Wojciech Wiślicki, 20/1/2006

SYMETRIA $\mathcal{CP}$ W UKŁADZIE NEUTRALNYCH MEZONÓW K

$\mathrm{K}^0\bar{\mathrm{K}}^0$ jest dwustanowym układem kwantowym, rozpadającym się w oddziaływaniach słabych.

Uznanie dla badaczy fizyki K^0:

- **1980, Nagroda Nobla dla J.W. Cronina i V.L. Fitcha za odkrycie naruszenia $\mathcal{CP}$ przez mieszanie stanów,**
- **2005, Nagroda EPS dla H. Wahla i NA31 za wkład w odkrycie bezpośredniego naruszenia $\mathcal{CP}$.**

Komitet Noblowski z 12/10/1980:

The Royal Swedish Academy of Sciences has decided to award the 1980 Nobel Prize in Physics to Professor James W. Cronin, University of Chicago, USA and Professor Val L. Fitch, Princeton University, USA, for the discovery of violations of fundamental symmetry principles in the decay of neutral K-mesons.

Symmetries play a great role in many sciences and also in many other areas. This year's Nobel Prize in Physics is awarded for an unexpected discovery in an experiment devoted to a critical scrutiny of the validity of three related symmetry principles. These are of real importance to the formulation of fundamental laws of Nature.

EPS (za CERN Courier, nr 7, 2005):

The 2005 prizes of the High Energy and Particle Physics (HEPP) Division of the European Physical Society (EPS) were awarded on 25 July at the start of the plenary sessions for the International Europhysics Conference on High Energy Physics, HEP2005, in Lisbon.

The 2005 EPS-HEPP Prize was awarded jointly to Heinrich Wahl of CERN, for his *outstanding leadership of challenging experiments on CP Violation*, **and to CERN's NA31 Collaboration,** *which showed for the first time direct CP Violation in the decays of neutral K mesons*. **Wahl, who retired in 2003, had a long association with CP-violation experiments from his arrival at CERN in 1969. He was spokesman of NA31 and a major proponent of its successor, NA48.**

Uwagi wstępne

$$\mathcal{C} : \mathrm{Q} \quad \rightarrow \quad -\mathrm{Q}$$
$$\mathcal{P} : \vec{\mathrm{r}} \quad \rightarrow \quad -\vec{\mathrm{r}}$$

Kombinacja $\mathcal{CP}$ zamienia materię z antymaterią, np.

$$\mathcal{CP} : e^-_{\mathrm{L}} \rightarrow e^+_{\mathrm{R}}$$
$$\mathcal{CP} : e^+_{\mathrm{R}} \rightarrow e^-_{\mathrm{L}}$$

O ile wiemy, tylko oddziaływania słabe naruszają $\mathcal{C}$ i $\mathcal{P}$, ale za to maksymalnie:

W sprzęga się do e_{L}^{-}, ale nie do $\mathcal{C}(e_{\mathrm{L}}^{-}) = e_{\mathrm{L}}^{+}$, ani $\mathcal{P}(e_{\mathrm{L}}^{-}) = e_{\mathrm{R}}^{-}$

Natomiast $\mathcal{CP}$ zachowane jest dość dobrze:

W sprzęga się zarówno do e_{L}^{-}, jak do $\mathcal{CP}(e_{\mathrm{L}}^{-}) = e_{\mathrm{R}}^{+}$

Uwagi historyczne

M. Gell-Mann i A. Pais, 1955:

Pierwsze badanie (teoretyczne) kombinacji K^0 i $\bar{\mathrm{K}}^0$ i jego własności transformacyjnych względem $\mathcal{C}$.

Propozycja, aby ze stanów opisujących pary fizyczne $\mathrm{M}\bar{\mathrm{M}}$, ale $\mathrm{M} \neq \bar{\mathrm{M}}$ (a więc nie π^0, a np. K^0)

$$\begin{aligned} \mathcal{C}\psi\mathcal{C}^{-1} &= \psi^\dagger \\ \mathcal{C}\psi^\dagger\mathcal{C}^{-1} &= \psi \end{aligned}$$

zbudować stany własne $\mathcal{C}$

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi^\dagger)\\ \psi_2 &= \frac{1}{i\sqrt{2}}(\psi - \psi^\dagger)\end{aligned}$$

takie że

$$\begin{aligned}\mathcal{C}\psi_1\mathcal{C}^{-1} &= \psi_1\\ \mathcal{C}\psi_2\mathcal{C}^{-1} &= -\psi_2\end{aligned}$$

Cząstka ψ_1 zachowuje się jak π^0, zaś ψ_2 - jak foton.

Propozycja dekompozycji stanu na sumę stanów o dobrze określonych własnościach symetrii ma ciekawe konsekwencje fenomenologiczne.

Po odkryciu, że oddziaływania słabe nie są ani $\mathcal{P}$– ani $\mathcal{C}$–niezmiennicze, dla układu $K^0 - \bar{K}^0$ zmieniono opis na bazę stanów własnych $\mathcal{C}P$

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \qquad CP = +1$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \qquad CP = -1$$

- **Dla kaonów zachodzi koherentna regeneracja w materii składowej krótkożyciowej ze składowej długożyciowej, jako konsekwencja różnicy amplitud rozpraszania do przodu dla K^0 i $\bar{K}^0$:**

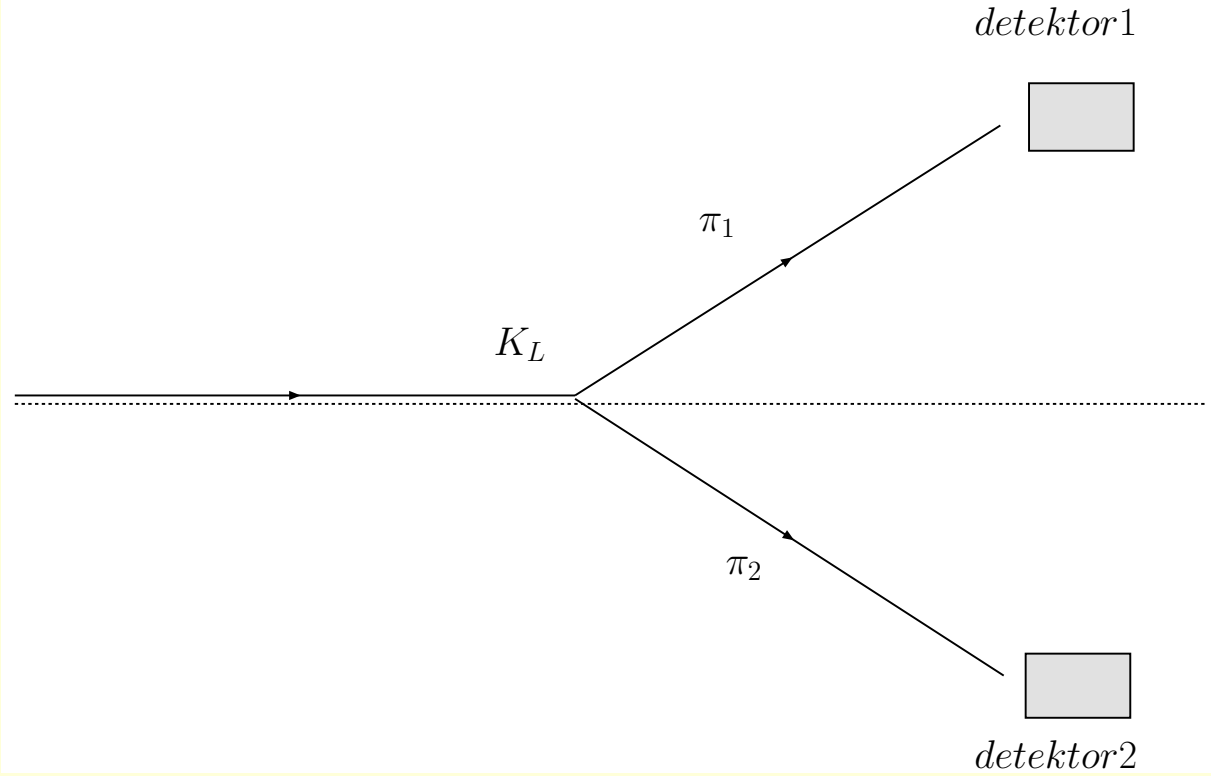
$$\begin{aligned} K_L &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \\ &\to \frac{1}{\sqrt{2}}(fK^0 - \bar{f}\bar{K}^0) \\ &= \frac{f+\bar{f}}{2}K_L + \frac{f-\bar{f}}{2}K_S \end{aligned}$$

- **Różne parzystości stanów końcowych w rozpadach prowadzą do różnych objętości przestrzeni fazowych, a więc różnych czasów życia, np.**

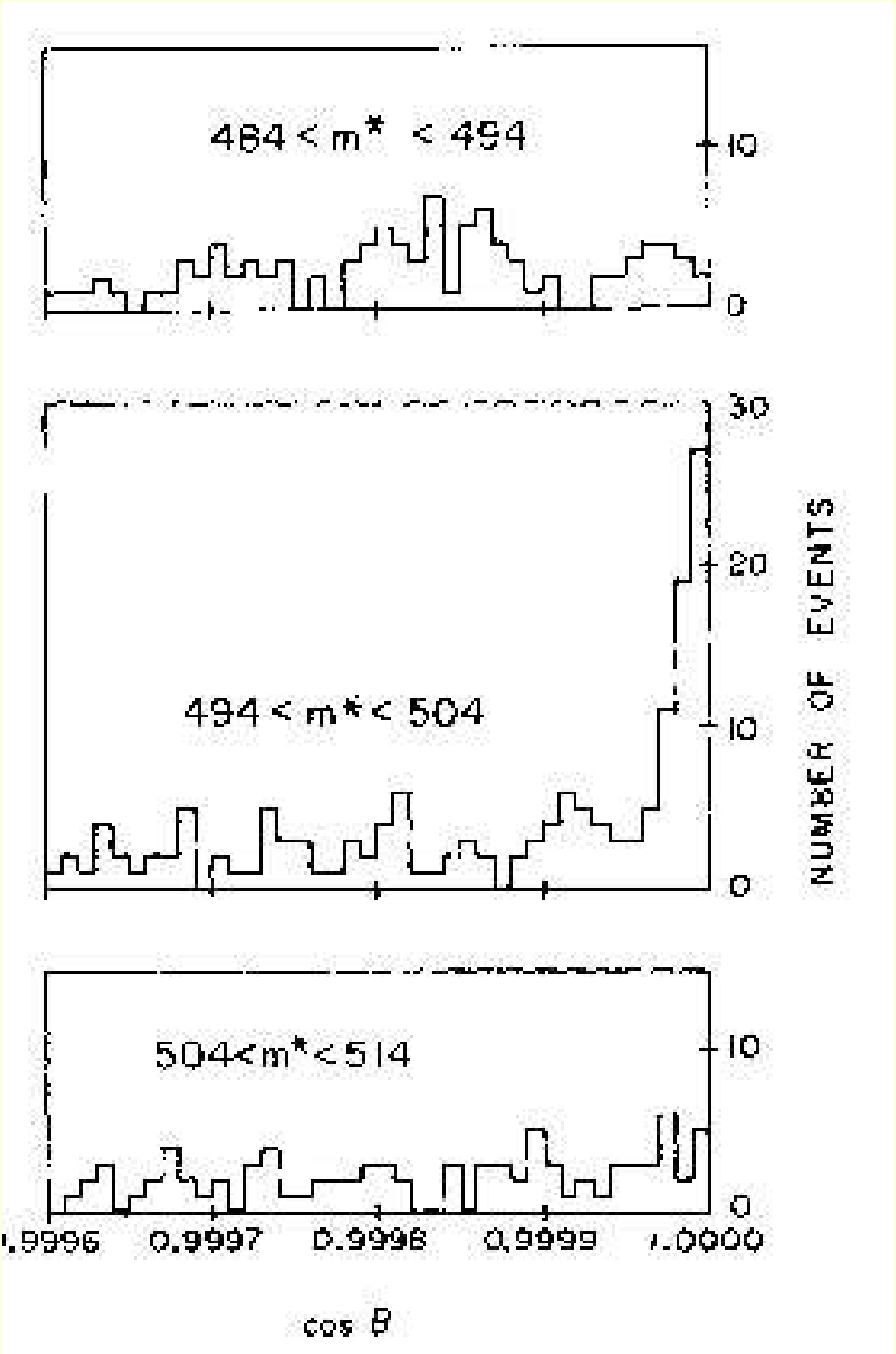
$$V(3\pi, CP = -1) < V(2\pi, CP = +1) \quad \Rightarrow \quad \tau_1 < \tau_2$$

$$\begin{aligned} c\tau_S &= 2.7 \text{ cm} \\ c\tau_L &= 15.5 \text{ m} \end{aligned}$$

1964: Cronin, Christensen, Fitch i Turlay:
Długożyciowe K rozpadają się na $\pi^+\pi^-$, tak samo jak krótkożyciowe, z częstością $\sim 2 \times 10^{-3}$.



Niech $\theta = \angle(\vec{p}_{\pi^+}, \vec{p}_{\pi^-})$


484 < m* < 494
494 < m* < 504
504 < m* < 514
10
0
30
20
10
0
10
0
NUMBER OF EVENTS
.9996
0.9997
0.9998
0.9999
1.0000
cos θ

Wynik ten implikował naruszenie $\mathcal{CP}$ przez mieszanie na poziomie $|\varepsilon| = 2.3 \times 10^{-3}$ i konieczność zmodyfikowania stanów długo- i krótkożyciowych o domieszki z przeciwnymi parzystościami

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(\varepsilon|K_1\rangle + |K_2\rangle)$$

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|K_1\rangle + \varepsilon|K_2\rangle)$$

ale bez konieczności łamania $\mathcal{CP}$ wprost w rozpadach .

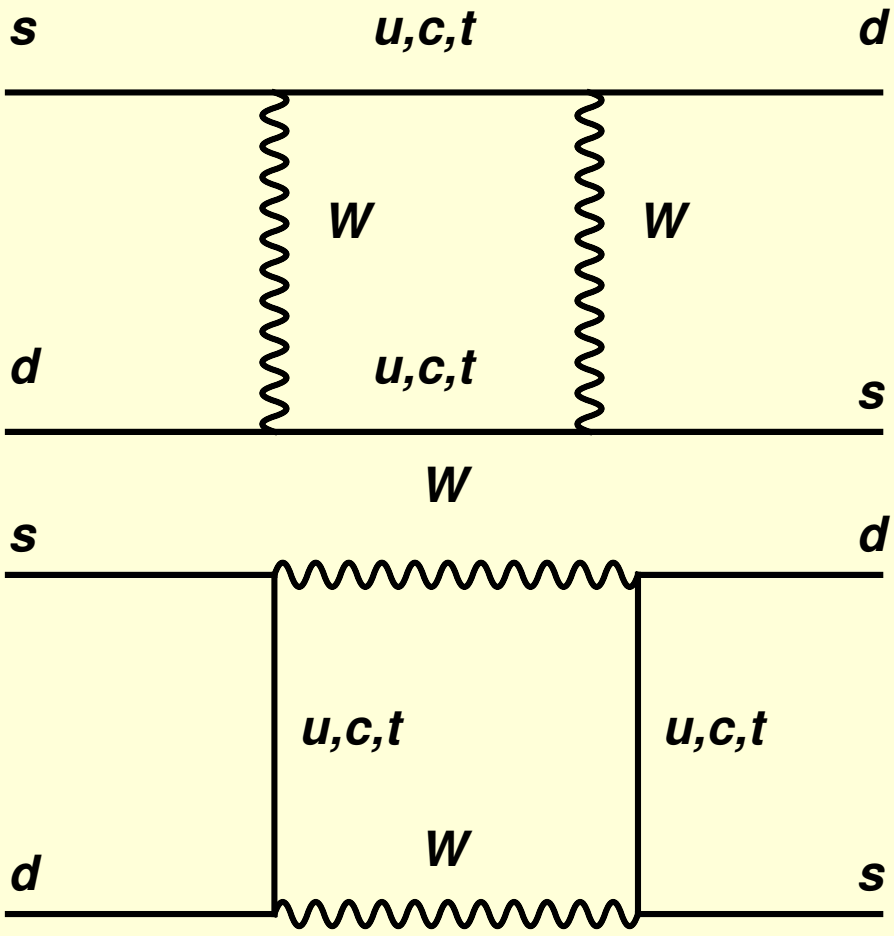
ε można też dokładnie zmierzyć z rozpadów semileptonowych K_L

$$\begin{aligned}\delta_L &= \frac{\Gamma(K_L \to l^+\nu_l\pi^-) - \Gamma(K_L \to l^-\bar{\nu}_l\pi^+)}{\Gamma(K_L \to l^+\nu_l\pi^-) + \Gamma(K_L \to l^-\bar{\nu}_l\pi^+)} \\ &= \frac{2\,\mathcal{R}e\,\varepsilon}{1+|\varepsilon|^2}\end{aligned}$$

Najlepszy obecny pomiar:

$$\delta_L = (3.27 \pm 0.12) \times 10^{-3}$$

Mechanizm mieszania: przejścia z $|\Delta S| = 2$



O ile naruszenie $\mathcal{C}\mathsf{P}$ nie-wprost ($\varepsilon \neq 0$) oznacza dopuszczenie rozpadu

$$\mathsf{K_L}(\mathsf{CP} = ?) \to 2\pi(\mathsf{CP} = +1)$$

to naruszenie wprost oznacza istnienie przejścia (rozpadu) między stanami o określonych, różnych $\mathcal{C}\mathsf{P}$

$$\mathsf{K_2}(\mathsf{CP} = -1) \to 2\pi(\mathsf{CP} = +1)$$

Jeśli naruszenie $\mathcal{CP}$ zachodziłoby tylko poprzez mieszanie stanów, wówczas tylko składowa o określonej wartości własnej $\mathcal{CP}$, zarówno w K_L jak w K_S, rozpadała by się do stanu końcowego o tym samym $\mathcal{CP}$.

Oznaczałoby to, że ten stan końcowy jest taki sam z rozpadu K_L, jak K_S.

Jeśli ma miejsce naruszenie $\mathcal{CP}$ wprost, wówczas tak nie jest – na ogół są rozróżnialne.

Obserwacja

$$K_L \to \pi^+\pi^-$$

z $\varepsilon \sim 10^{-3}$ mogłaby być objaśniona w ramach modelu supersłabego (Wolfenstein, 1964), w którym cały efekt pochodzi z oddziaływań łamiących $\mathcal{CP}$.

Oddziaływania supersłabe dają:

- **przejścia $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ($|\Delta S| = 2$) w I-szym rzędzie,**
- **nieleptonowe rozpady K^0 tłumione; wkład do macierzy energii tylko poprzez interferencję amplitud z $|\Delta S| = 1$ i $|\Delta S| = 0$ (II rząd).**

W modelu supersłabym nie ma miejsca na bezpośrednie $\not{\mathcal{CP}}$.

M. Kobayashi, T. Maskawa, 1973

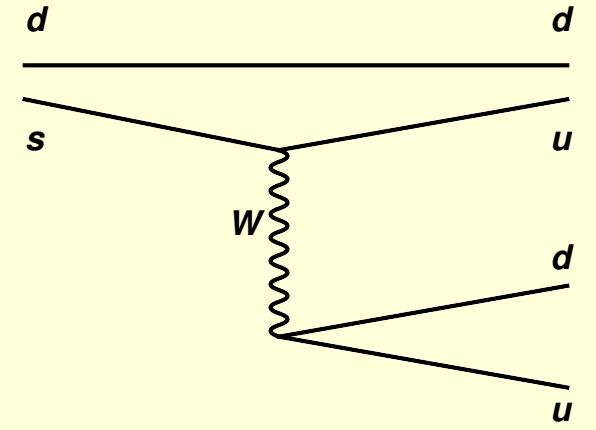
W SM oddziaływania słabe są $\mathcal{CP}$-niezmiennicze tylko wtedy, gdy w sprzężeniach fazy są zero.

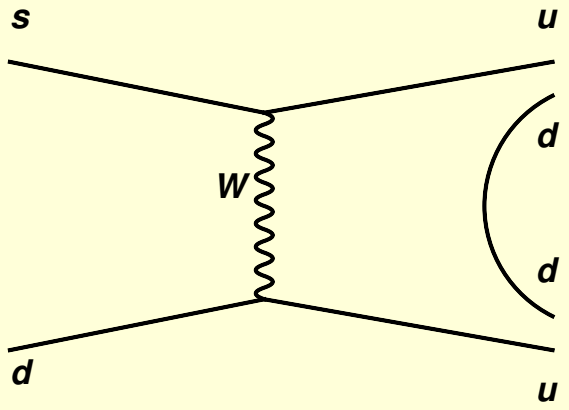
Rozszerzenie mechanizmu mieszania do 3 rodzin kwarków daje możliwość wprowadzenia do macierzy mieszania (CKM) fazy, która daje $\mathcal{CP}$.

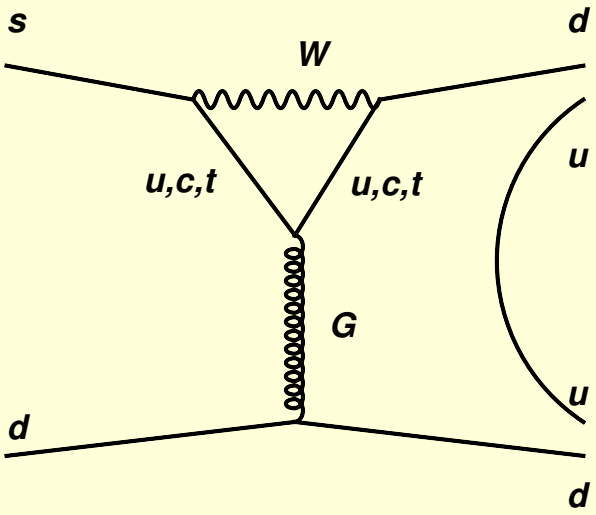
Oba typy procesów $\mathcal{CP}$, $|\Delta S| = 1$ i $|\Delta S| = 2$, zależą od wyrazów typu $V_{fd}V_{fs}^*$ ($f = u, c, t$).

$$
\begin{aligned}
\hat{V} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}
\end{aligned}
$$

Rozpady $K^0 \to 2\pi$ **z** $|\Delta S| = 1$**:**







Deficyt antymaterii

Dodatkowo, zainteresowanie $\mathcal{CP}$ pochodzi z kosmologii:

- **W promieniowaniu kosmicznym docierającym do Ziemi**
  $\mathrm{N(p)/N(\bar{p}) \sim 10^4}$**,**
- **Brak danych astrofizycznych na temat anty-gwiazd i anty-galaktyk.**
  Duże skupiska antymaterii powinny anihilować z materią, dając obserwowalne zaburzenia widma γ tła.
  Chyba, że antymateria jest bardzo daleko, lecz wtedy Wszechświat musiałby być bardzo niejednorodny.

Najprostszy scenariusz

- **Dynamiczna równowaga promieniowanie-materia:** $N = \bar{N} \simeq \gamma$
- **Asymetria materia-antymateria** $N = (1 + 10^{-9})\bar{N} \simeq \gamma$**, po schłodzeniu Wszechświata do** 10^{10}K **(czas** $t = 1$ s **po Wielkim Wybuchu) może dać obserwowalny nadmiar materii, bowiem po anihilacji** $E_\gamma \ll m$ **antymateria wymiera:**
  $N = 10^{-9}\gamma$**,** $\bar{N} = 0$**.**
- $t = 1$ s **to wystarczająco długo, aby oddziaływania słabe złamały** $\mathcal{CP}$**.**
- **Potrzebne jest** $\mathcal{CP}$ **w rozpadzie; samo mieszanie nie wyjaśnia asymetrii.**
- **Znalezienie** $\mathcal{CP}$ **w rozpadach** K **jest zaledwie** *proof of principle* **dla teorii bariogenezy.**

Zasada pomiaru łamania $\mathcal{CP}$ w rozpadach K^0

Obecnie przyjęta interpretacja fizyczna:
$\mathcal{CP}$ pochodzi z różnicy faz między amplitudami przejść do stanów $I = 0$ i $I = 2$.

- **Definiujemy**

$$\eta^{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0|K_L\rangle}{\langle \pi^0\pi^0|K_S\rangle}$$

$$\eta^{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^-|K_L\rangle}{\langle \pi^+\pi^-|K_S\rangle}$$

$$R = \frac{|\eta^{00}|^2}{|\eta^{+-}|^2}$$

- **Z symetrii stanów końcowych 2π**

$$\begin{aligned}\langle\pi^0\pi^0|K^0\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}A_0e^{i\delta_0} - \sqrt{\frac{4}{3}}A_2e^{i\delta_2}\\ \langle\pi^+\pi^-|K^0\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}A_0e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}}A_2e^{i\delta_2}.\end{aligned}$$

- **$\not{C}\not{P}$ wprost wymaga interferencji amplitud o różnych fazach. Dlatego**

$$\varepsilon = \frac{\langle 2\pi(I=0)|K_L\rangle}{\langle 2\pi(I=0)|K_S\rangle}$$

mierzy tylko $\not{C}\not{P}$ nie-wprost, a

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{\langle 2\pi(I=2)|K_L\rangle}{\langle 2\pi(I=0)|K_L\rangle} - \frac{\langle 2\pi(I=2)|K_S\rangle}{\langle 2\pi(I=0)|K_S\rangle}\right]$$

mierzy $\not{C}\not{P}$ wprost.

Wyrażając amplitudy przez $\varepsilon, \varepsilon'$

$$\begin{aligned} \eta^{00} &\simeq \varepsilon - 2\varepsilon' \\ \eta^{+-} &\simeq \varepsilon + \varepsilon' \end{aligned}$$

ε'/ε **poprzez wielkość mierzalną**

$$\begin{aligned} R &= \frac{N(K_L \to \pi^0\pi^0)}{N(K_S \to \pi^0\pi^0)} \Big/ \frac{N(K_L \to \pi^+\pi^-)}{N(K_S \to \pi^+\pi^-)} \\ &= 1 - 6\,\mathcal{R}e\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \end{aligned}$$

Stąd metoda doświadczalna:

Jednoczesny pomiar częstości 4 kanałów rozpadów:

$$K_{L,S} \to \pi^+\pi^-,\ \pi^0\pi^0$$

Ważne założenie:

- **Para $\pi^0\pi^0$ lub $\pi^+\pi^-$ z rozpadu K^0 jest w stanie S (zachowanie momentu pędu).**
- **Z symetrii Bosego: dozwolone są stany izospinowe $I = 0, 2$.**
- **Statystyka (uogólniona) Bosego zabrania istnienia stanu z $I = 1$.**
- **O. Greenberg i R. Mohapatra, 1989:**
  Jeśli dopuścić niewielkie łamanie symetrii Bosego, to można otrzymać obserwowane wyniki dla $R \neq 1$ (w momencie wysuwania tej propozycji był to tylko wstępny wynik NA31).
  Nie jest to interpretacja powszechnie przyjęta.

Pomiary $\mathcal{CP}$ wprost wykonane w ostatnich 2 dekadach:

CERN	**NA31**	**'80/'90**	$(2.30 \pm 0.65) \times 10^{-3}$
FNAL	**E731**	**'80/'90**	$(0.75 \pm 0.59) \times 10^{-3}$
CERN	**NA48**	**'90/'00**	$(1.47 \pm 0.23) \times 10^{-3}$
FNAL	**KTeV**	**'90/'00**	$(2.07 \pm 0.28) \times 10^{-3}$

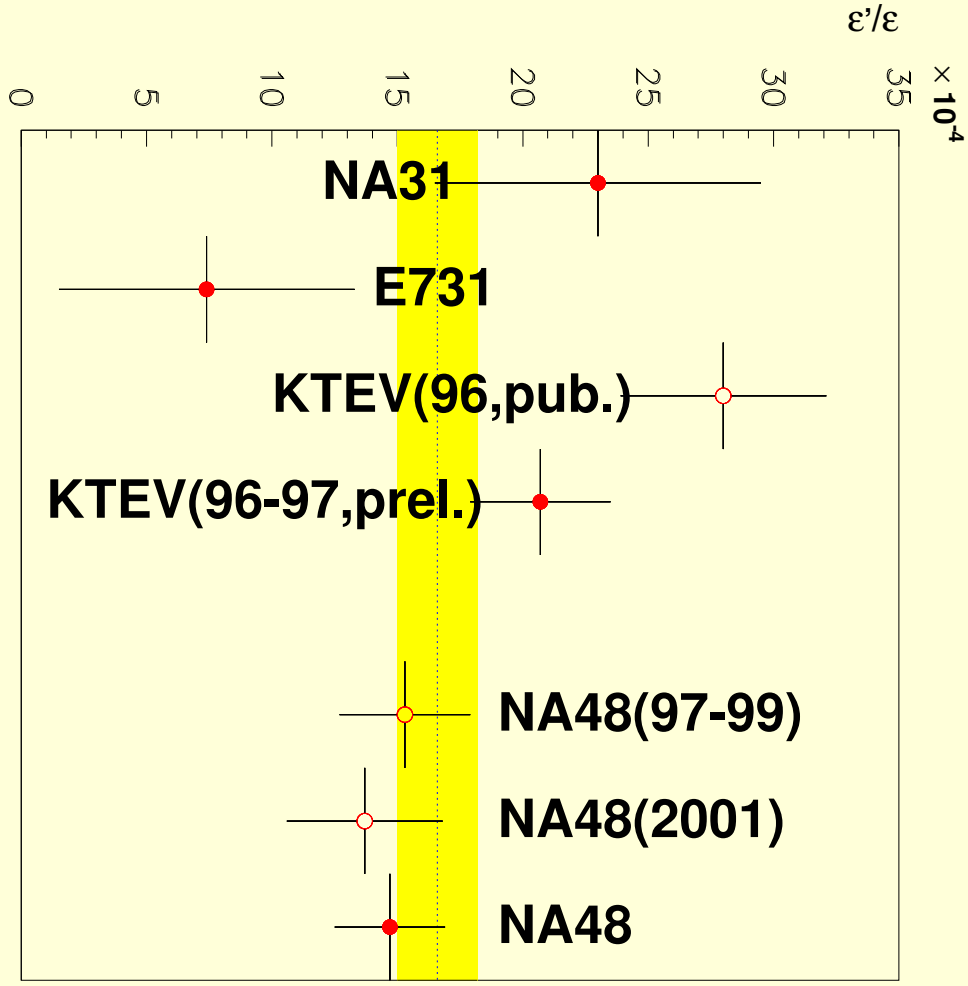
Nowe vs. stare:

- **Redukcja i lepsze zrozumienie systematyki,**
- **Znaczna poprawa statystyki**

$$\mathcal{R}e\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (1.47 \pm 0.17_{stat} \pm 0.21_{syst}) \times 10^{-3} \quad \textbf{NA48}$$

$$(2.07 \pm 0.15_{stat} \pm 0.24_{syst}) \times 10^{-3} \quad \textbf{KTeV}$$

$$(1.72 \pm 0.18) \times 10^{-3} \quad \textbf{Średnia światowa}$$


ε'/ε
0
5
10
15
20
25
30
35
× 10⁻⁴
NA31
E731
KTEV(96,pub.)
KTEV(96-97,prel.)
NA48(97-99)
NA48(2001)
NA48

$$\varepsilon = \frac{e^{i\pi/2}}{\sqrt{2}} \frac{\mathcal{I}m \langle K_1|H|K_2\rangle}{\Delta m}$$

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \left|\frac{A_2}{A_0}\right| e^{i(\delta_2-\delta_0)} \sin(\delta_2-\delta_0)$$

Znając $\Delta m = m_L - m_S = (3.552 \pm 0.016) \times 10^{-12}$ MeV **z oscylacji** K, $\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S$ **i** $\delta_2 - \delta_0$ **(z analizy fazowej** $\pi\pi$ **oraz, lepiej, z** χPT)

$$\mathrm{Arg}(\varepsilon) = \arctan \frac{-2\Delta m}{\Delta\Gamma} \simeq \frac{\pi}{4}$$

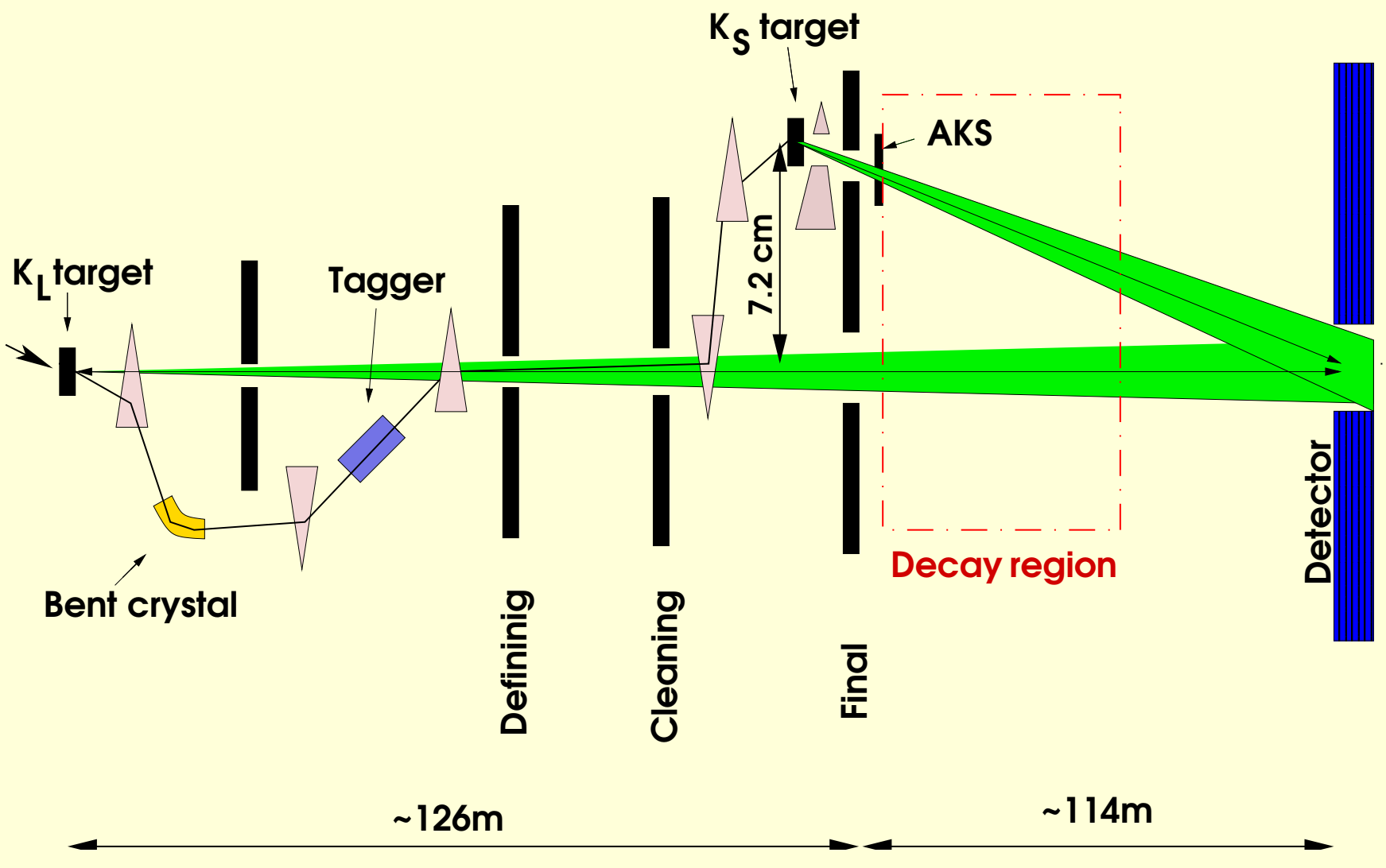
$$\mathrm{Arg}(\varepsilon') = \frac{\pi}{2} + \delta_2 - \delta_0 \simeq \frac{\pi}{4}$$

$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ **jest rzeczywiste (przypadkiem!).**

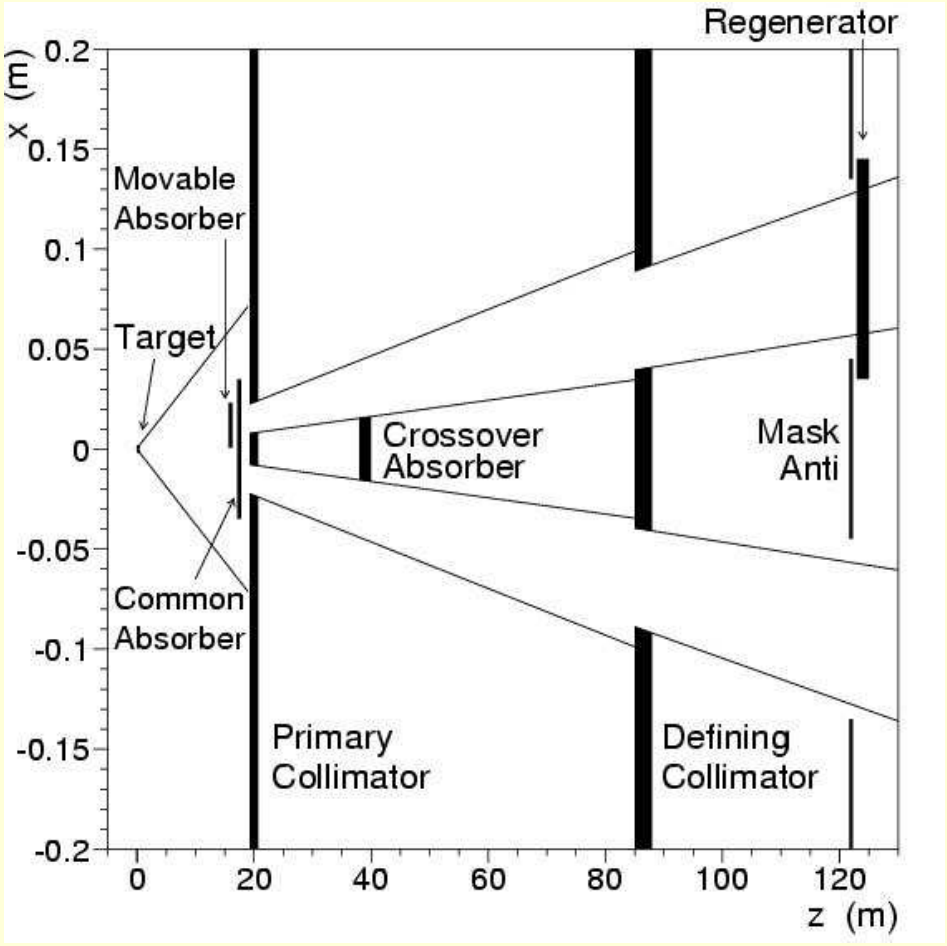
Wiązki:

- **NA48: Dwie tarcze odseparowane o 120 m, wspólny obszar rozpadowy, tagowanie protonów padających na tarczę K_S**
- **KTeV: aktywny regenerator (85 modułów scyntylacyjnych, izolowanych optycznie), będący jednocześnie źródłem i taggerem K_S.**

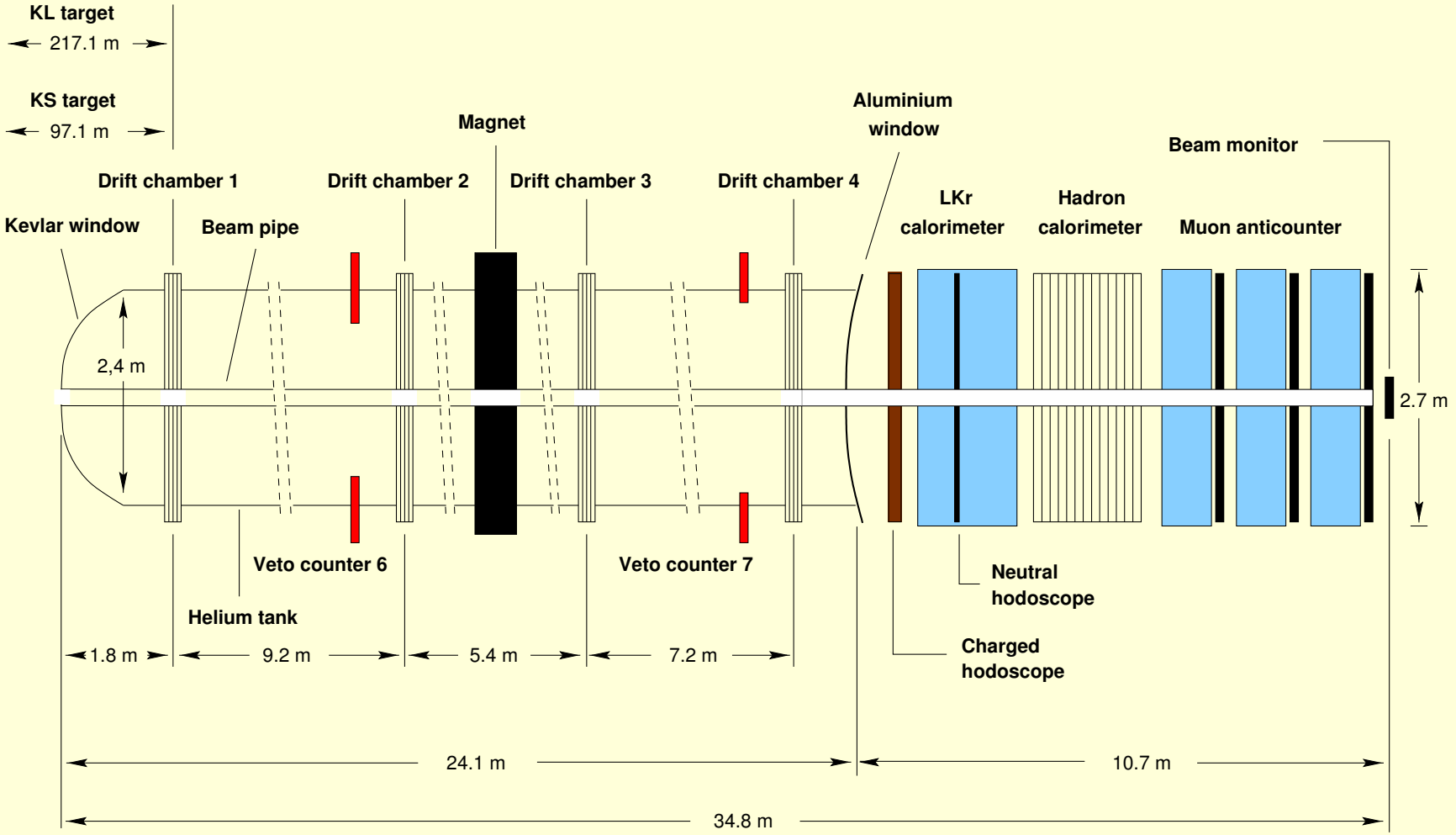
NA48, wiązka


K_S target
AKS
7.2 cm
K_L target
Tagger
Bent crystal
Defininig
Cleaning
Final
Decay region
Detector
~126m
~114m

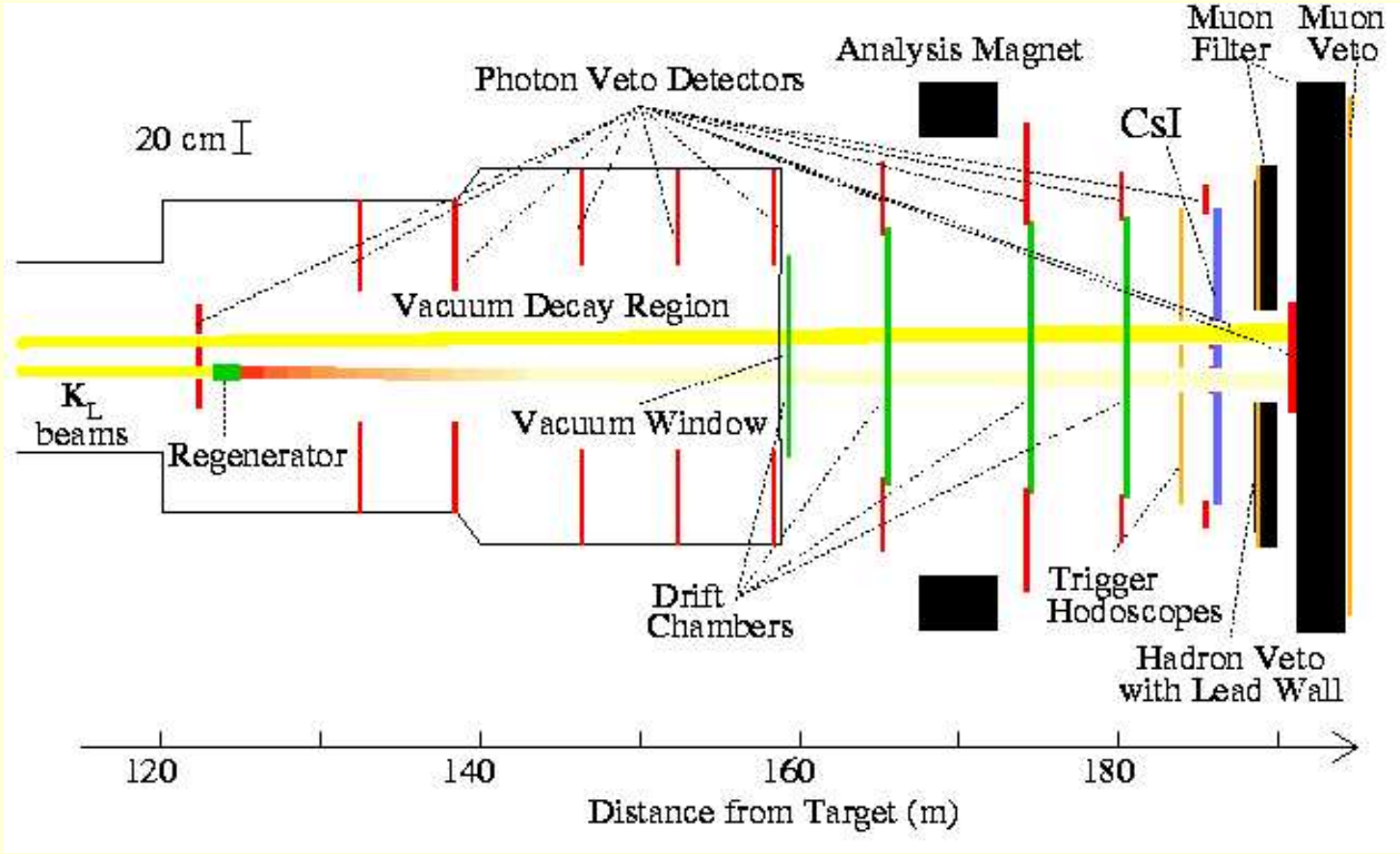
KTeV, wiązka


Regenerator
x (m)
0.2
0.15
0.1
0.05
0
-0.05
-0.1
-0.15
-0.2
Movable
Absorber
Target
Common
Absorber
Crossover
Absorber
Mask
Anti
Primary
Collimator
Defining
Collimator
0
20
40
60
80
100
120
z (m)

NA48, spektrometr



KTeV, spektrometr



Wyrównanie różnic w akceptacjach rozpadów K_L i K_S:

- **NA48: ważenie K_L funkcją czasów własnych τ_L, τ_S,**
- **KTeV: akceptacje obliczane MC i poprawki.**

Trygery:

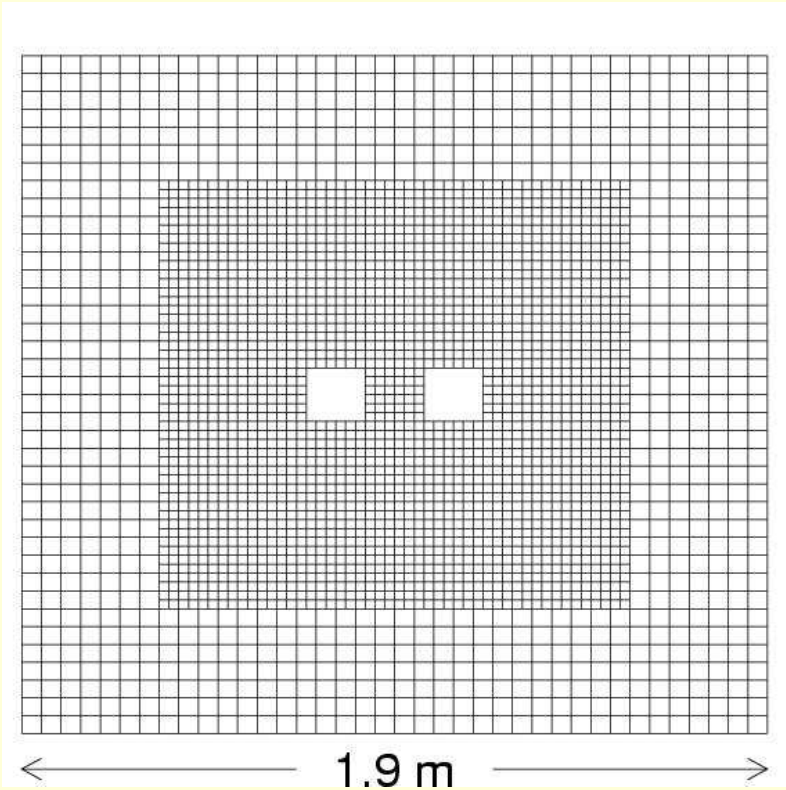
Oddzielne, wielostopniowe trygery na rozpady naładowane i neutralne

- $\pi^+\pi^-$**: hity w komorach dryfowych, hity w tryger-hodoskopach, wierzchołek, zgodność hitów z torami zrekonsruowanymi,** E/p**,** $m_{\pi\pi} \simeq m_K$**,**
- $\pi^0\pi^0$**: kalorymetry** $E_{tot} > E_0$**, 4 klastry,** $m_{\pi\pi} \simeq m_K$**.**

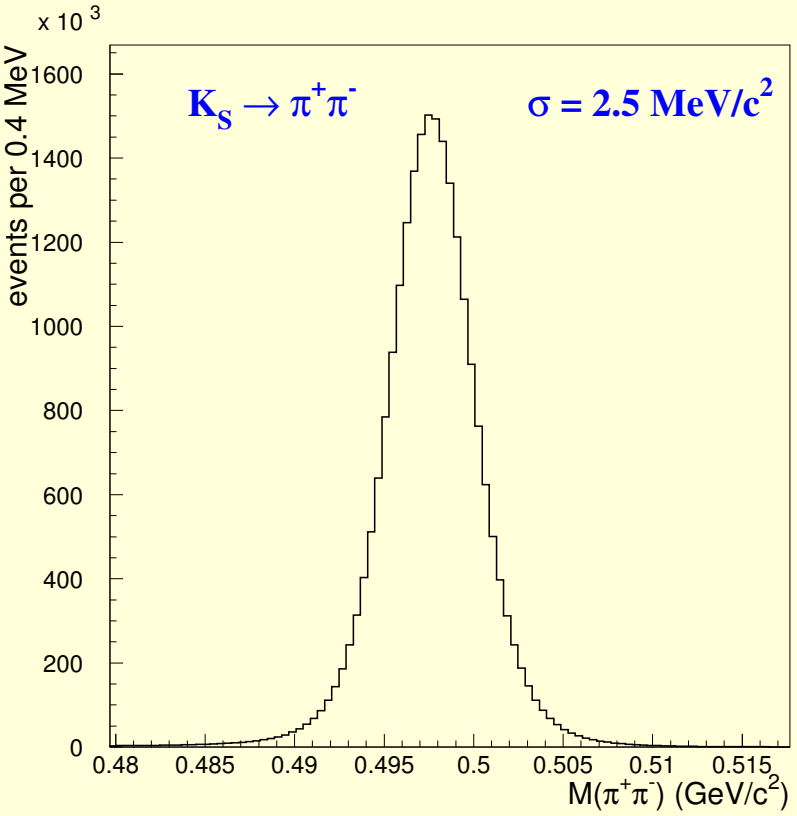
Kalorymetry

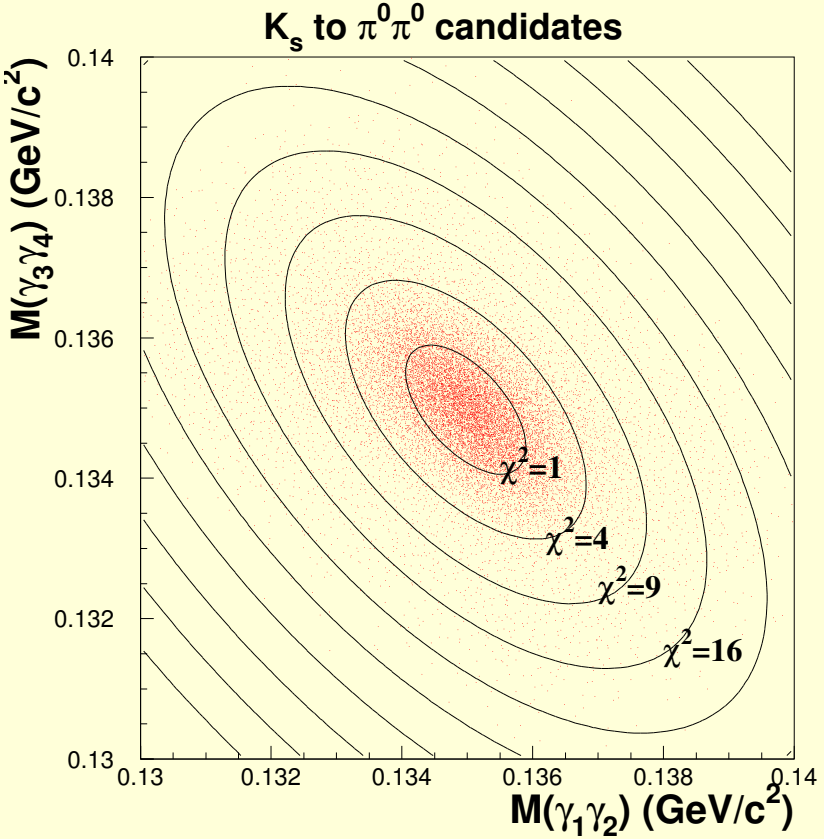
NA48: liquid Kr, 128×128

KTeV: CsI, 50% **grubsza granulacja**



NA48, rekonstrukcja $K \to 2\pi$





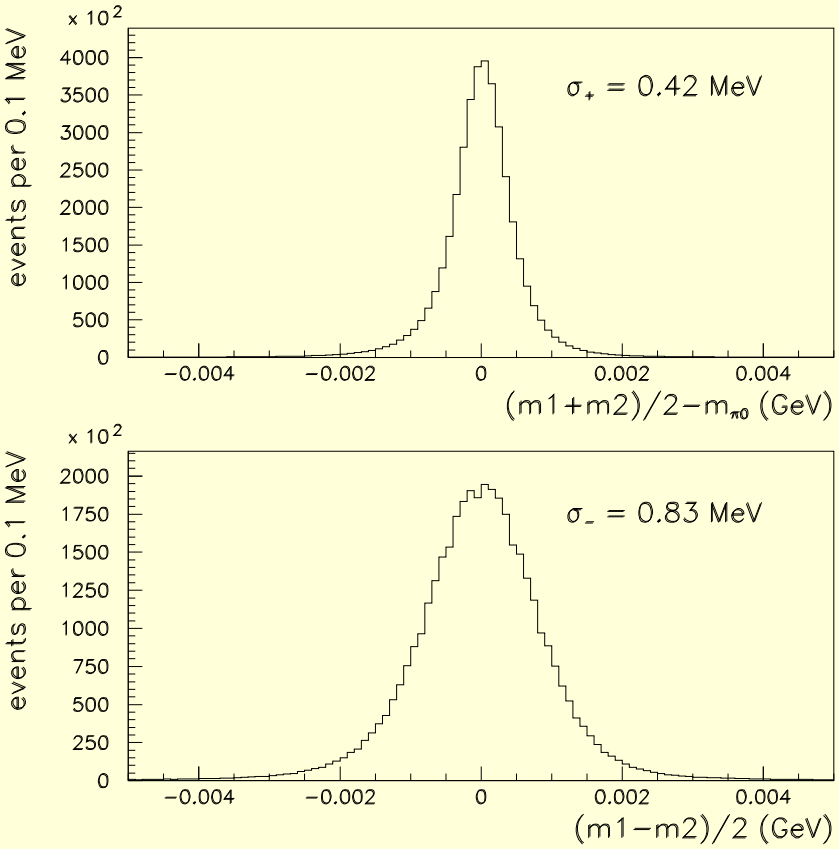
NA48 i KTeV, rekonstrukcja $K \to 2\pi^0$

$$
\begin{aligned}
d_{vx} &= \frac{1}{m_K}\Big[\sum_{i,j=1}^{4} E_i E_j \big((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2\big)\Big]^{\frac{1}{2}} \\
m_{\gamma\gamma} &= \frac{1}{d_{vx}}\big[E_i E_j \big((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2\big)\big]^{\frac{1}{2}} \\
\chi^2 &= [(m_1 + m_2)/2 - m_{\pi^0}]^2/\sigma_+^2 + [(m_1 - m_2)/2]^2/\sigma_-^2
\end{aligned}
$$

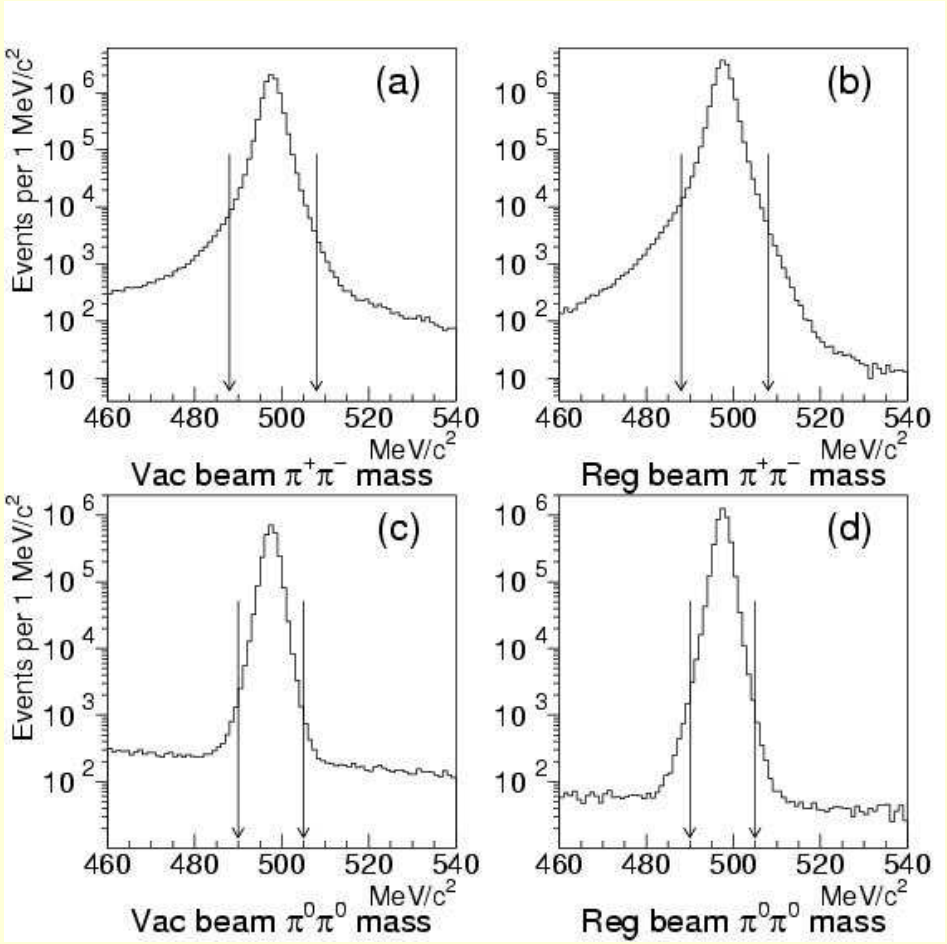
Właściwa kombinacja $\gamma - \gamma$ w pary poprzez minimalne χ^2.

Rozdzielczość w d_{vx} ok. 50 cm

NA48, rekonstrukcja $K \to 2\pi$



KTeV, rekonstrukcja $K \to 2\pi$

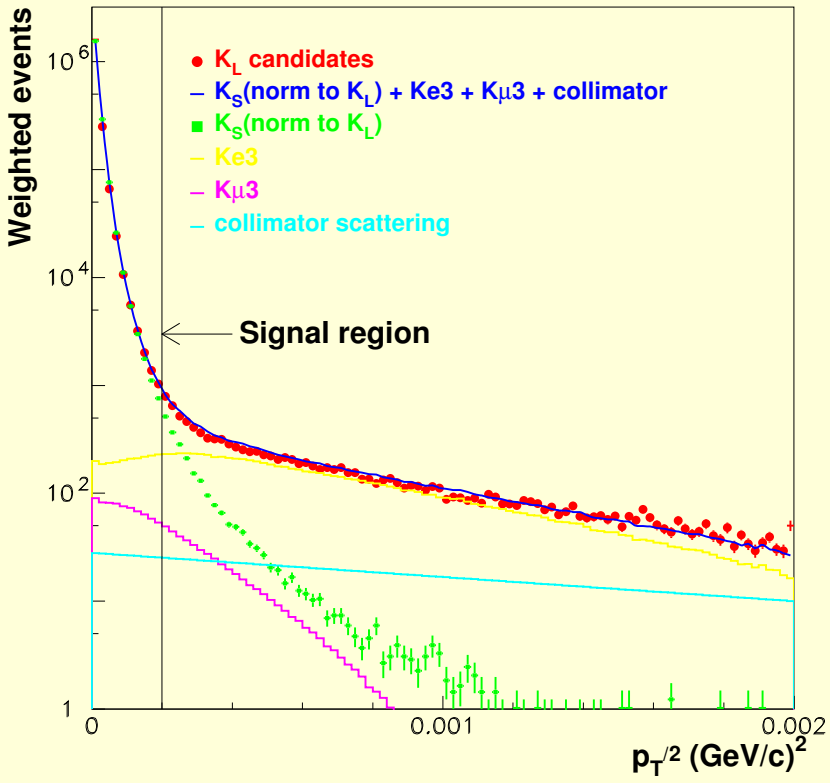


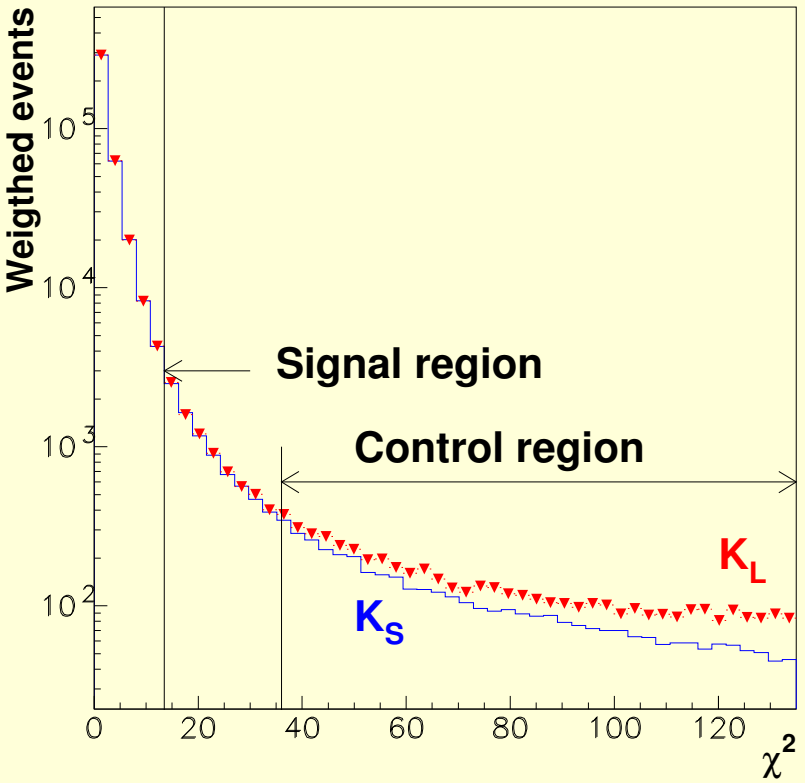
Tło:

W obu eksperymentach główne tło dają

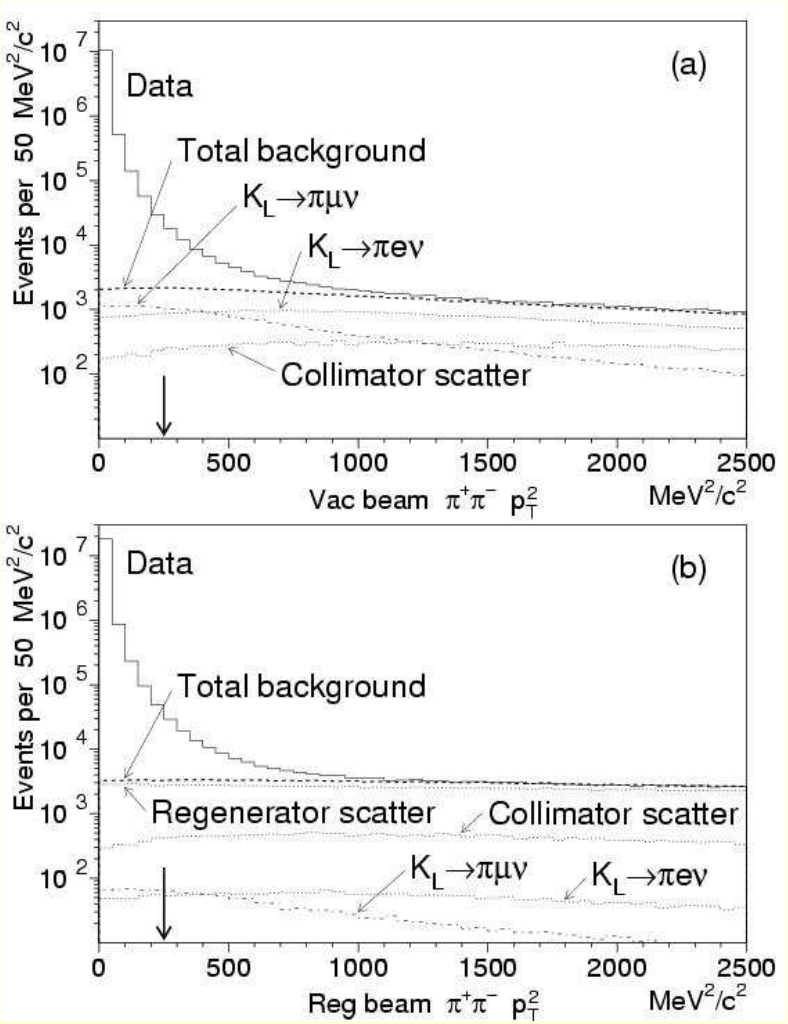
- $\pi^+\pi^-$**: kanały semileptonwe** K_{e3}**,** $K_{\mu 3}$ **i rozpraszanie wielokrotne,**
- $\pi^0\pi^0$**: rozpady** $K_L \to 2\pi^0$ **z nierejestrowanym** π^0**.**

NA48, tło


Weighted events
10^6
10^4
10^2
1
0
0.001
0.002
$p_T^{/2}$ (GeV/c)^2
K_L candidates
K_S(norm to K_L) + Ke3 + Kμ3 + collimator
K_S(norm to K_L)
Ke3
Kμ3
collimator scattering
Signal region


Weigthed events
10^5
10^4
10^3
10^2
0
20
40
60
80
100
120
χ^2
Signal region
Control region
K_L
K_S

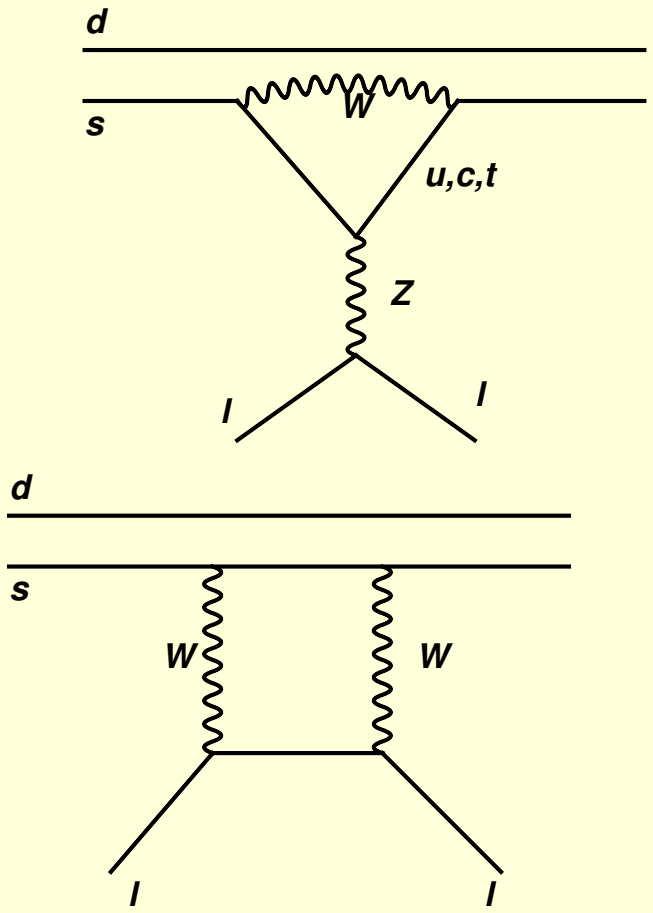
KTeV, tło


(a)
Data
Total background
$K_L \to \pi\mu\nu$
$K_L \to \pi e\nu$
Collimator scatter
Events per 50 MeV^2/c^2
Vac beam $\pi^+\pi^-$ p_T^2
MeV^2/c^2
(b)
Data
Total background
Regenerator scatter
Collimator scatter
$K_L \to \pi\mu\nu$
$K_L \to \pi e\nu$
Reg beam $\pi^+\pi^-$ p_T^2
MeV^2/c^2

Uwagi o przydatności ε' do poprawienia wiedzy o η

- **Do ampltud pingwinowych dają wkład dwie grupy składników: $\Delta I = 1/2$ (gluonowy) i $\Delta I = 3/2$ (Z^0, prop. do m_t^2). Wkłady te znoszą się w znacznym stopniu, co jest znane z niezłą dokładnością (masa t jest przyzwoicie zmierzona).**
- **Większa niepewność pochodzi od członów hadronowych długozasięgowych. Liczy się je w ramach QCD na sieciach, lecz dotychczas źle kontroluje się przybliżenia numeryczne. Stąd teoria daje ε' znacznie mniej dokładnie niż eksperymenty.**

Przyszłość: rozpady $K^{\pm,0} \to \pi^{\pm,0}\nu\bar{\nu}$



- **dominacja dynamiki krótkozasięgowej:**

$$A_q \sim \frac{m_q^2}{m_W^2} V_{qs}^* V_{qd}, \qquad , q = u, c, t$$

- **1 form-factor, taki sam jak w rozpadach semileptonowych** $K \to \pi l \nu_l$**, zmierzony z bardzo dobrą dokładnością, stąd duża czułość na** V_{td} **z niedużymi błędami teoretycznymi.**

-

$$BR(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) = \kappa_L X^2 (m_t^2/m_W^2) A^4 \eta^2$$

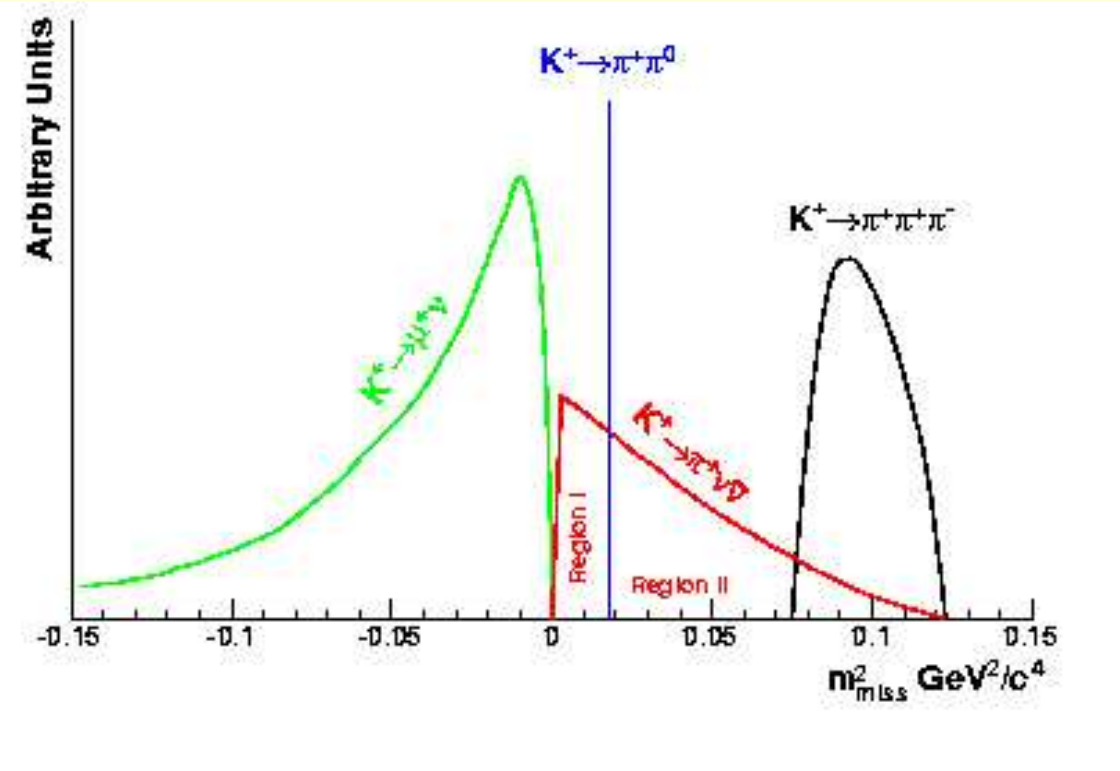
gdzie X **- znana funkcja,** $\kappa_L = 1.80 \times 10^{-10}$**. W kanale** $K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$ **większa nieoznaczoność hadronowa od wkładu** $V_{bd,s}$**.**

Wyniki i plany eksperymentalne

- **BNL-AGS-E787: 3 zdarzenia przez 3 lata**

$$\mathrm{BR}(K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}) = 1.49^{+1.30}_{-0.89} \times 10^{-10}$$

- **Follow-up BNL-AGS-E949, plan 10 zdarzeń.**
- **CERN P326 (następca NA48), plan 80 zdarzeń (proposal '05).**



$$m^2_{miss} \simeq m^2_K\left(1-\frac{|p_\pi|}{|p_K|}\right)+m^2_\pi\left(1-\frac{|p_K|}{|p_\pi|}\right)-|p_\pi||p_K|\theta^2_{\pi K}$$

Założenie, że zrekonstruowany hadron jest pionem.