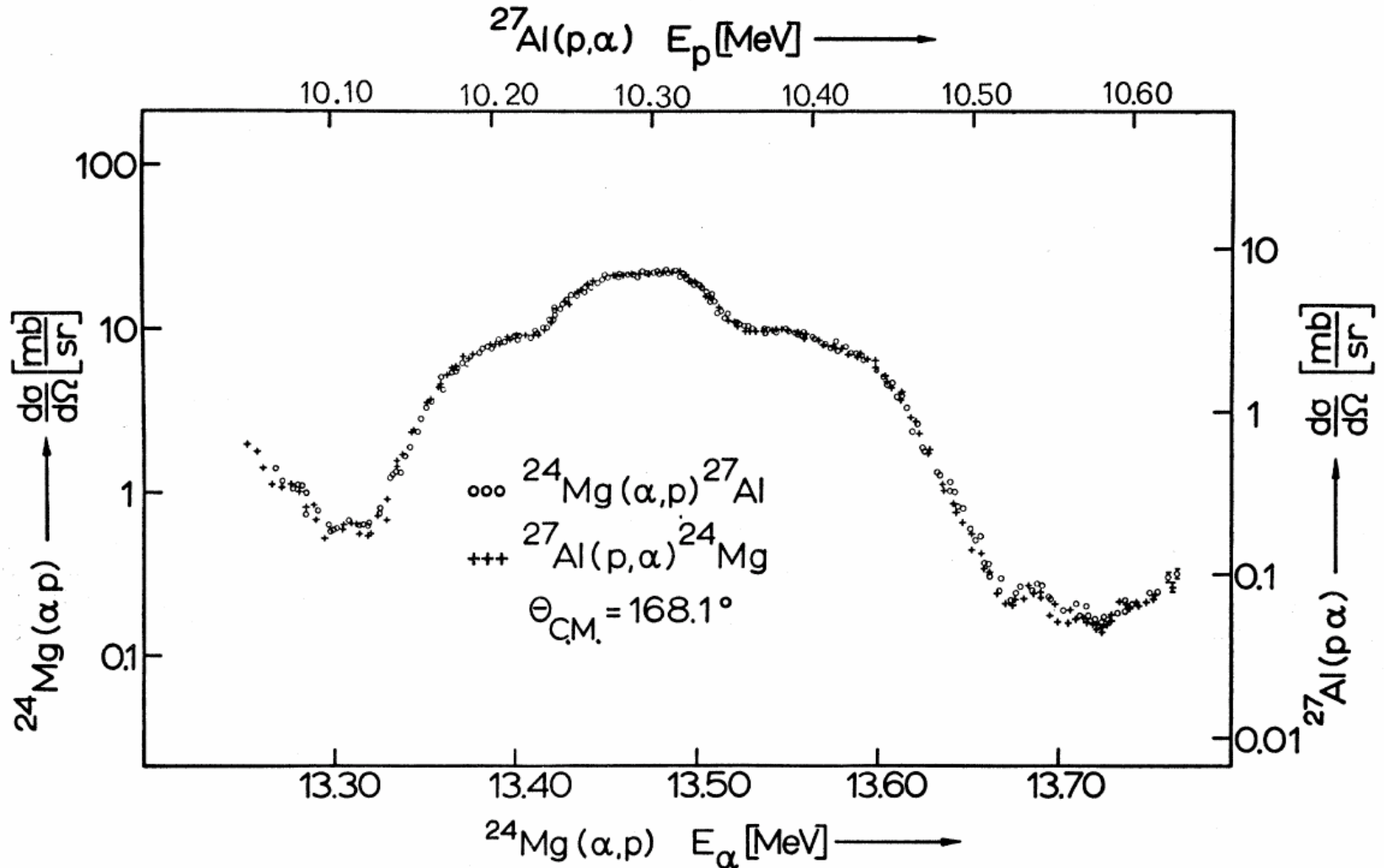
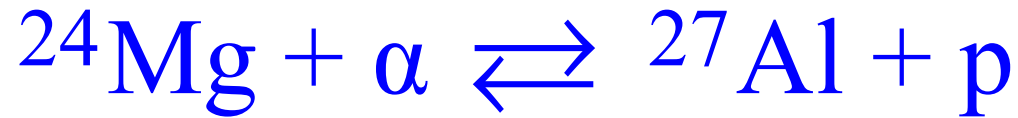


	π	ρ	ω	φ	f	η	η'
I	1	1	0	0	0	0	0
$(-1)^I$	-1	-1	+1	+1	+1	+1	+1
C	+1	-1	-1	-1	+1	+1	+1
$G = C(-1)^I$	-1	+1	-1	-1	+1	+1	+1
Rozpad	-	2π	3π	3π	2π	3π	5π
							

$\eta \not\rightarrow 2\pi (-1)^I_{l=0}$
 $-1 \neq (-1)(-1)$
 rozpad wzbroniony
 przez P

$\eta \not\rightarrow 3\pi$
 rozpad wzbroniony
 przez zachowanie G

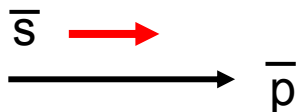
Niezmienniczość względem odwrócenia czasu T
(oddziaływania **silne**)



Helicity (skrętność)

$$h = \vec{s} \cdot \vec{p} / |\vec{s}| \cdot |\vec{p}|$$

przy odbiciu zwierciadlanym wektor $\vec{s}$ zachowuje zwrot ($\vec{s}$ jest wektorem aksjalnym), natomiast wektor $\vec{p}$ zmienia zwrot na przeciwny helicity jest pseudoskalarem, zmienia znak po działaniu operatora parzystości P



skrętność = +1
cząstka prawoskrętna



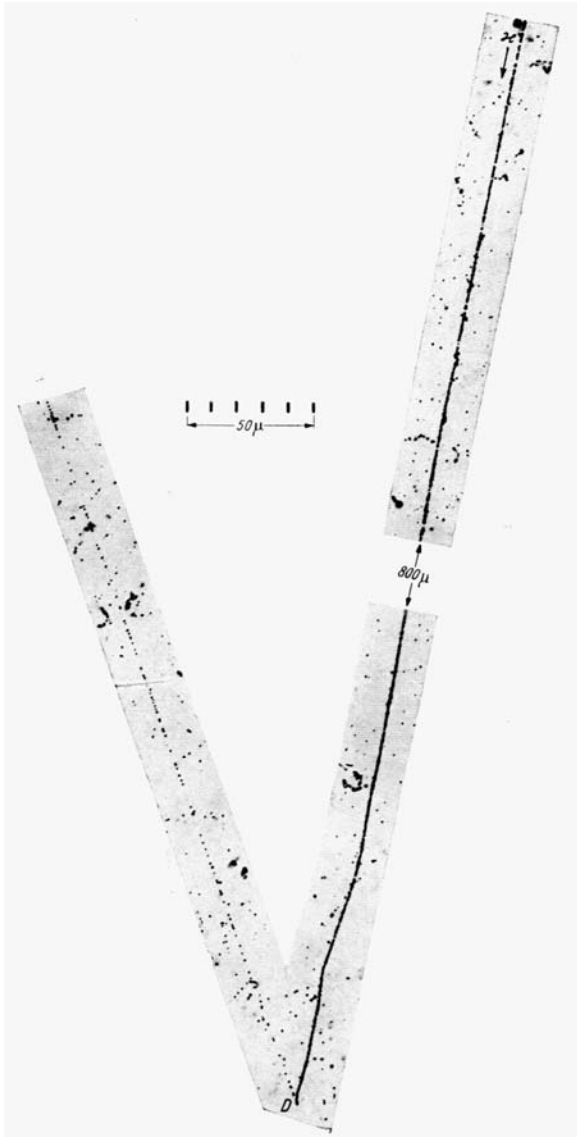
skrętność = -1
cząstka lewoskrętna

skrętność jest niezmiennicza przy transformacji Lorentza **tylko** dla cząstek bezmasowych!

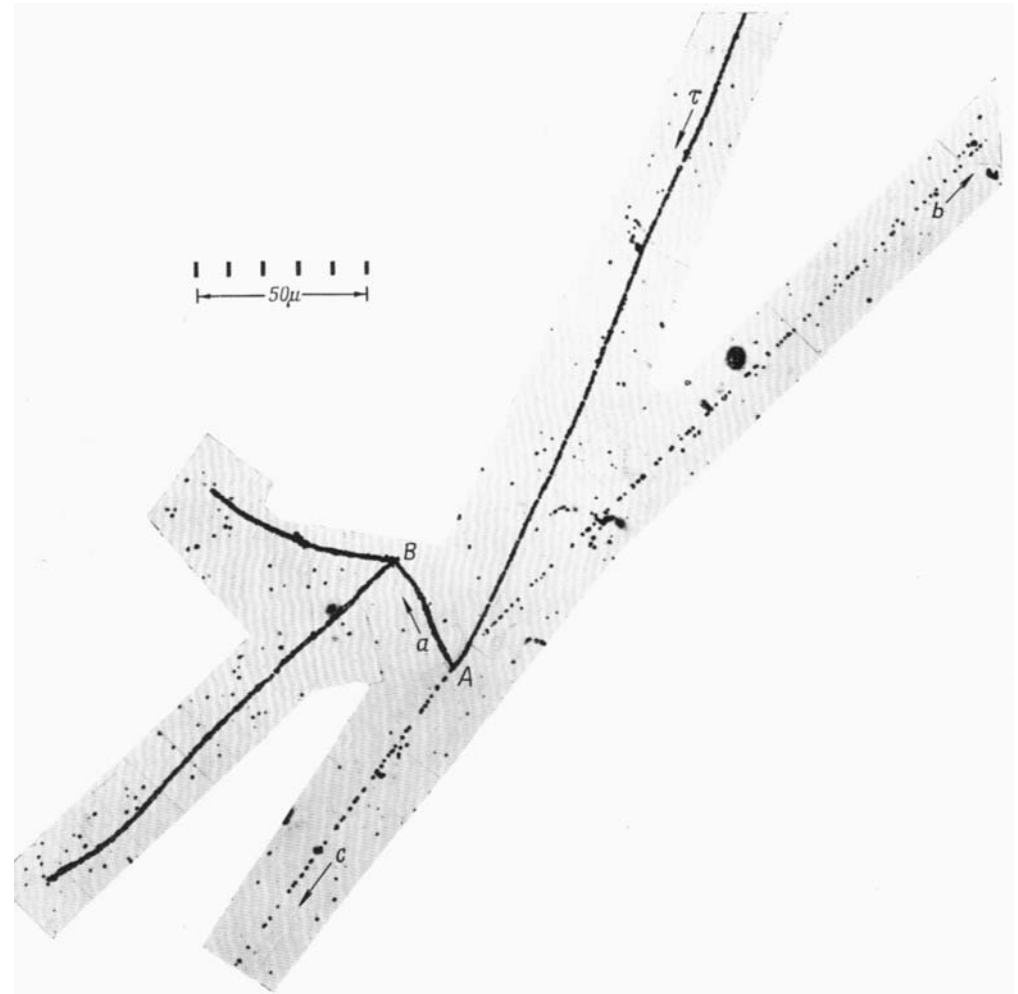
**doświadczenia wskazują jednak, że w przyrodzie występują
lewoskrętne neutrino i prawoskrętne antyneutrino**

Odkrycie niezachowania parzystości
w oddziaływaniach słabych

Zagadka tau-theta



$$\theta^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$$



$$\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}$$

Parzystość pionu jest ujemna

Parzystość theta jest dodatnia (rozpad na 2π)

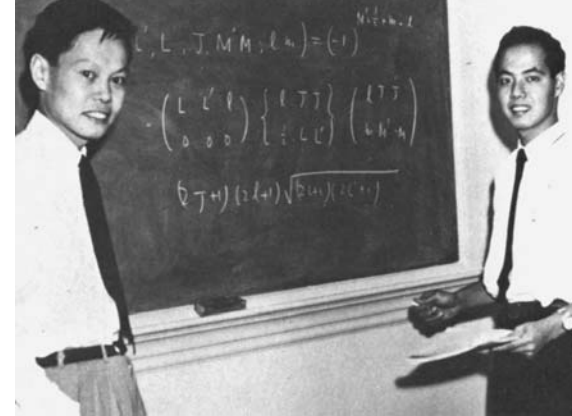
Parzystość tau jest ujemna (rozpad na 3π)

Na początku 1956 roku było już pewne, że
cząstki tau i theta mają z dużą dokładnością
jednakowe masy i czasy życia

I to była wielka zagadka!

Zagadka tau-theta

- Po prostu koincydencja: dwie różne cząstki o niemal identycznej masie i czasie życia
- Dwie różne cząstki, z których cięższa rozpada się szybko na lżejszą: $\tau \rightarrow \theta + \gamma$ lub $\theta \rightarrow \tau + \gamma$ (Lee i Orear, 1955)
- Cząstki o nieparzystej dziwności są dubletami parzystości (Lee i Yang, 1956)
- Parzystość się nie zachowuje. Tej możliwości nie traktowano poważnie aż do innej pracy Lee i Yanga (1956)



Question of Parity Conservation in Weak Interactions*

T. D. LEE, *Columbia University, New York, New York*

AND

C. N. YANG,† *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York*

(Received June 22, 1956)

The question of parity conservation in β decays and in hyperon and meson decays is examined. Possible experiments are suggested which might test parity conservation in these interactions.

RECENT experimental data indicate closely identical masses¹ and lifetimes² of the θ^+ ($\equiv K_{\pi 2}^+$) and the τ^+ ($\equiv K_{\pi 3}^+$) mesons. On the other hand, analyses³ of the decay products of τ^+ strongly suggest on the grounds of angular momentum and parity conservation that the τ^+ and θ^+ are not the same particle. This poses a rather puzzling situation that has been extensively discussed.⁴

One way out of the difficulty is to assume that parity is not strictly conserved, so that θ^+ and τ^+ are two different decay modes of the same particle, which necessarily has a single mass value and a single lifetime. We wish to analyze this possibility in the present paper against the background of the existing experimental evidence of parity conservation. It will become clear

PRESENT EXPERIMENTAL LIMIT ON PARITY NONCONSERVATION

If parity is not strictly conserved, all atomic and nuclear states become mixtures consisting mainly of the state they are usually assigned, together with small percentages of states possessing the opposite parity. The fractional weight of the latter will be called $\mathfrak{F}^2$. It is a quantity that characterizes the degree of violation of parity conservation.

The existence of parity selection rules which work well in atomic and nuclear physics is a clear indication that the degree of mixing, $\mathfrak{F}^2$, cannot be large. From such considerations one can impose the limit $\mathfrak{F}^2 \lesssim (r/\lambda)^2$, which for atomic spectroscopy is, in most cases, $\sim 10^{-6}$. In general a less accurate limit obtains for nuclear

Lee i Yang:

„Stosunkowo prostą możliwością jest pomiar rozkładu kąтового elektronów pochodzących z rozpadu β jąder zorientowanych. Jeżeli θ jest kątem między osią orientacji jąder i kierunkiem pędu elektronu, to asymetria rozkładu między θ oraz $180^\circ - \theta$ stanowi niezbitý dowód, że parzystość w rozpadzie β nie jest zachowana. Rozważmy na przykład dozwolone przejście β w jakimś zorientowanym jądrze, np. Co^{60} ...

Rozkład kątowy promieniowania β ma kształt:

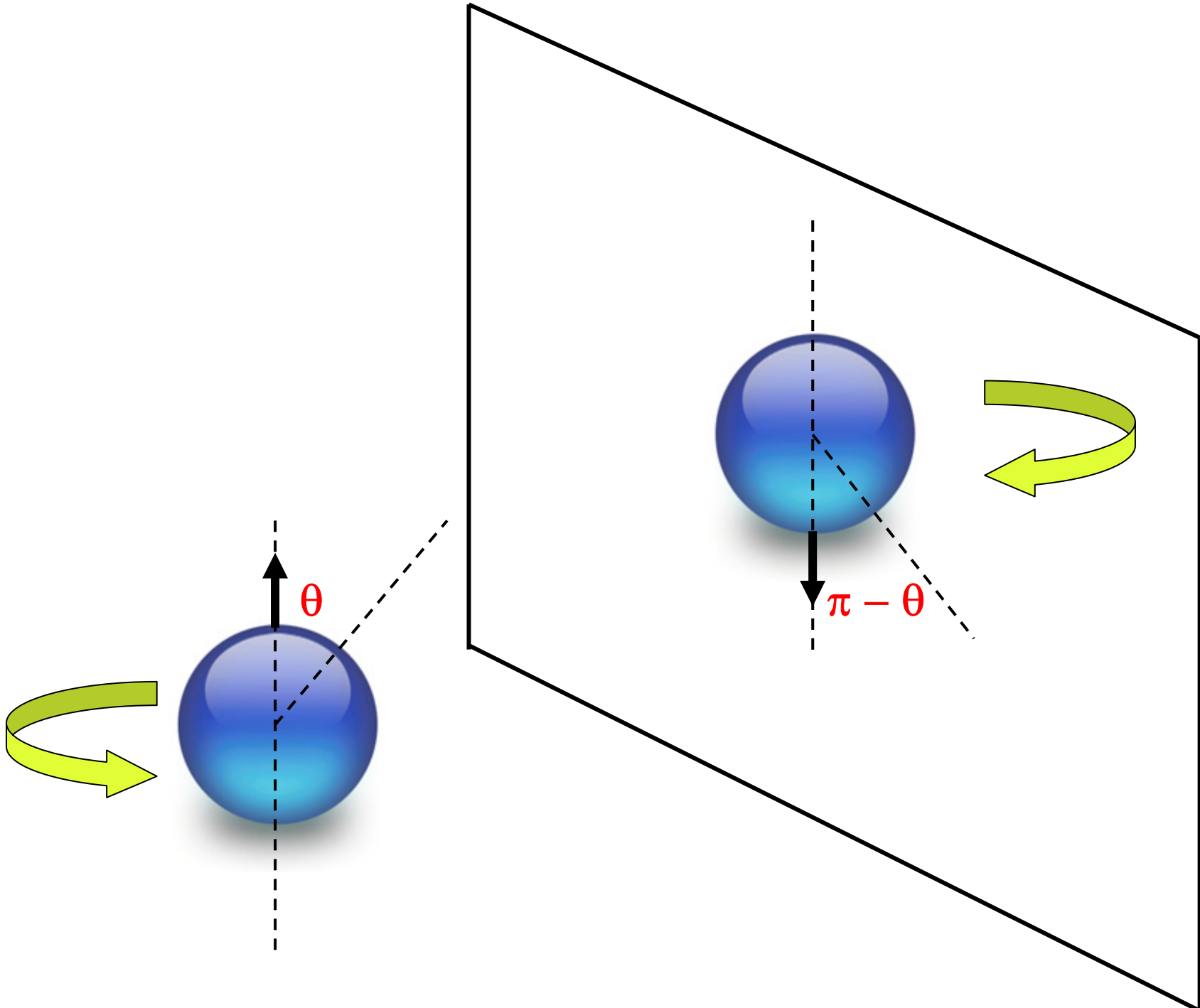
$$I(\theta)d\theta = (\text{constant})(1 + \alpha \cos\theta) \sin\theta d\theta...$$

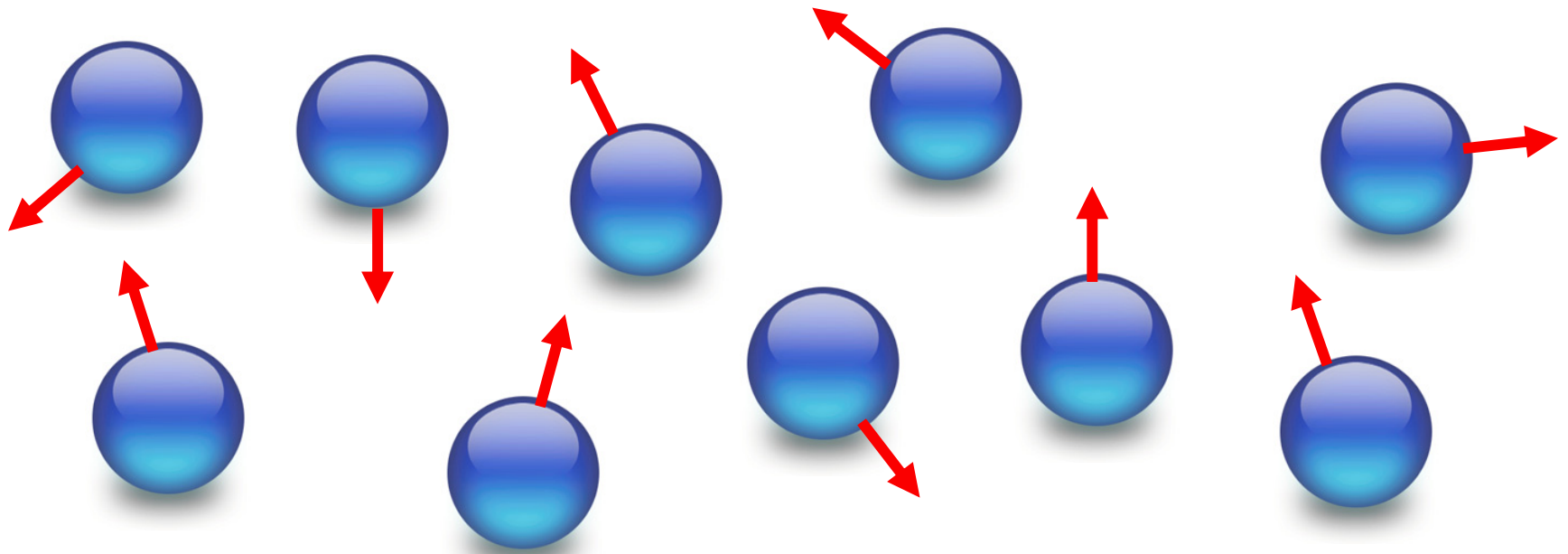
jeżeli $\alpha \neq 0$, to mamy dowód niezachowania parzystości w rozpadzie β ."

Lee i Yang (cd.)

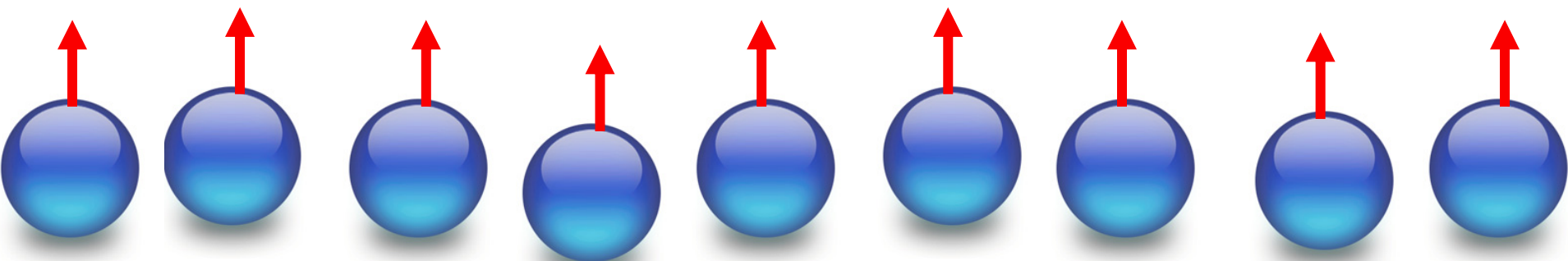
„W procesach rozpadu $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + \nu + \nu$,
począwszy od pionu w spoczynku, można badać
rozkład kąta θ między pędem mezonu μ i pędem
elektronu (w układzie środka masy mezonu μ)...

Jeżeli parzystość nie jest zachowana... to
w ogólności rozkład nie będzie taki sam dla kątów
 θ oraz $\pi - \theta$.”



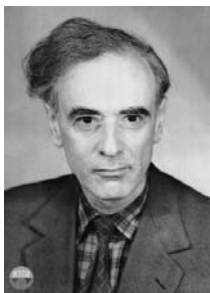


- Minimalizacja ruchu cieplnego
- Polaryzacja jąder

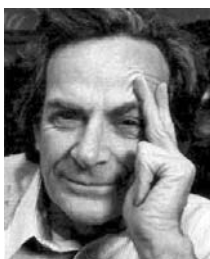


- Metoda adiabatycznej demagnetyzacji
- Metoda orientacji Gortera-Rose'a

Idea niezachowania parzystości napotkała bardzo silny opór większości fizyków



- Jeszcze w październiku 1956 r. Lew Landau głosił, że niezachowanie parzystości to absolutny nonsens.



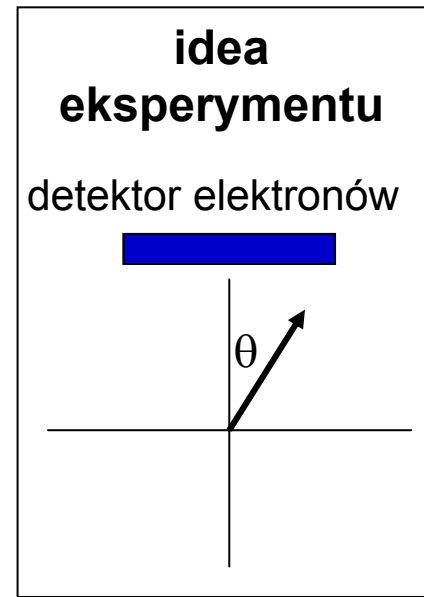
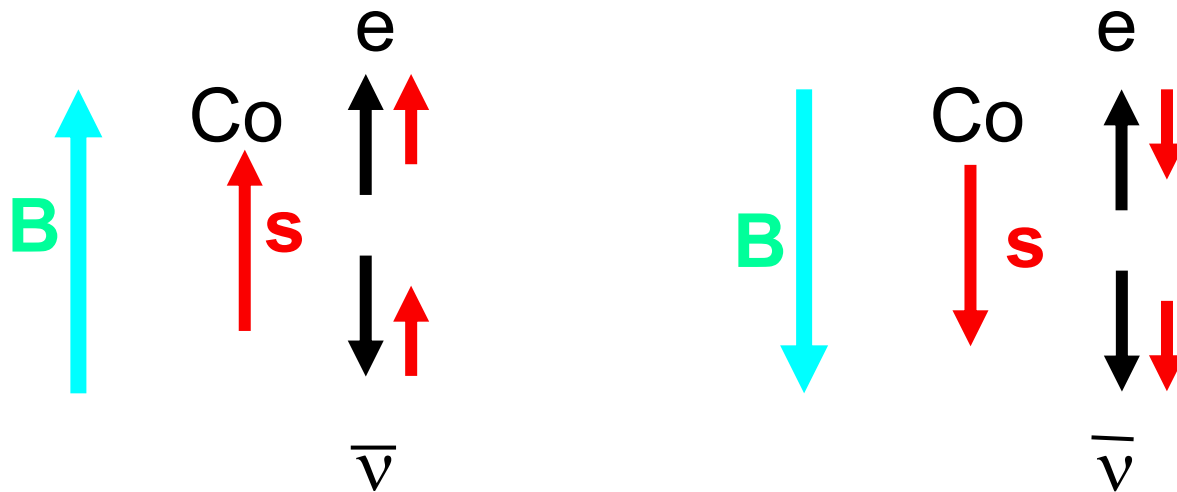
- Feynman założył się z Normanem Ramsayem 50 \$ do 1 \$, że eksperymenty dowiodą fałszywości hipotezy Lee-Yanga. Musiał potem zapłacić.



- Pauli napisał do Weisskopfa (12 stycznia 1957 r.): „Jestem gotów założyć się o dużą sumę pieniędzy, że eksperymenty pokażą, iż parzystość jest zachowana”

Odkrycie niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych

[Chien-Shiung Wu et al. Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)]



Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*

C. S. WU, *Columbia University, New York, New York*

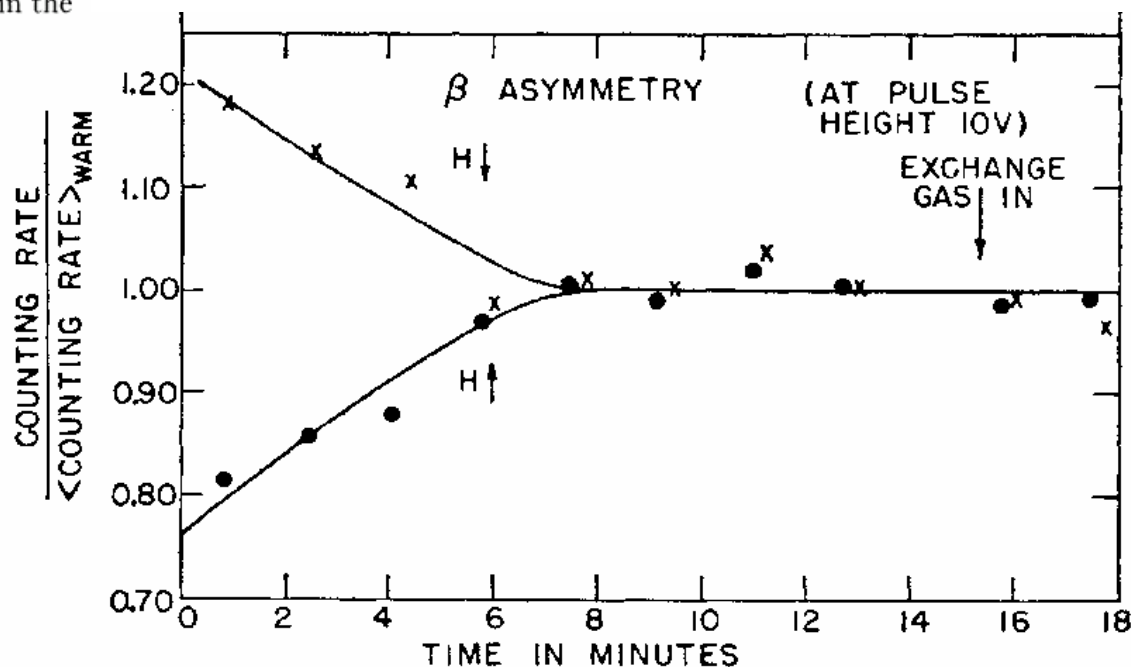
AND

E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, AND R. P. HUDSON,
National Bureau of Standards, Washington, D. C.

(Received January 15, 1957)

IN a recent paper¹ on the question of parity in weak interactions, Lee and Yang critically surveyed the experimental information concerning this question and reached the conclusion that there is no existing evidence either to support or to refute parity conservation in weak interactions. They proposed a number of experiments on beta decays and hyperon and meson decays which would provide the necessary evidence for parity conservation or nonconservation. In beta decay, one could measure the angular distribution of the electrons coming from beta decays of polarized nuclei. If an asymmetry in the

Wyniki
doświadczenia
Chien-Shiung Wu
et al.



Podczas lunchu w kawiarni w dniu 4 stycznia 1957 r. Leon Lederman i Richard Garwin dowiedzieli się o wstępnych wynikach zespołu Wu. W ciągu zaledwie 48 godzin przygotowali i przeprowadzili eksperyment przy użyciu wiązki mionów z uniwersyteckiego cyklotronu



Lederman

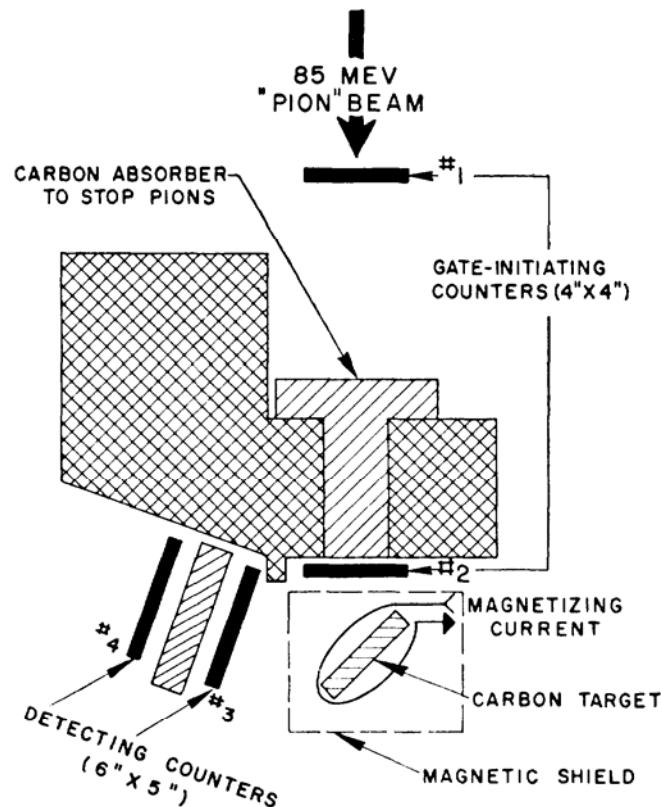


FIG. 1. Experimental arrangement. The magnetizing coil was close wound directly on the carbon to provide a uniform vertical field of 79 gauss per ampere.



Garwin

Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon*

RICHARD L. GARWIN,[†] LEON M. LEDERMAN,
AND MARCEL WEINRICH

*Physics Department, Nevis Cyclotron Laboratories,
Columbia University, Irvington-on-Hudson,
New York, New York*

(Received January 15, 1957)

LEE and Yang¹⁻³ have proposed that the long held space-time principles of invariance under charge conjugation, time reversal, and space reflection (parity) are violated by the “weak” interactions responsible for decay of nuclei, mesons, and strange particles. Their hypothesis, born out of the τ - θ puzzle,⁴ was accompanied by the suggestion that confirmation should be sought (among other places) in the study of the successive reactions

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad (1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu. \quad (2)$$

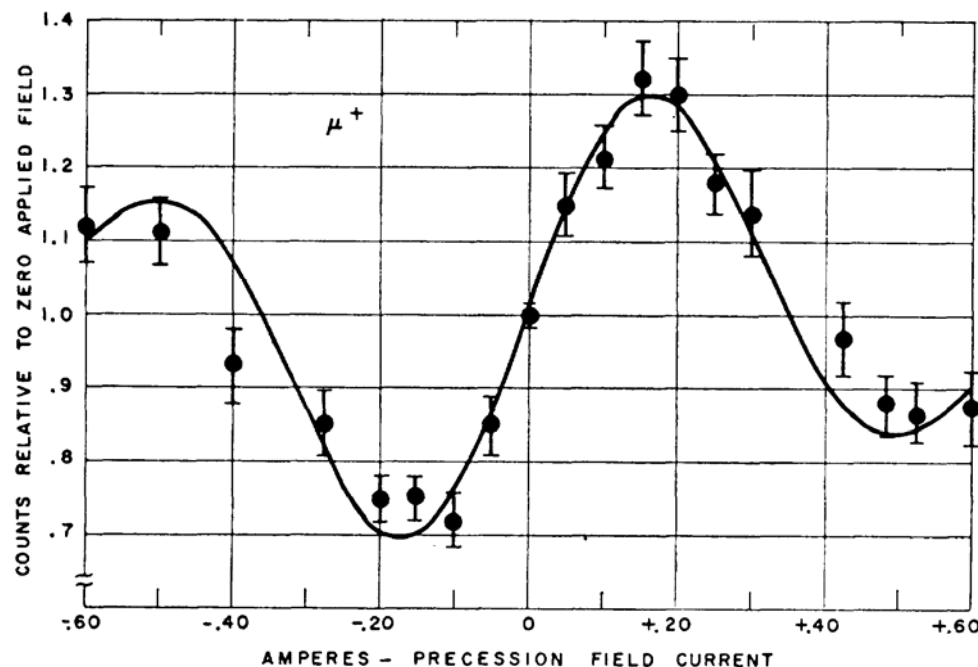
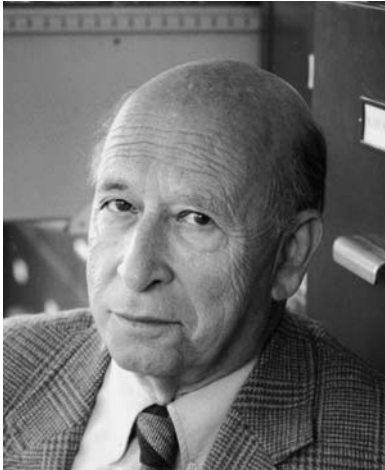
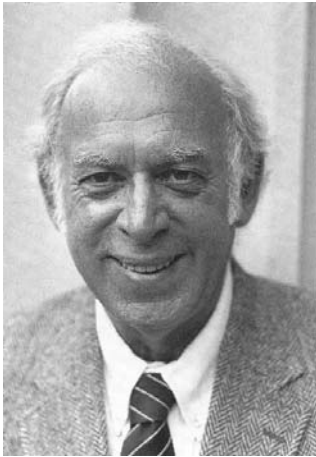


FIG. 2. Variation of gated 3-4 counting rate with magnetizing current. The solid curve is computed from an assumed electron angular distribution $1 - \frac{1}{3} \cos\theta$, with counter and gate-width resolution folded in.

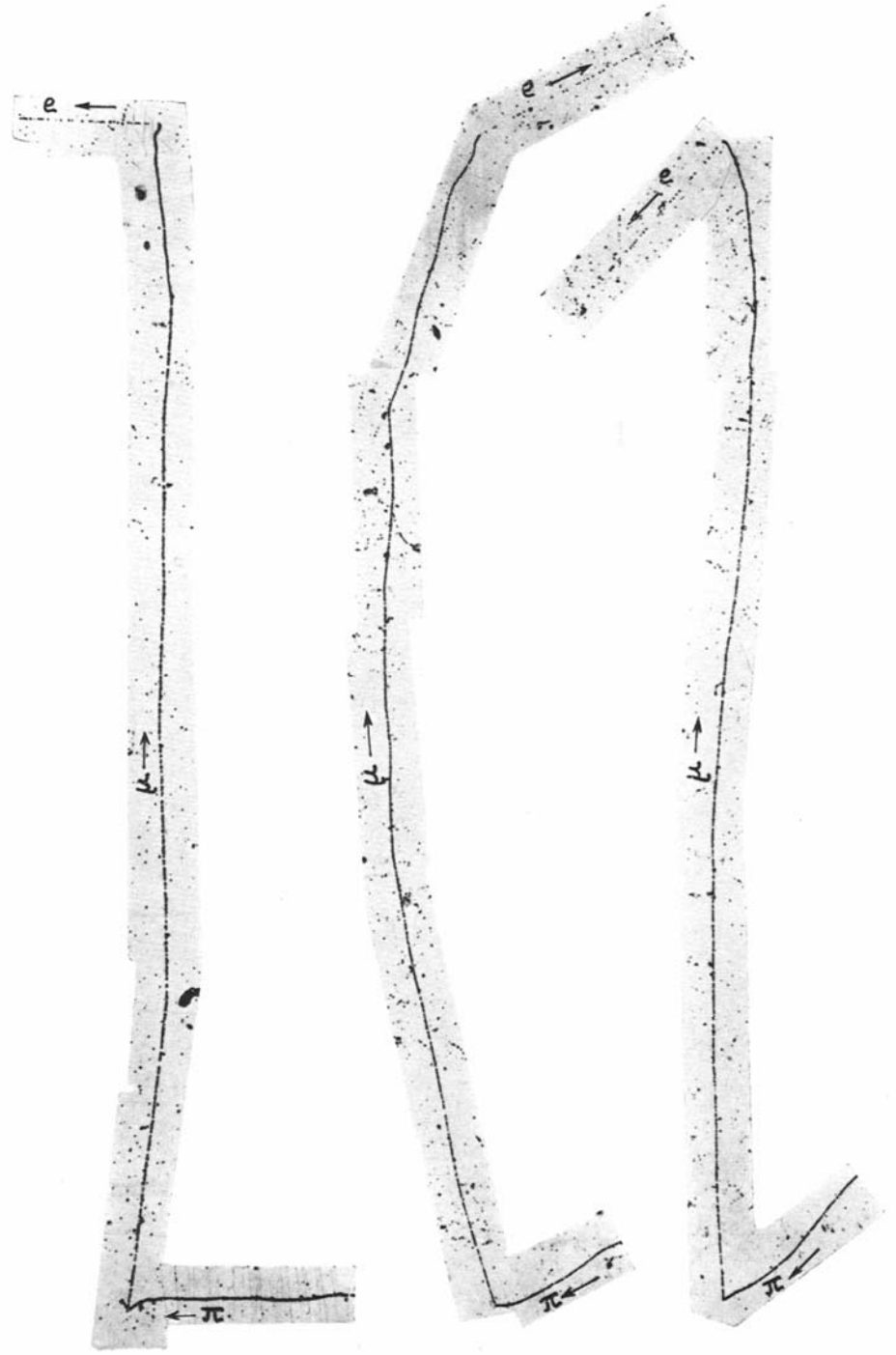
$$\pi \rightarrow \mu + \nu, \mu \rightarrow e + \nu + \nu$$



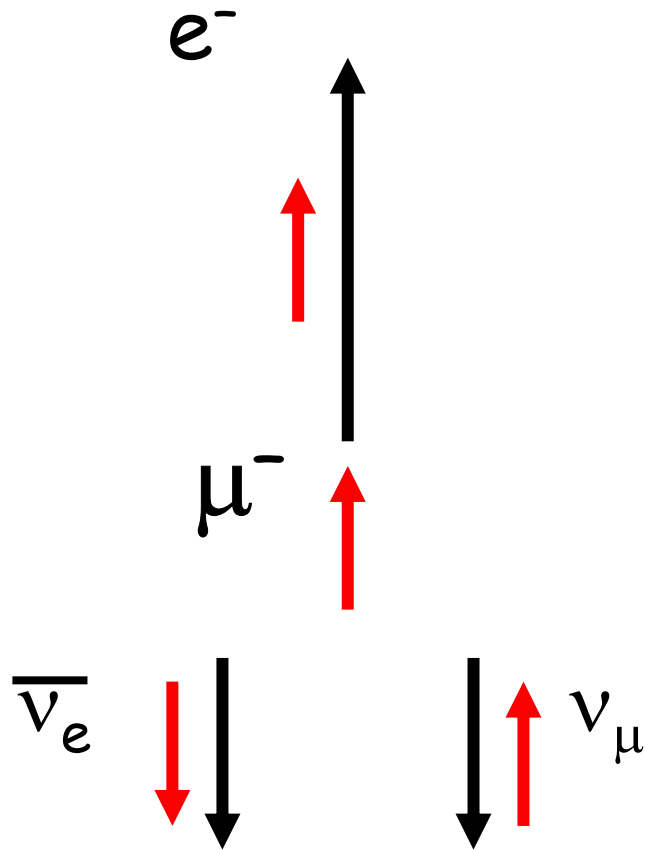
Valentin Telegdi



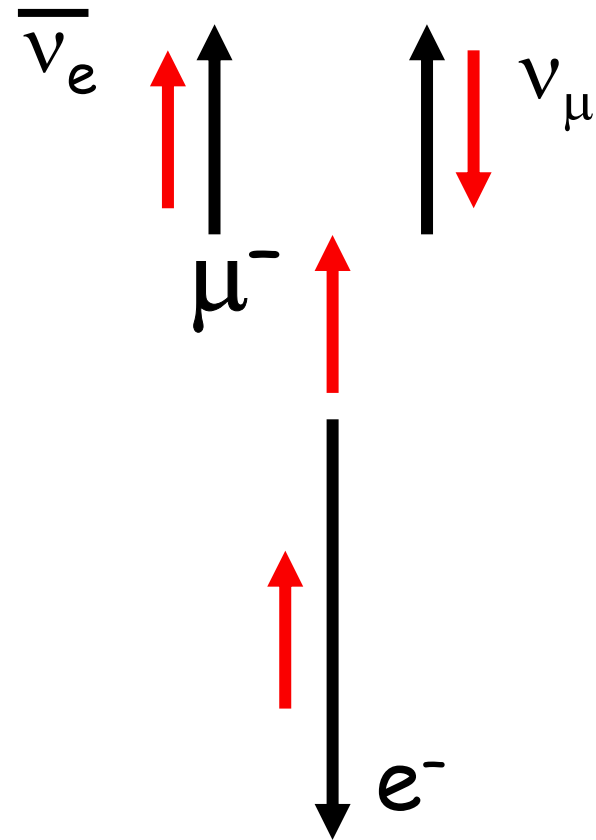
Jerome Friedman



Niezachowanie parzystości w rozpadzie mionu



Konfiguracja
tłumiona



Konfiguracja
preferowana

Nuclear Emulsion Evidence for Parity Nonconservation in the Decay Chain

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+ \nu^+$$

JEROME I. FRIEDMAN AND V. L. TELEGDI

*Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies, University of Chicago,
Chicago, Illinois*

(Received January 17, 1957)

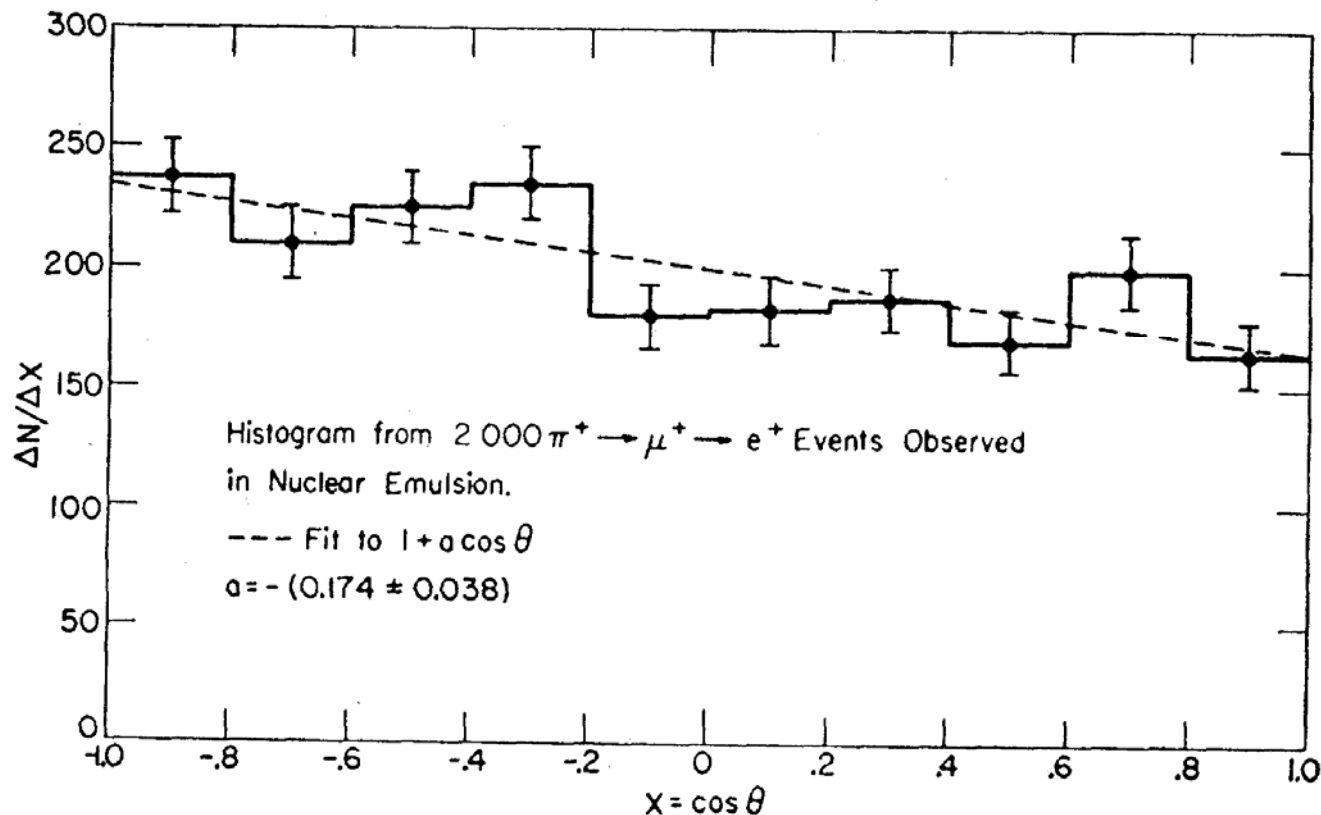
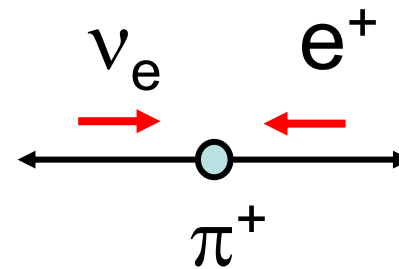
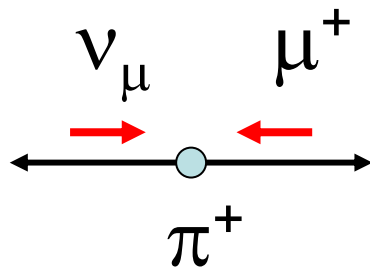
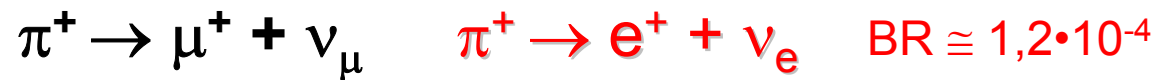
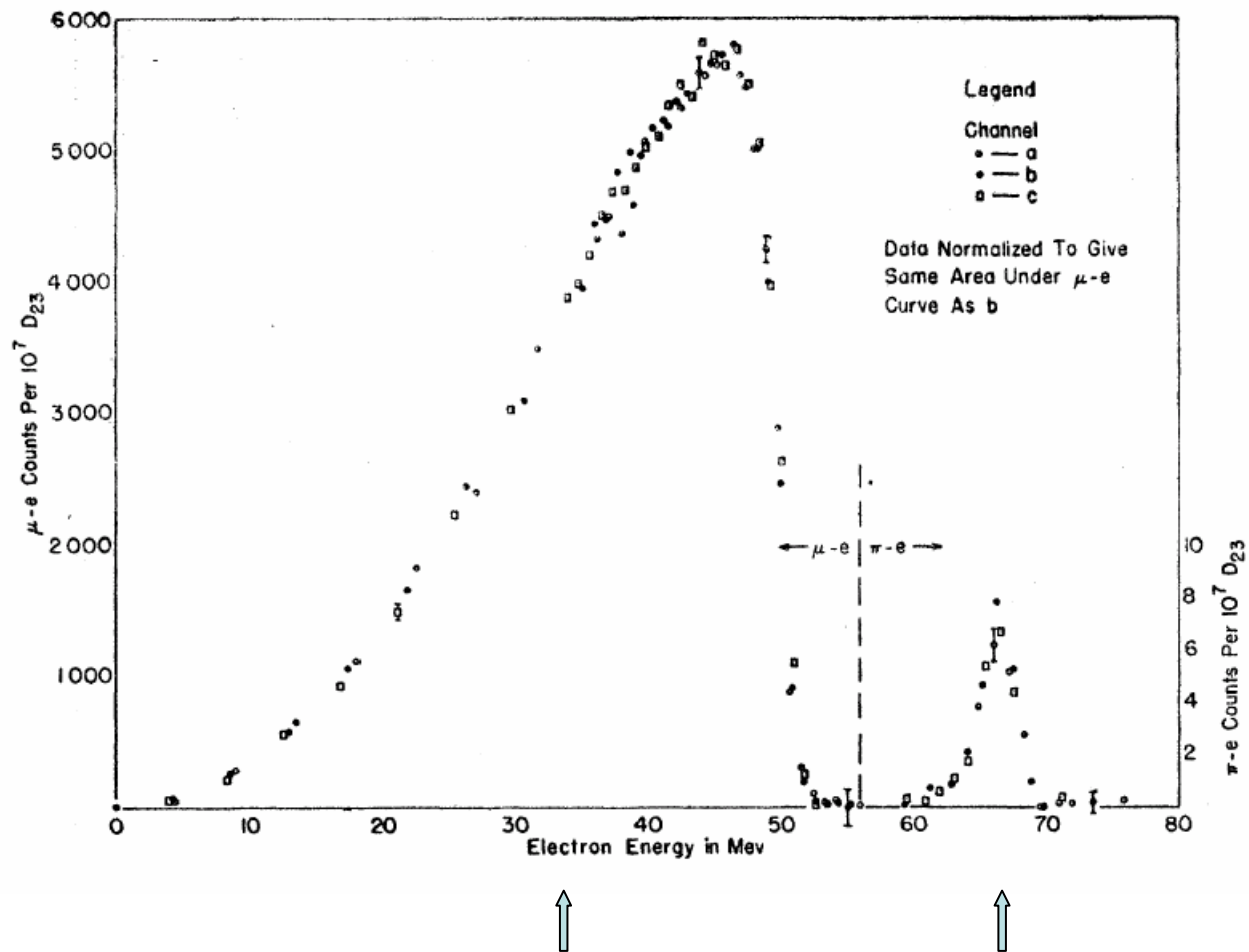


FIG. 1. Histogram from 2000 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ events observed in nuclear emulsion. Dashed curve is least-squares fit to $1 + a \cos \theta$; $a = -(0.174 \pm 0.038)$. Indicated errors are statistical standard deviations.

Rola skrętności w rozpadzie pionu



$$P = (N_R - N_L)/(N_R + N_L) = v/c$$

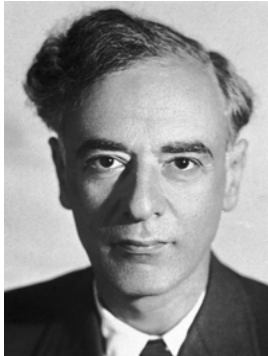


[H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **119**, 2050 (1960)]

Dwuskładnikowa teoria neutrin



Abdus Salam (XI 1956)

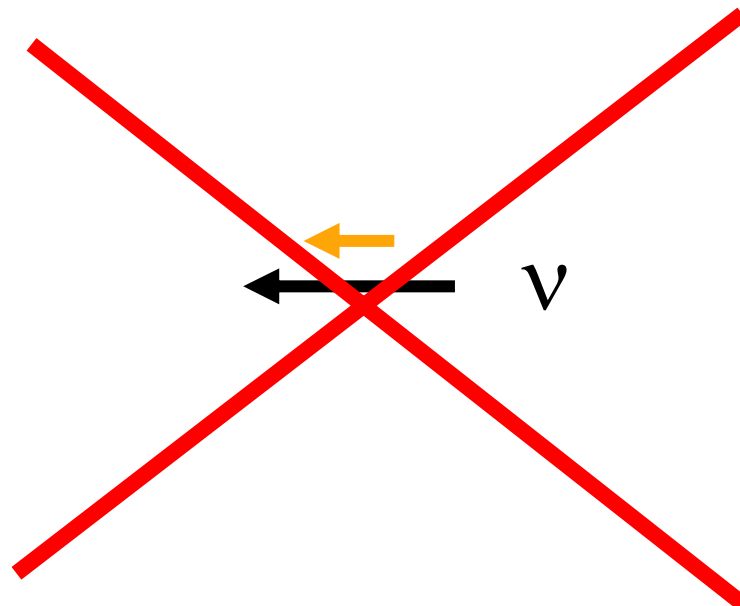


Lew Landau (XII 1956)

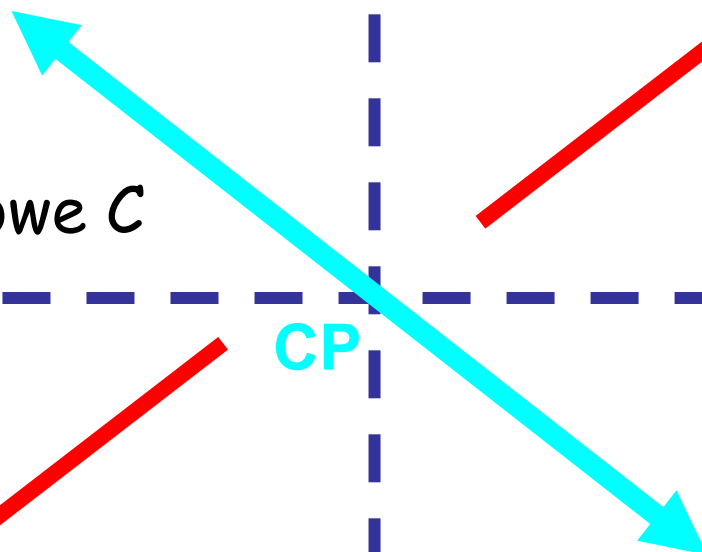


Lee i Yang (I 1957)

Parzystość P



Sprzężenie ładunkowe C

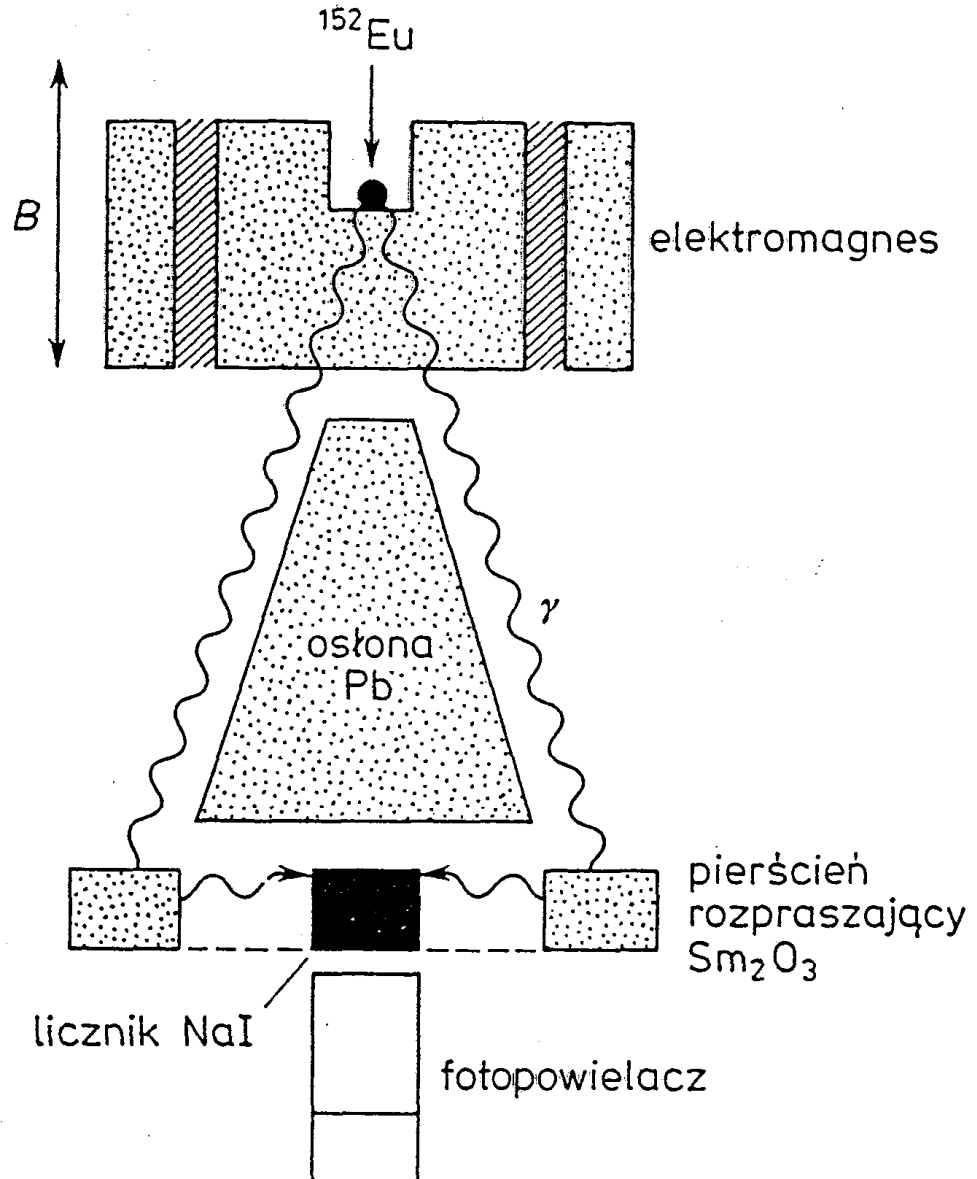


CP

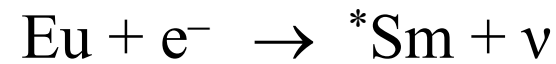
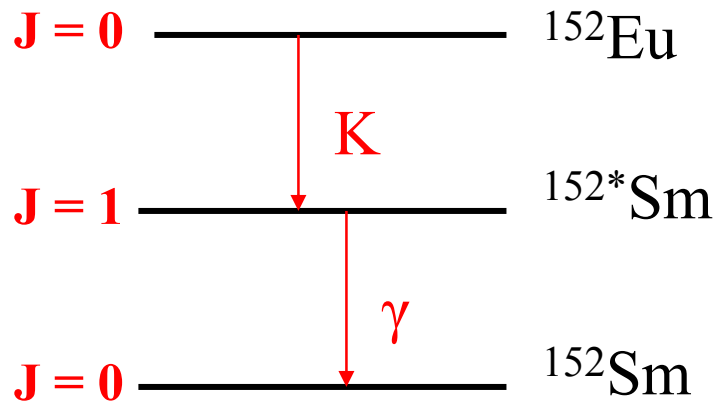
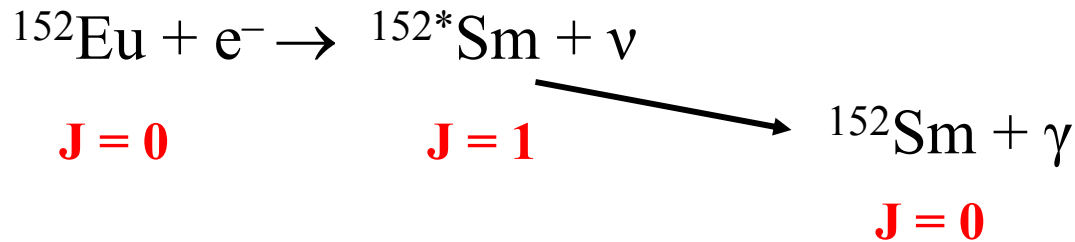


Pomiar skrętności neutrina – Schemat aparatury

M. Goldhaber,
L. Grodzins,
A. Snyder,
Phys. Rev. **109**,
1015 (1958)



Pomiar skrętności neutrina – zasada pomiaru

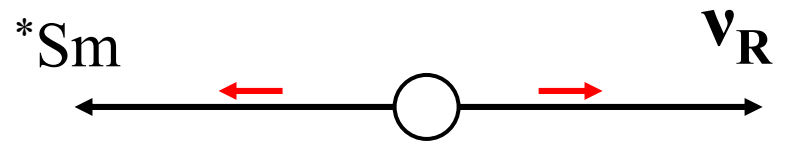
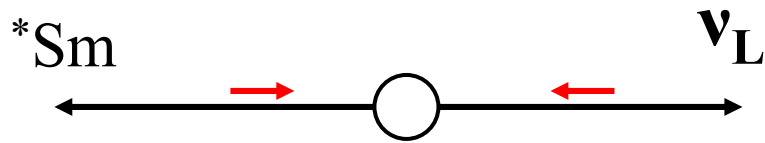


$$\textcolor{red}{0} + \textcolor{red}{\frac{1}{2}} = \textcolor{red}{1} + \textcolor{red}{\frac{1}{2}}$$

Spiny ${}^*\text{Sm}$ i ν przeciwne

Wektor $\mathbf{J}$ jądra ${}^*\text{Sm}$ musi być antyrównoległy do spinu ν

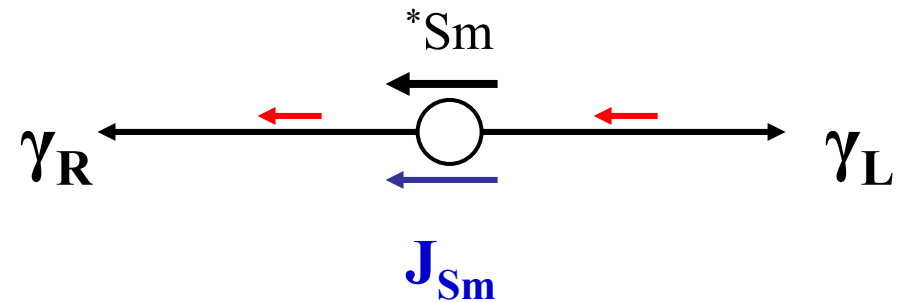
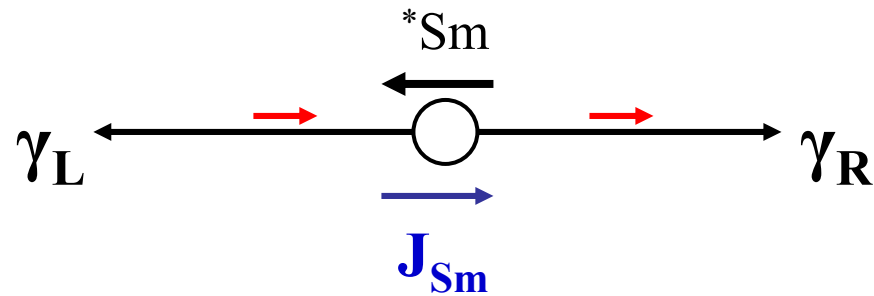
Skrętność ${}^*\text{Sm}$ taka sama jak ν



$$^*S_m \rightarrow S_m + \gamma$$

$$1 = 0 + 1$$

Spin γ ustawiony tak samo jak spin *S_m



Fotony γ emitowane **w przód (do tyłu)** względem ruchu $^{152}S_m^*$ są spolaryzowane **tak samo (przeciwnie)** jako neutrino ν

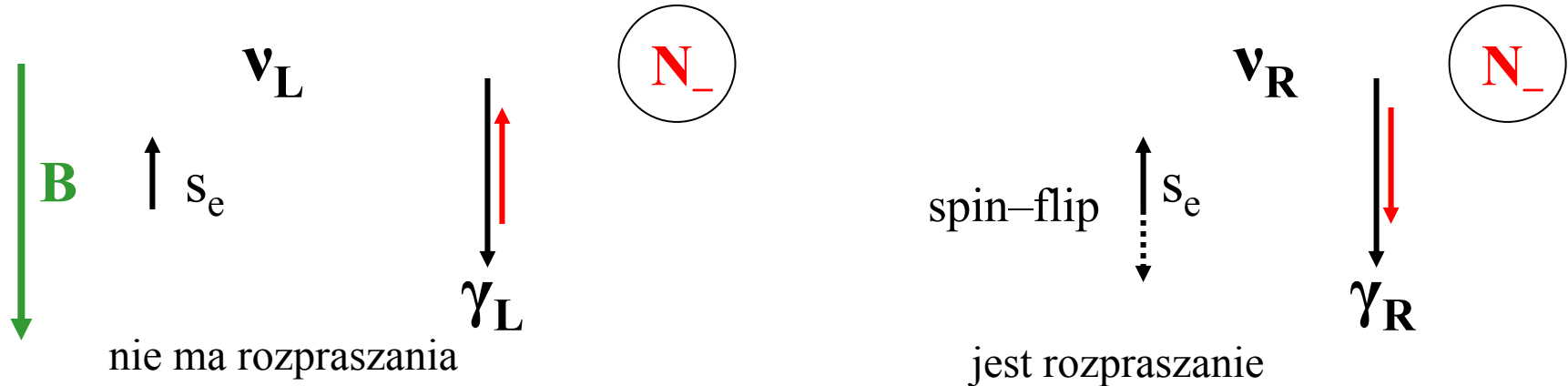
Wystarczy zmierzyć skrętność fotonów γ

Wykorzystuje się rezonansowe rozpraszanie γ na $^{152}S_m$ (ze względu na odrzut jądra, tylko γ emitowane do przodu mają dostateczną energię)

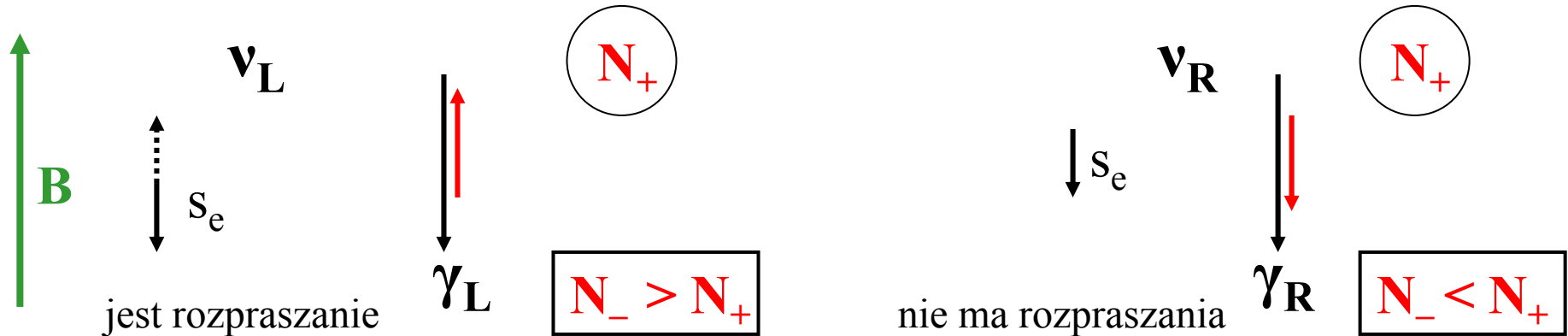


Pomiar skrętności γ przez rozpraszanie γ w żelazie

1. **B** zgodne z kierunkiem lotu γ



2. **B** przeciwne do kierunku lotu γ



Przewidywanie: $(N_- - N_+)/2(N_- + N_+) = + 0,025$ dla v_L
 $- 0,025$ dla v_R

Eksperyment: $+ 0,017 \pm 0,003$

Twierdzenie CPT



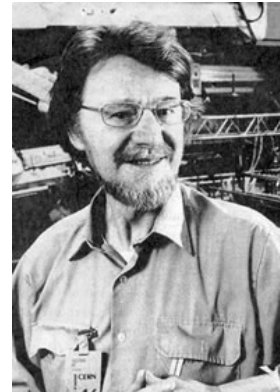
Julian Schwinger
(1951)



Gerhard Lüders
(1952)



Wolfgang Pauli
(1955)



John Bell
(1955)

- x, y, z
- cząstka
- t

Operacja P
Operacja C
Operacja T

$-x, -y, -z$
antycząstka
 $-t$

$$| (S) > \equiv \text{CPT} | (S) >$$

CPT invariance: wartości masy, ładunku, czasy życia, momenty magnetyczne itd. cząstek i antycząstek muszą być identyczne

$$(m_{e^+} - m_{e^-})/m_{\text{śr}} < 8 \cdot 10^{-9}$$

$$(m_{\pi^+} - m_{\pi^-})/m_{\text{śr}} = (2 \pm 5) \cdot 10^{-4}$$

$$(m_{p^+} - m_{p^-})/m_{\text{śr}} < 2 \cdot 10^{-9}$$

$$(m_K^0 - m_{\bar{K}}^0)/m_{\text{śr}} < 8 \cdot 10^{-19}$$

$$|q_{e^+} + q_{e^-}|/q_{\text{śr}} < 4 \cdot 10^{-8}$$

$$|q_{p^+} + q_{p^-}|/q_{\text{śr}} < 2 \cdot 10^{-9}$$

$$(\tau_{\mu^+} - \tau_{\mu^-})/\tau_{\text{śr}} = (2 \pm 8) \cdot 10^{-5}$$

$$(\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-})/\tau_{\text{śr}} = (6 \pm 7) \cdot 10^{-4}$$

$$(g_{e^+} - g_{e^-})/g_{\text{śr}} = (-0,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-12}$$

$$(g_{\mu^+} - g_{\mu^-})/g_{\text{śr}} = (-0,11 \pm 0,12) \cdot 10^{-8}$$

przykładowe
wartości
z PDG 2008