

- **Kalorymetry :**
 - rozwój kaskady
 - kalorymetr elektromagnetyczny
 - kalorymetr hadronowy
 - budowa kalorymetru
- **Liczniki Czerenkowa**
- **Układy detektorów**
- **Przykłady wielkich współczesnych detektorów**
- **Wybrane eksperymenty ostatnich lat**

Lidia.Goerlich@ifj.edu.pl

Instytut Fizyki Jądrowej PAN

Metoda pomiaru :

Pełna absorpcja energii padającej cząstki pierwotnej

(destruktywna metoda pomiaru energii – cząstka pierwotna jest absorbowana w materiale detektora, "nie istnieje" po zakończeniu pomiaru)

Cząstka pierwotna oddziałuje z materiałem detektora, co w konsekwencji prowadzi do kolejnych generacji cząstek wtórnych (kaskad cząstek wtórnych), które w końcowej fazie w procesach jonizacji / wzbudzenia ośrodka generują mierzalny sygnał proporcjonalny do energii cząstki padającej.

Kalorymetry :

- Pomiar energii cząstek neutralnych i naładowanych
- Identyfikacja cząstek (np. elektronów, fotonów)
- Optymalizacja kalorymetrów do pomiaru kaskad elektromagnetycznych i hadronowych
- Pomiar współrzędnych przestrzennych cząstki (bez udziału pola magnetycznego)
- Sygnały z kalorymetru - ważna informacja dla układów wyzwalania (trygerów) pozwalających na selekcję wybranych procesów
- Redukcja przypadków tła

- **Detektory śladowe + pole magnetyczne → pomiar pędu naładowanych cząstek**

Pomiar pędu naładowanej cząstki z jej zakrzywienia w polu magnetycznym nie zawsze jest wystarczająco precyzyjny

$$p = 0.3 B r$$

pęd cząstki p [GeV / c], indukcja magnetyczna B [T], promień r [m]

- Ważny wkład do zdolności rozdzielczej w pędzie jest proporcjonalny do pędu cząstki

$$\sigma_{p_T} / p_T \sim p_T \quad \rightarrow \quad \text{precyzja pomiaru pędu cząstki pogarsza się wraz ze wzrostem pędu cząstki}$$

p_T - pęd poprzeczny cząstki

- Precyzyjny pomiar zakrzywienia toru cząstki o dużym pędzie jest trudny

→ trudność określenia znaku ładunku cząstki

- Wydajność rekonstrukcji śladów (torów) cząstek spada w procesach charakteryzujących się dużą krotnością cząstek

Pomiar energii - kalorymetria

- **cząstki neutralne nie pozostawiają śladów w detektorach śladowych**
(praktycznie nie oddziałują z materiałem detektora)

Kalorymetry - pomiar energii i pędu cząstek naładowanych i neutralnych (!)

Kalorymetry - pomiar energii i pędu dżetów,

skolimowanych pęków cząstek neutralnych i naładowanych
powstających w oddziaływaniach przy wysokich energiach

Dżety są "śladami" kwarków i gluonów produkowanych w procesach zachodzących z dużym przekazem czteropędu (w tzw. twardych procesach)

Precyzja pomiaru energii cząstek naładowanych i neutralnych w kalorymetrze :

$$\sigma_E / E \sim 1 / \sqrt{E}$$

Energetyczna zdolność
rozdzielcza

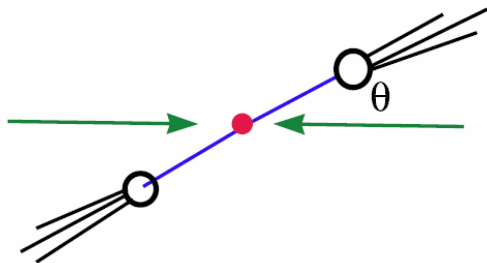


**Przy wysokich energiach pomiary
kalorymetryczne są bardziej precyzyjne
niż pomiary detektorów śladowych**

Produkcja dwóch dżetów w procesie anihilacji elektron - pozyton

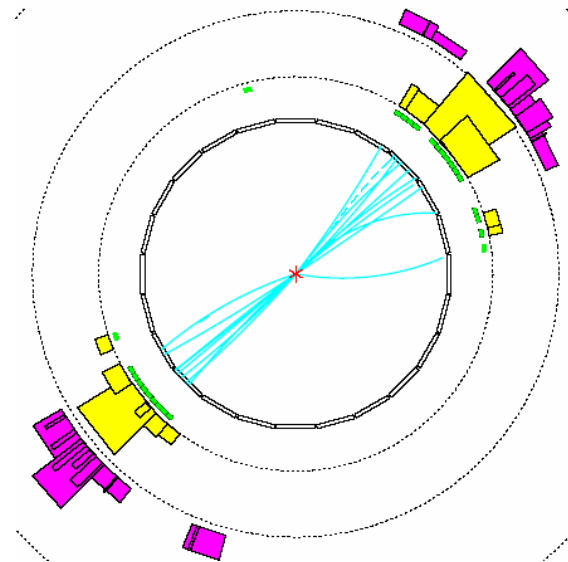
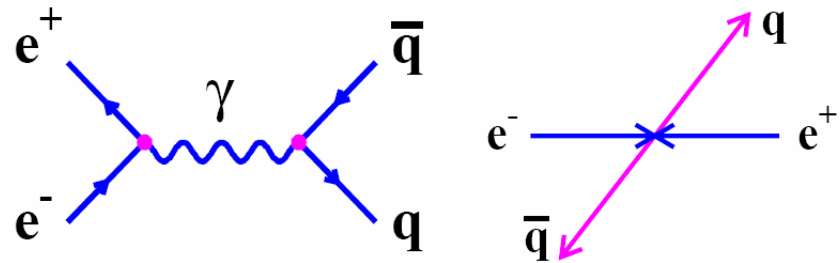
$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony}$$

Topologia przypadków z dwoma dżetami na zderzaczu e^+e^-



Hadrony w dżecie (anty)kwarkowym są skolimowane w kierunku pierwotnego (anty)kwarka

w procesie anihilacji e^+e^- obserwujemy więc 2 przeciwnie skierowane dżety ("back-to-back")

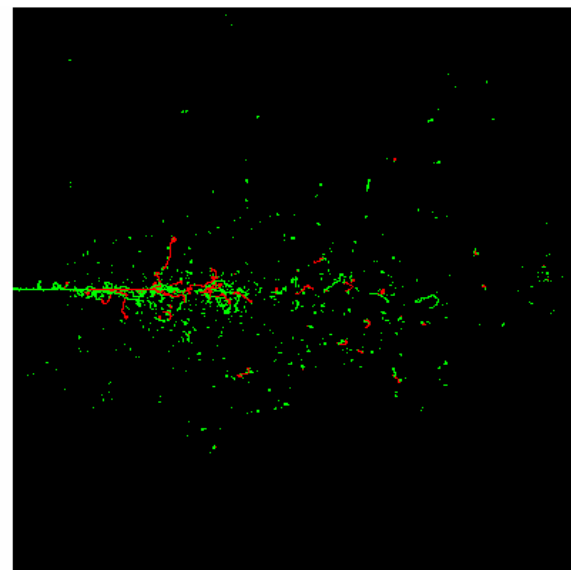
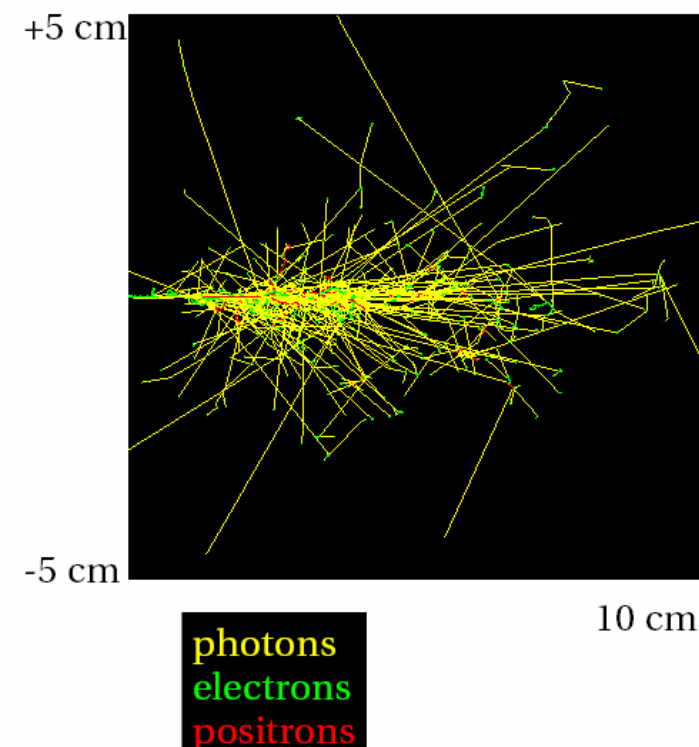


Typowy przypadek $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ z 2 dżetami w stanie końcowym zarejestrowany w detektorze OPAL na zderzaczu e^+e^- LEP w CERNie

Rodzaje kaskad i kalorymetrów :

- **elektromagnetyczne** (elektronowo-fotonowe) wywoływane przez elektrony, pozytony, fotony, mezony π^0
- **hadronowe** generowane przez cząstki silnie oddziałujące

Symulacja kaskady elektromagnetycznej



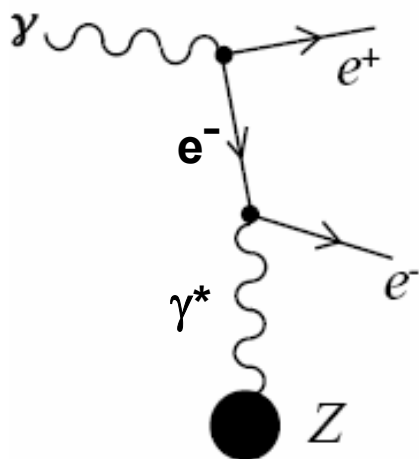
Początkowy elektron o energii 1 GeV w ołowiu

Kaskady elektromagnetyczne

- Elektrony, pozytony, fotony, neutralne mezony π^0 ($\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$) generują w kalorymetrach **elektronowo - fotonowe kaskady elektromagnetyczne**
- główne procesy prowadzące do rozwoju kaskady elektromagnetycznej

**Kreacja pary e^+e^-
przez foton w polu jądra**

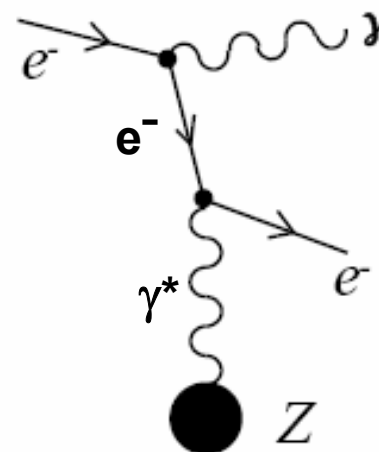
$$\gamma + \text{jądro} \rightarrow e^+ + e^- + \text{jądro}$$



W polu jądra foton może konwertować na parę elektron-pozyton.
Wymiana wirtualnego fotonu z jądrem zapewnia zachowanie czteropędu.

**Promieniowanie hamowania
(bremsstrahlung)**

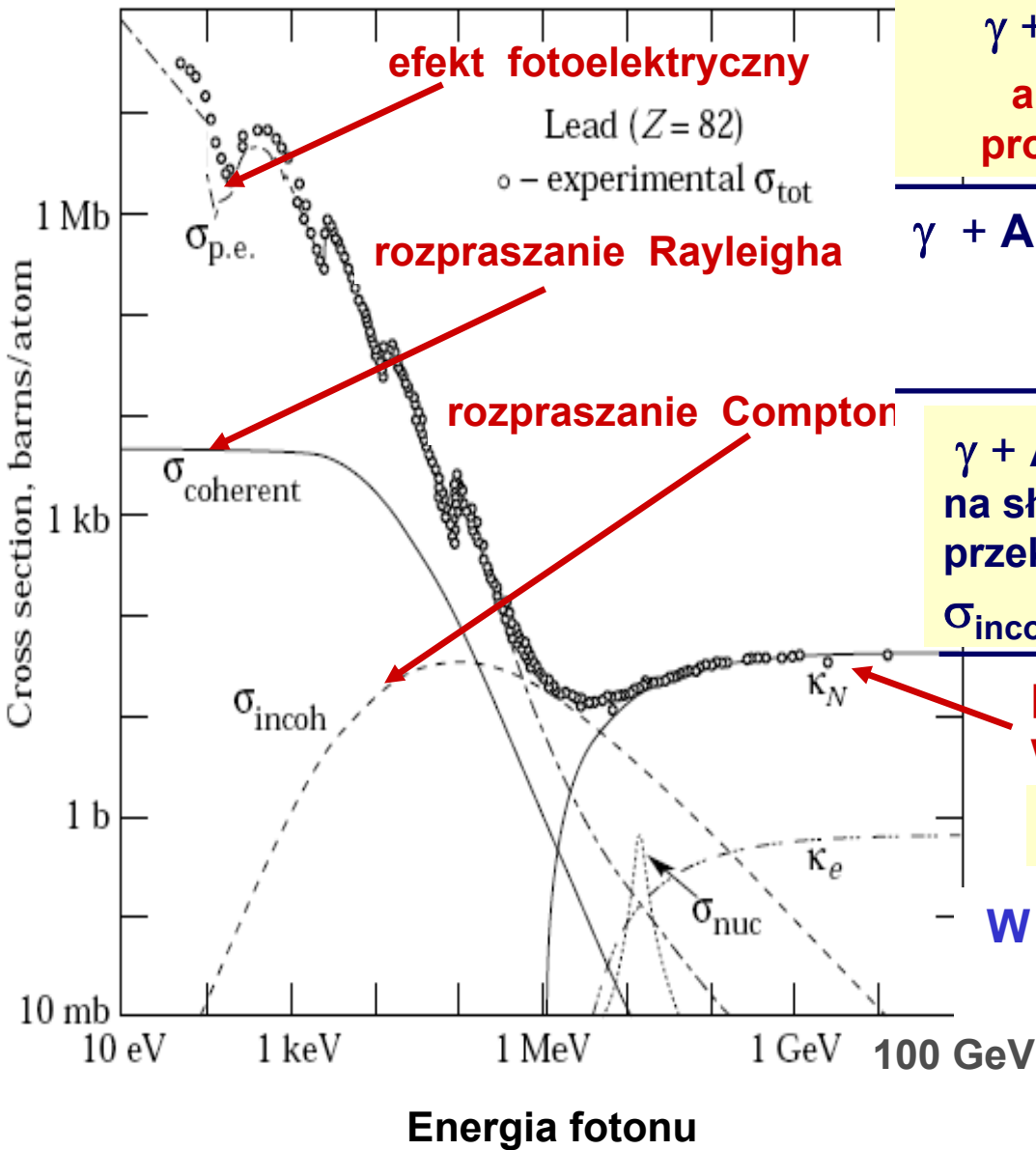
$$e^- + \text{jądro} \rightarrow e^- + \gamma + \text{jądro}$$



Emisja rzeczywistego fotonu przez elektron wyhamowany w polu jądra o ładunku Ze

Oddziaływanie fotonów z materią

Przekroje czynne na oddziaływanie fotonów z materią (dla ołowiu) w funkcji energii fotonu



$\gamma + A \rightarrow A^* \rightarrow A^+ + e^-$, $\sigma_{\text{p.e.}} \sim 1 / E_\gamma^3$
absorpcja fotonu $\rightarrow$ emisja elektronu
proces dominuje przy małych energiach

$\gamma + A \rightarrow A + \gamma'$, rozpraszanie fotonu na atomie, atom nie ulega jonizacji ani wzbudzeniu, foton nie traci energii

$\gamma + A \rightarrow A^+ + e^- + \gamma$, rozpraszanie fotonu na słabo związanych elektronach, foton przekazuje część swojej energii elektronowi

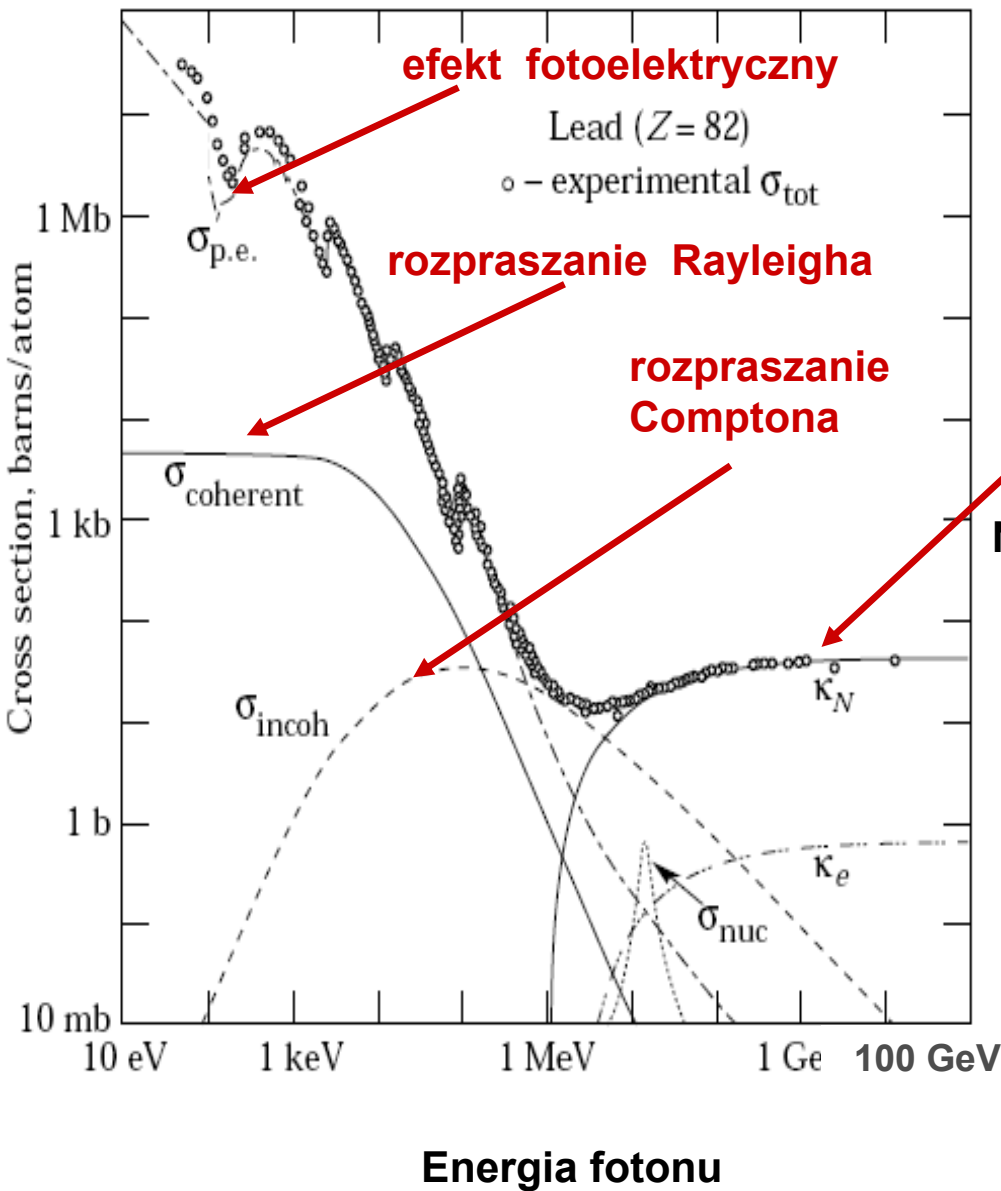
$\sigma_{\text{incoh}} \sim 1 / E_\gamma$

produkcja par elektron - pozyton w polu jądra

$\gamma + A \rightarrow A + e^+ + e^-$, $E_\gamma > 2m_e$

W oddziaływaniach fotonów z materią proces produkcji par e^+e^- dominuje w obszarze wysokich energii ($E > 10 \text{ MeV}$)

Przekroje czynne na oddziaływanie fotonów z materią (dla ołowiu) w funkcji energii fotonu



W oddziaływaniach fotonów z materią proces produkcji par e^+e^- dominuje w obszarze wysokich energii



$$\sigma(E \rightarrow \infty) = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A X_0}$$

A – masa atomowa absorbenta (g mol^{-1})

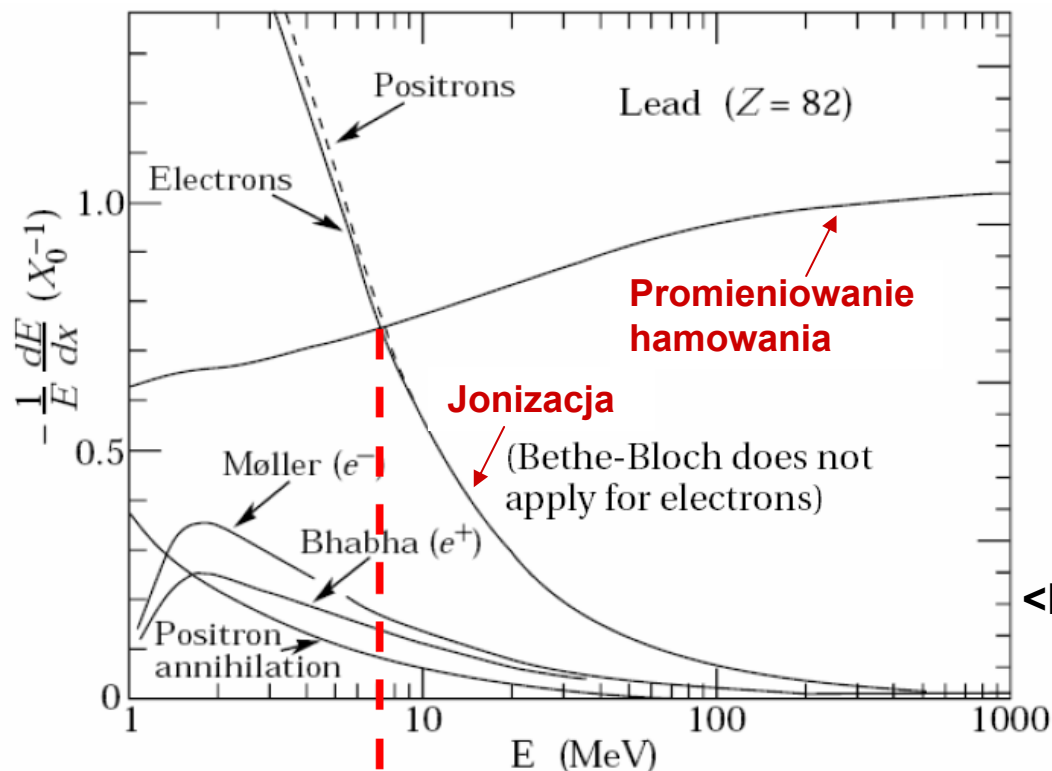
N_A – stała Avogadra ($6.0221415 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

X_0 – droga (długość) radiacyjna (g cm^{-2})

Droga radiacyjna X_0 charakteryzuje własności ośrodka przy opisie oddziaływ. fotonów i elektronów z materią.

X_0 – odległość, na której foton lub elektron traci $1 - 1/e \approx 63\%$ swojej energii. Mierzmy ją w g cm^{-2} (odległość $\cdot$ gęstość ośrodka).

Względne straty energii elektronów / X_0 w różnych procesach



Energia krytyczna E_k odp. energii elektronów,
przy której starty energii na promieniowanie są
równe stratom energii na **jonizację**
 $E_k \approx 550 / Z$ [MeV]

Przy budowie kalorymetrów elektromagnetycznych wykorzystujemy materiały
o dużej liczbie atomowej Z i małym $X_0 \rightarrow$ "zwarta" przestrzennie struktura
(w kierunku podłużnym i poprzecznym) kaskady elektromagnetycznej

Elektrony i pozytony w ołowiu

proces wypromieniowania fotonu
poprzez promieniowanie hamowania
dominuje już przy energii 10 MeV

Radiacyjna strata energii elektronu
przy przejściu przez warstwę ośrodka
o grubości dx jest proporcjonalna do
energii cząstki :

$$-dE / dx \text{ (bremsstrahlung)} = E / X_0$$

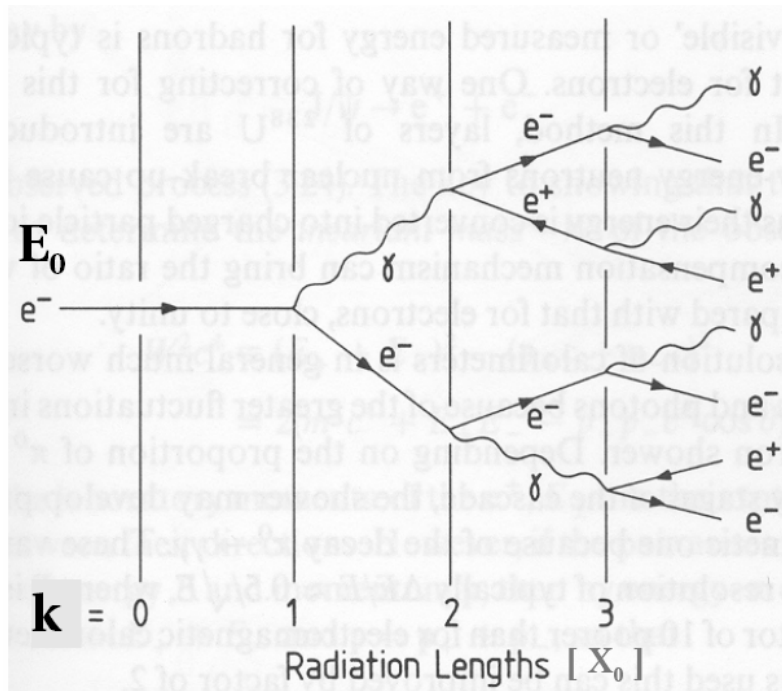
$$\rightarrow \langle E \rangle = E_0 \cdot \exp (- x / X_0)$$

$\langle E \rangle$ (E_0) – średnia (początkowa) energia e

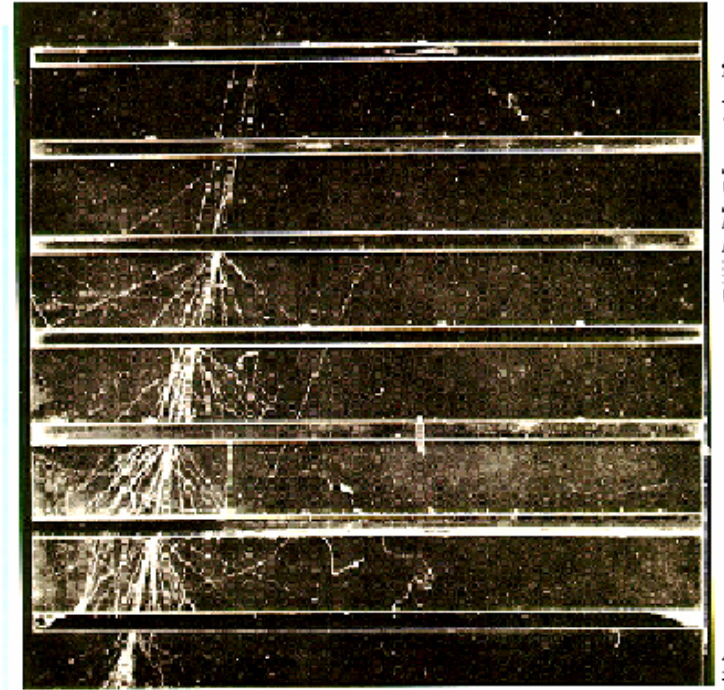
Jedna droga radiacyjna odp.
średniej drodze, na której energia
wysokoenergetycznej cząstki
spada o czynnik e
(poprzez promieniowanie hamowania)

$$X_0 \approx \sim 180 A / Z^2 \text{ [g/cm}^2 \text{]}$$

Kaskada elektromagnetyczna



Kaskada w komorze mgłowej z ołowianymi płytami



Rozwój kaskady elektromagnetycznej :

Wysokoenergetyczny początkowy elektron $\rightarrow$ promieniowanie hamowania $\rightarrow$ kreacja par $\rightarrow$ promieniowanie hamowania itd.

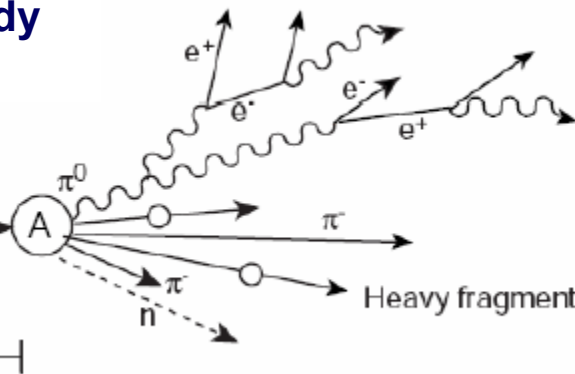
Kaskada wygasa, kiedy średnia energia cząstek oddziałujących elektromagnetycznie spada poniżej energii krytycznej .

Liczba cząstek w kaskadzie zapoczątkowanej przez wysokoenergetyczny foton lub elektron $N \sim E / E_k$. Cała energia cząstki początkowej rozdzielona na cząstki wtórne w ostatnim etapie tracona jest na jonizację ośrodka.

$\rightarrow$ **bardzo dokładny pomiar energii**

Kalorymetr hadronowy – pomiar energii hadronów

Rozwój kaskady hadronowej



Składowa elektromagnetyczna kaskady hadronowej generowana przez rozpad produkowanego $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

Składowa hadronowa kaskady hadronowej

λ – droga oddziaływania : średnia droga w materiale ośrodka, po przebyciu której energia hadronu maleje o czynnik e w wyniku oddz. nieelastycznych

$$\lambda = A / (N_A \cdot \rho \cdot \sigma_{\text{nieelastyczny}}) \approx 35 A^{1/3} [\text{g/cm}^2], \rho - \text{gęstość ośrodka}$$

- Padający hadron oddziałuje silnie z jądrami ośrodka → produkcja wtórnych hadronów** (głównie neutralnych i naładowanych pionów, π^0 i $\pi^\pm$, oraz kaonów, K^0 i $K^\pm$)
- Wyprodukowane hadrony ponownie oddziałują silnie i produkują następną generację hadronów**
w miarę degradacji energii hadronów zaczynają dominować oddziaływania elektromagnetyczne → większość energii początkowego hadronu mierzona w procesie jonizacji → mierzalny sygnał
- ~ 15 - 35% energii początkowego hadronu jest tracone na rozbięcie jąder, wzbudzenia jądrowe oraz umyka z neutrinami produkowanymi w rozpadach cząstek**
→ te procesy nie dają mierzalnego sygnału

- duże fluktuacje w rozwoju kaskady hadronowej :

fluktuacje krotności cząstek produkowanych w zderzeniach hadronów, neutrina unoszące część energii i nieoddziałujące w detektorze, składowa elektromagnetyczna kaskady związana z produkcją mezonów π^0 , energia wiązania w zderzeniach z jądrami, ...

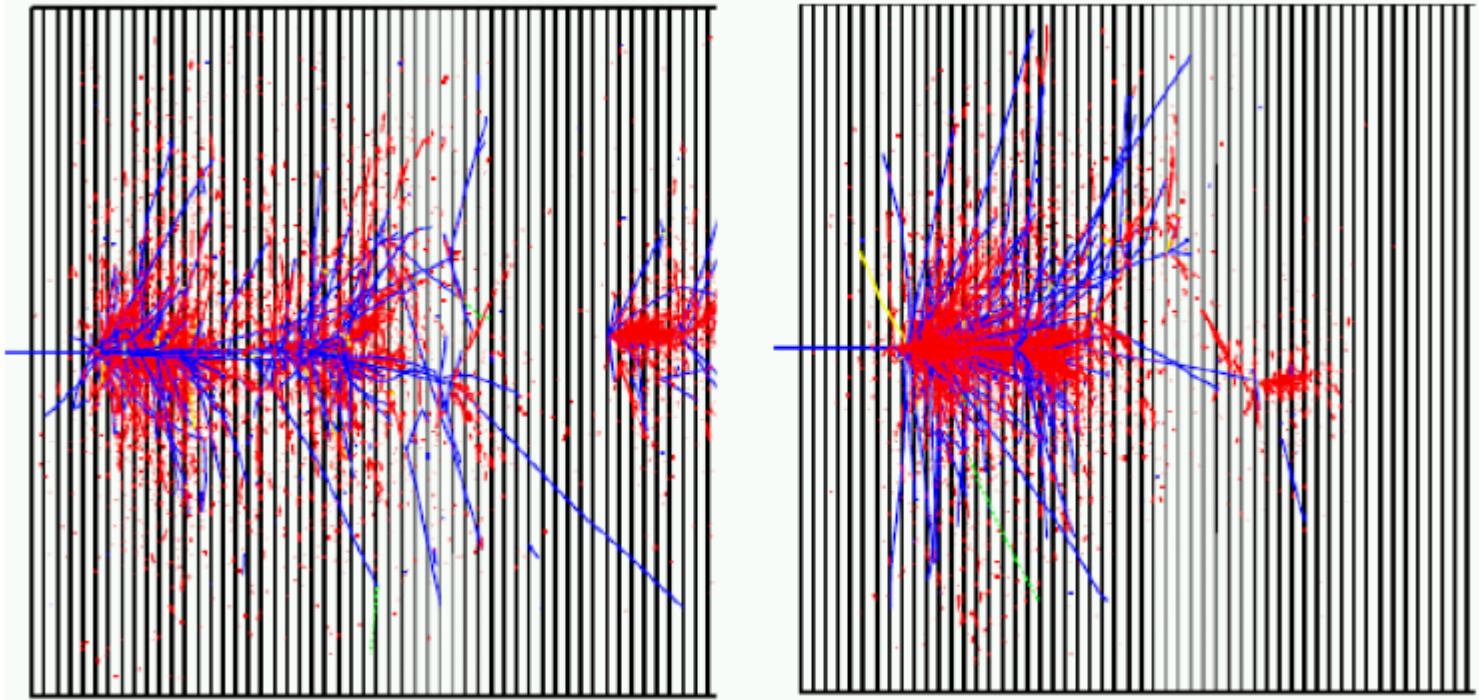


- duże niepewności pomiaru energii

typowa energetyczna zdolność rozdzielcza : $\sigma_E/E \sim 0.5 / \sqrt{E}$, E [GeV]

- metody kompensacji energii traconej w oddziaływaniach jądrowych, poprzez użycie odpowiednich materiałów do budowy detektora (np. uranu)
→ poprawa energetycznej zdolności rozdzielczej kalorymetru

Symulacje kaskady hadronowej



Kolor niebieski – składowa hadronowa kaskady,
Kolor czerwony – składowa elektromagnetyczna kaskady

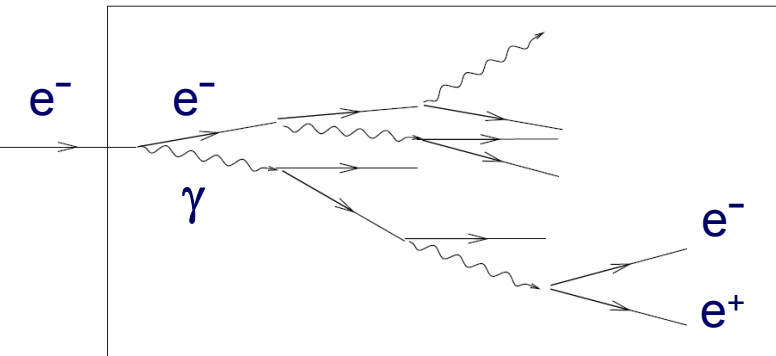
Odpowiedź dobrego kalorymetru hadronowego na przejście elektronu i naładowanego pionu o takiej samej energii powinna być jednakowa.

Umożliwiają to :

Kalorymetr kompensujący – zastosowanie odpowiednich materiałów (uran)
Kalorymetr o dużej segmentacji – programowalne metody analizy sygnałów z kalorymetru wykorzystujące różnice w rozwoju elektromagnetycznej i hadronowej składowej dla kaskady zainicjowanej przez hadron

Kalorymetry jednorodne

Rozwój kaskady i proces
służący detekcji zachodzą w tym
samym aktywnym materiale.



Materiały aktywne mają małą
gęstość → detektory są duże
i drogie

Kalorymetry elektromagnetyczne

Materiał aktywny : kryształy NaJ, CsJ

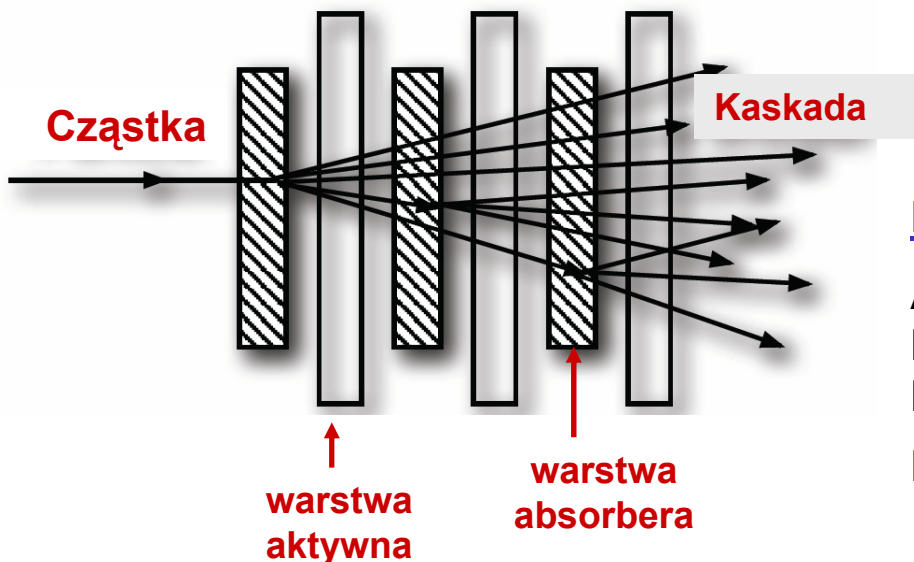
Szkło ołowiowe (55% PbO, 45% SiO₂)

Materiały o dużej liczbie Z

Precyzyjny pomiar energii

Kalorymetry próbkujące

Naprzemienne warstwy **gęstego absorbera** (materiału w którym rozwija się kaskada) i **aktywnego materiału detekcyjnego** (w którym mierzy się sygnał od cząstek wtórnych), próbującego kaskadę.



Kalorymetry hadronowe

Absorber : żelazo

Materiał aktywny : scyntylator, ciekły argon

Materiał aktywny i absorber – szkło ołowiowe

Materiały o dużej liczbie masowej A

Kalorymetry elektromagnetyczne

Absorber : ołów

Materiał aktywny : ciekły argon
scyntylator plastikowy

Duża gęstość absorbera → detektory są mniejsze i tańsze

Fluktuacje wpływające na pomiar energii maleją ze wzrostem energii cząstki

Promieniowanie Czerenkowa

Wysokoenergetyczna naładowana cząstka poruszająca się w ośrodku dielektrycznym z prędkością większą niż fazowa prędkość światła w tym ośrodku emituje fotony.

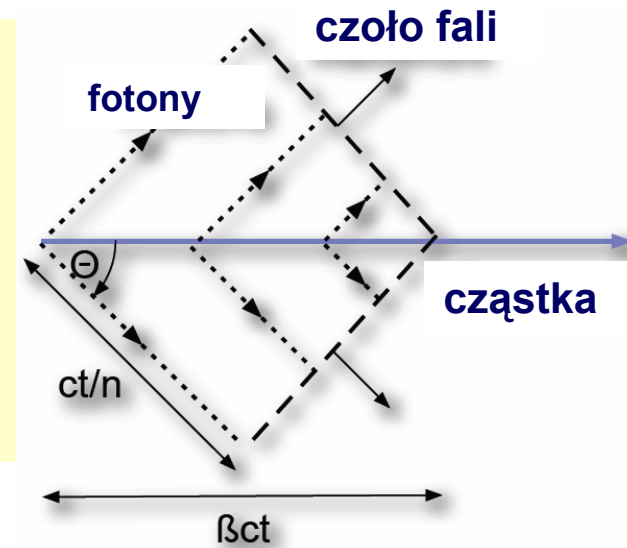
$$\beta c > c / n$$

βc – prędkość cząstki
 c / n – prędkość światła w ośrodku
 n – współczynnik załamania ośrodka

Emitowane światło tworzy spójne czoło fali rozchodzące się pod pewnym kątem do toru cząstki (elektromagnetyczna fala uderzeniowa).

$$\cos \theta = \frac{ct / n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > \frac{1}{n}$$

pomiar kąta $\theta \rightarrow$ pomiar prędkości cząstki



- promieniowanie Czerenkowa ma widmo ciągłe
- liczba fotonów o określonej długości fali wyemitowana na jednostkę długości drogi cząstki $\sim d\lambda / \lambda^2$ (dominuje światło niebieskie)
- sygnał od promieniowania Czerenkowa b. słaby – straty energii są typowo rzędu 1% strat energii na jonizację

Liczniki Czerenkowa służą do identyfikacji cząstek.

Pomiar **prędkości** przy znanym **pędzie** cząstki
(wyznaczonym z zakrzywienia toru cząstki w polu magnetycznym)
pozwała na określenie **masy**, a tym samym **typu cząstki**.

$$\beta = p / E, E^2 = p^2 + m^2 \quad (c = 1)$$

- Progowe liczniki Czerenkowa

Sygnal z licznika jeżeli β cząstki powyżej wartości progowej $\beta_{thr} = 1 / n$
Stosowane już w latach 60-tych w eksperymentach na stacjonarnej tarczy
Pomiar całkowitego sygnału fotonowego

- Różniczkowe liczniki Czerenkowa

Pomiar kąta emisji promieniowania Czerenkowa, optyczne ogniskowanie promieniowania,
użycie fotopowielaczy
Rozróżnienie naładowanych pionów, kaonów i protonów o energiach do kilkuset GeV
Stosowane też do analizy składu wiązek wtórnych z akceleratorów

- Detektory typu RICH (Ring Imaging Cherenkov)

Możliwość rejestracji fotonów bez użycia fotopowielaczy
(detektory fotonów o dużej powierzchni)
Stosowane w eksperymentach przy zderzaczach
(rozwój detektorów fotonów i niskoszumowej elektroniki)

Progowe liczniki Czerenkowa

Rozróżnianie m-dzy 2 relatywistycznymi cząstkami o tym samym pędzie i różnych masach.

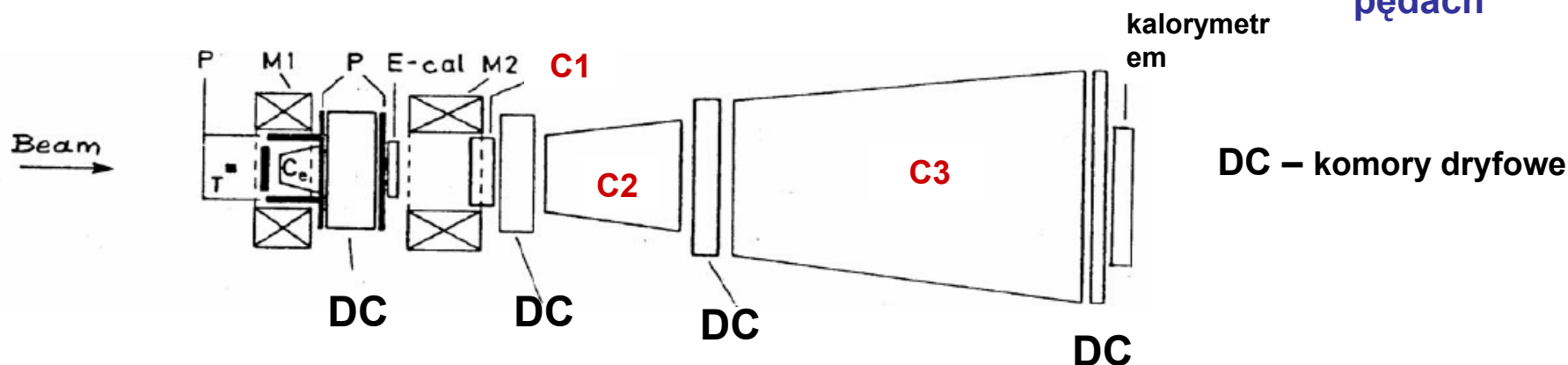
$p_1 = p_2, m_1 > m_2 \rightarrow v_1 < v_2$ ($\beta_1 < \beta_2$) – cząstka lżejsza jest szybsza

Sygnal w liczniku Czerenkowa jeżeli $\beta > \beta_{thr} = 1/n$

Wybieramy radiator tak, aby cząstka 2 o pędzie powyżej pewnej wartości progowej p_{thr} odp. β_{thr} dawała w nim sygnał od promieniowania Czerenkowa. Cząstka 1 o takim samym pędzie ma już prędkość tuż poniżej progu.

2 - 3 detektory z różnymi progami pozwalają na rozróżnianie m - dzy $\pi^\pm$, $K^\pm$ i protonami w pewnym ograniczonym zakresie pędów

M_π (140 MeV) < M_K (490 MeV) < M_p (980 MeV) $\rightarrow \beta_\pi > \beta_K > \beta_p$, przy takich samych pędach



Progowe liczniki Czerenkowa C_e, C1 - C3 w eksp. NA11 (CERN) na stacjonarnej tarczy, który na początku lat 80-tych badał hadronową produkcję cząstek powabnych

Detektor Czerenkowa RICH

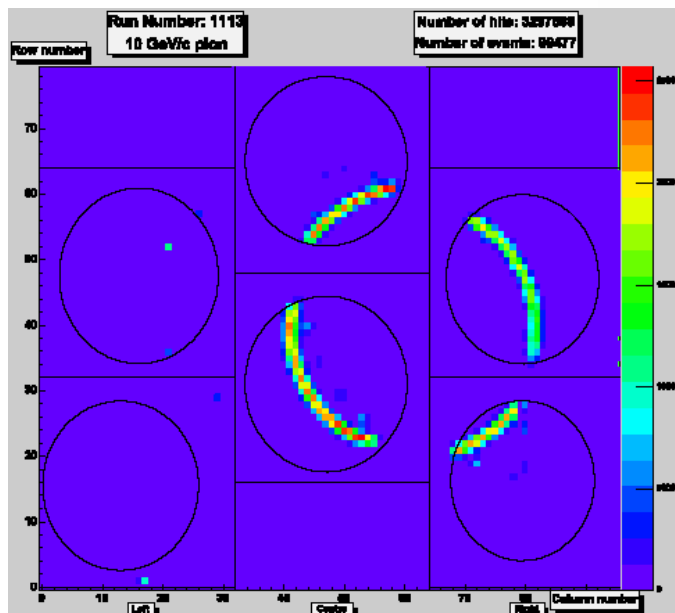
Stożek promieniowania Czerenkowa jest obrazowany w postaci pierścienia w detektorze fotonów o dobrej przestrzennej zdolności rozdzielczej i dużej czułości na pojedyncze fotony.

promień pierścienia → **kąt Czerenkowa θ**
→ **prędkość cząstki**

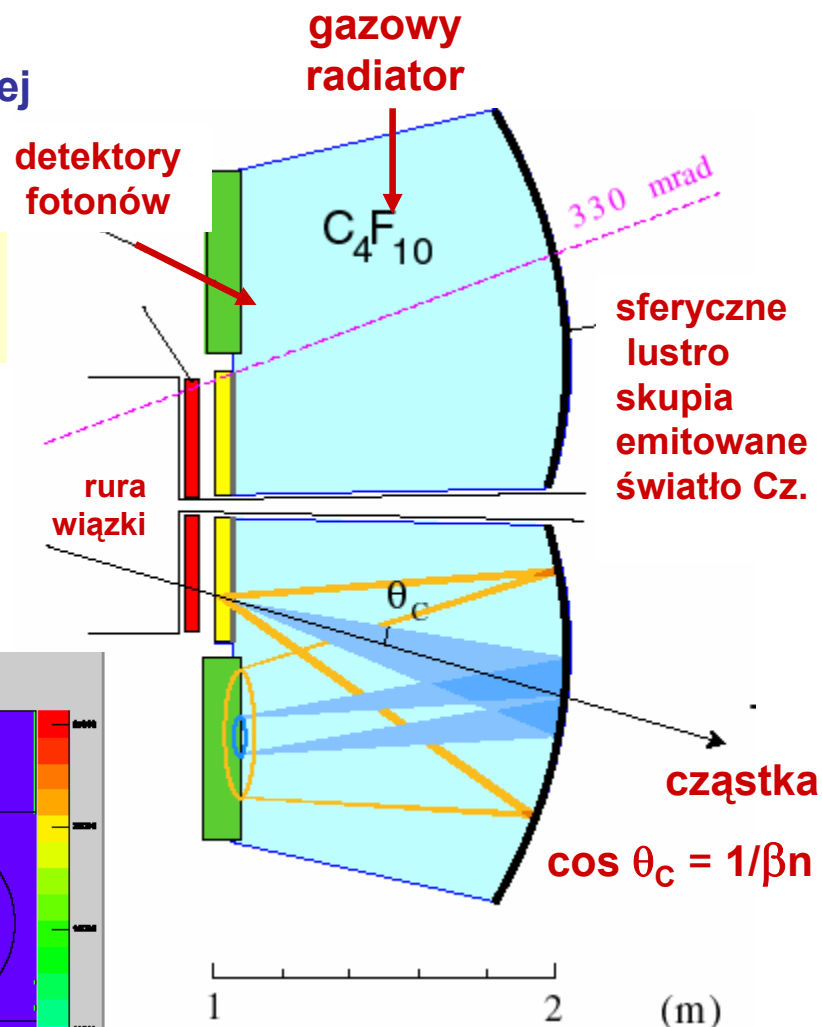
prędkość cząstki + pomiar pędu

→ **masa cząstki** (identyfikacja cząstki)

**Separacja pionów,
kaonów i protonów
w szerokim zakresie
pędów**



Detektor RICH1 w eksperymencie LHCb



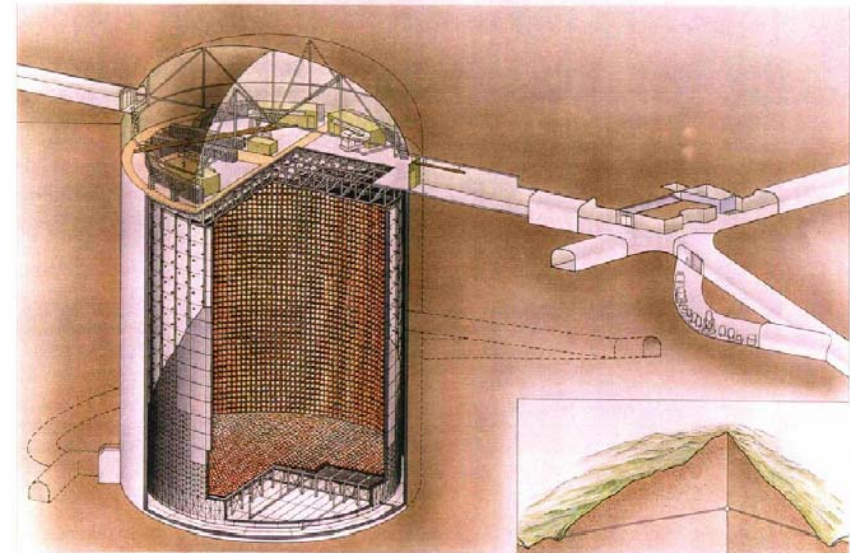
**Separacja $\pi - K - p$
w zakresie pędów 16 - 60 GeV**

Bardzo duże **wodne detektory Czerenkowa** są używane do detekcji **neutrino**
(eksperymenty SuperKamiokande, T2K w Japonii)

Eksperyment SuperKamiokande

Detektor w starej kopalni pod górą
Kamioka w Japonii

- Zbiornik o wysokości 40 m i średnicy 40 m wypełniony 50 000 tonami wody (H_2O)
- Otoczony ok. 11 000 fotopowielaczy
- 1 km pod ziemią



1998 – badania neutrino atmosferycznych

pierwsza wiarygodna ewidencja oscylacji neutrino

$$\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$$

2002 – nagroda Nobla dla M. Koshiba koordynatora eksp. SuperKamiokande

- Oscylacje neutrino (przemiany jednego typu neutrino w inne) wyjaśniają wyniki eksperymentów badających neutrino atmosferyczne i słoneczne
- Oscylacje najłatwiej zrozumieć przy założeniu, że neutrino mają niezerowe masy

Pomiar mionowych i elektronowych neutrin atmosferycznych w eksp. SuperKamiokande w procesach zachodzących poprzez prądy naładowane :

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + X$$

$$\nu_e + N \rightarrow e + X$$

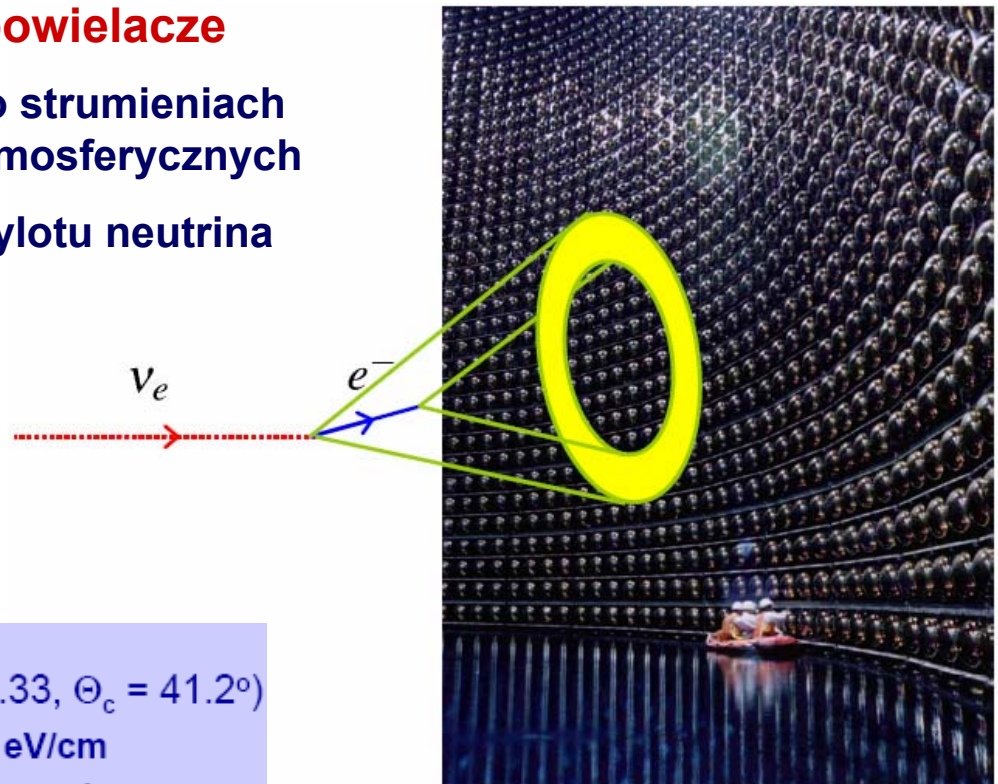
Neutrina oddziałują tylko słabo – identyfikujemy je poprzez procesy, które wywołują

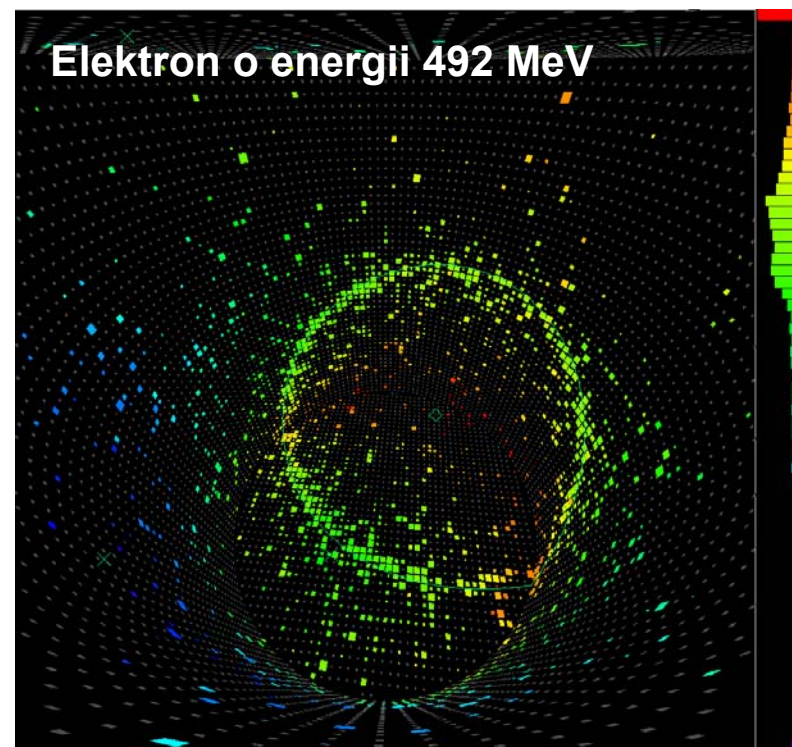
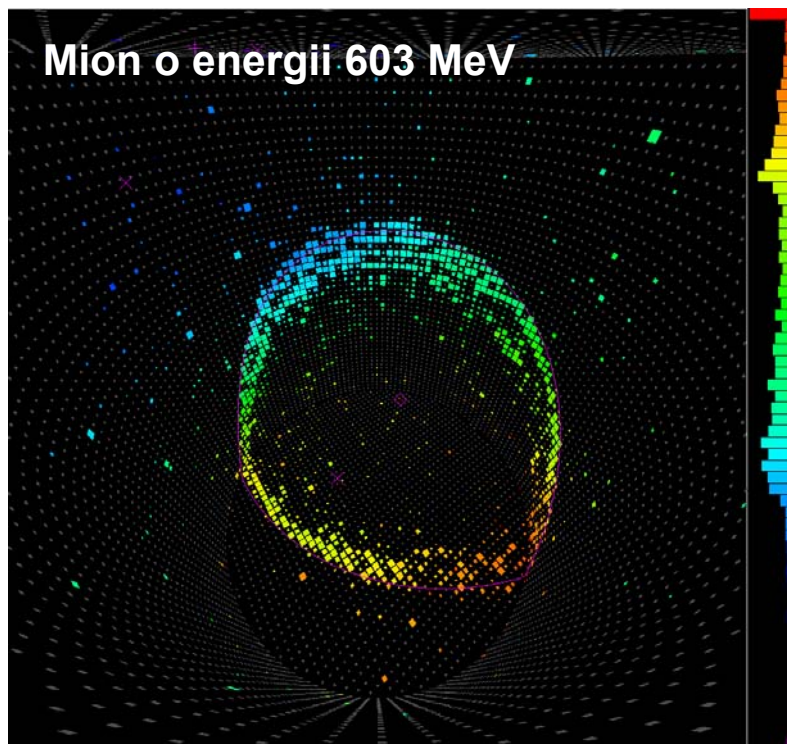
- detekcja elektronów i mionów w wodnym liczniku Czerenkowa (50 kton H_2O)
(woda stanowi zarówno tarczę jak i detektor oddziaływań neutrinowych)
- produkowane miony i elektrony o odp. dużej energii emitują promieniowanie Czerenkowa wykrywane przez fotopowielacze
 - pomiar rozkładów μ i $e \rightarrow$ informacja o strumieniach mionowych i elektronowych neutrin atmosferycznych
 - metoda pomiaru czuła na kierunek przylotu neutrina

Deficyt neutrin mionowych przechodzących przez Ziemię wyjaśniają oscylacje $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$

Wodny detektor
Czerenkowa

W wodzie ($n = 1.33$, $\Theta_c = 41.2^\circ$)
 $dE/dx = 1530 \text{ eV/cm}$
 $dN/dx = 170 \text{ fotonów/cm}$



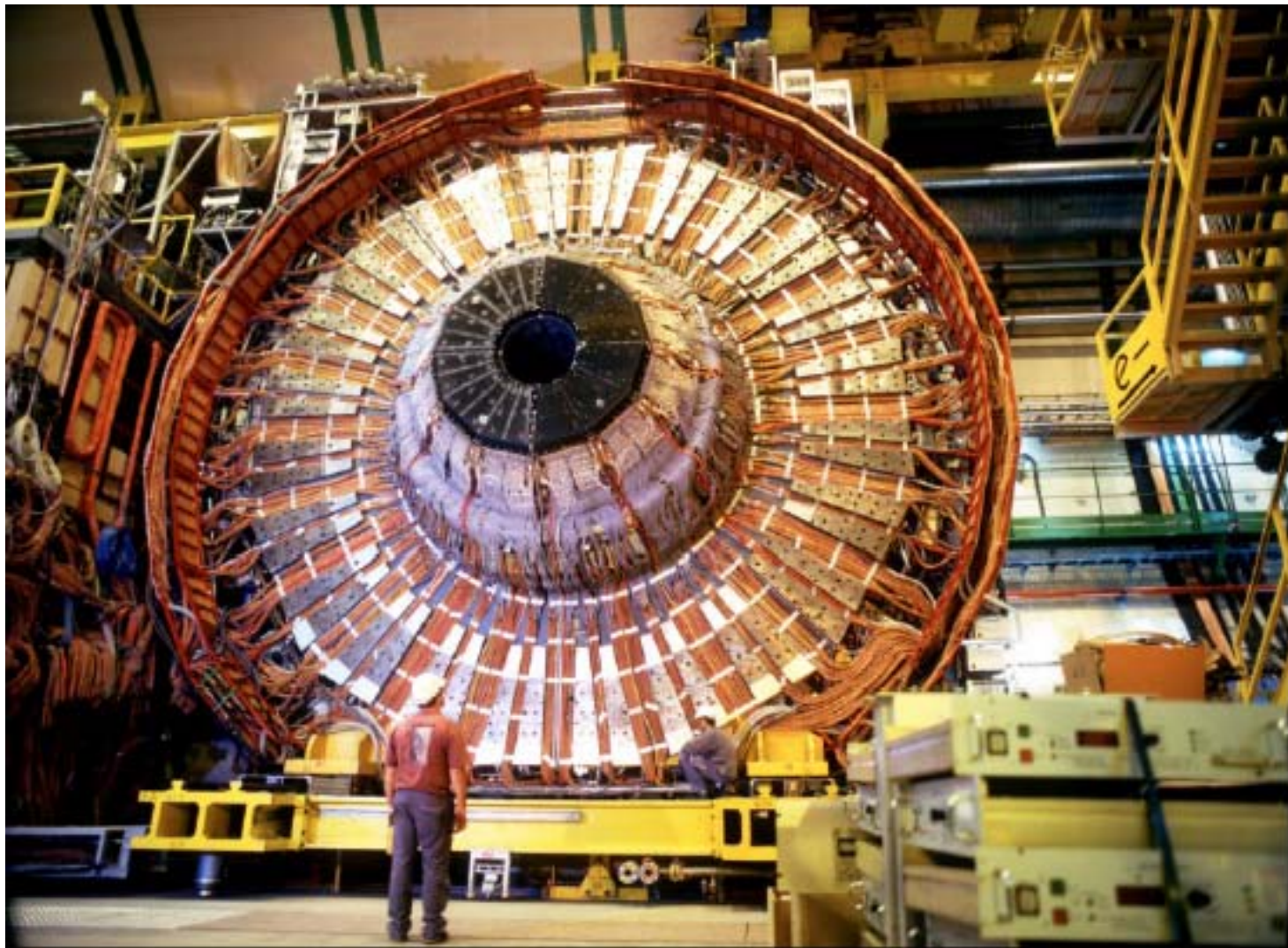


μ – stożek promieniowania Czerenkowa
o ostrych krawędziach

e – rozprasza się ośrodku, zmiana kierunku
ruchu, "rozmażany" stożek świetlny

- Promieniowanie Czerenkowa wytwarza obraz w kształcie pierścienia, światło rejestruje się przy pomocy fotopowielaczy
- Rozkład kątowy neutrino jest bliski rozkładowi kątowemu $e(\mu)$
- Przy wysokich energiach rozmycie kątowe $\nu - e(\mu)$ można pominąć

**Detektor Forward RICH w eksperymencie DELPHI na zderzaczu e^+e^-
(CERN, LEP)**



Naładowane leptony $\mu^\pm$ – oddziałują słabo i elektromagnetycznie

↓
straty energii na jonizację, promieniowanie hamowania ?

Promieniowanie hamowania : cząstka o masie m w polu kulombowskim jądra o ładunku Z jest wyhamowana i część jej energii zostaje uwolniona poprzez emisję fotonu

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \frac{Z^2}{m^2} \frac{\ln E}{E}$$

Straty energii na radiację istotne dla cząstek o małej masie

$$m_e = 0.511 \text{ MeV}, m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$$

$$\text{Energia krytyczna dla mionu } E_{k\mu} \sim E_{ke} (m_\mu^2 / m_e^2)$$

$$\text{Np. w miedzi (Cu, } Z = 29 \text{) } E_{ke} = 20 \text{ MeV,}$$

$$E_{k\mu}(\text{ Cu }) \text{ ok. } 450 \text{ GeV, } E_{k\mu}(\text{ Pb }) \text{ ok. } 200 \text{ GeV}$$

Miony będą generować kaskady elektromagnetyczne dopiero przy wysokich energiach.

Dominującym procesem oddziaływania mionów z materią jest proces jonizacji atomów ośrodka.

Typowy eksperyment fizyki cząstek wymaga

detekcji, identyfikacji i pomiarów parametrów wielu cząstek,
naładowanych i obojętnych, produkowanych w procesach zderzeń
→ zbudowany jest z wielu typów detektorów

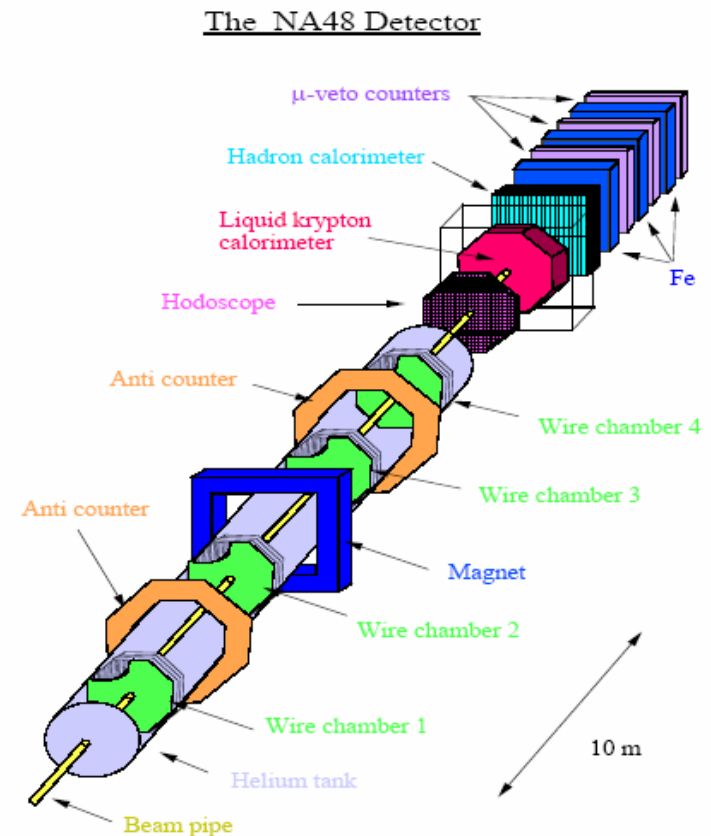
- Eksperyment na stacjonarnej tarczy



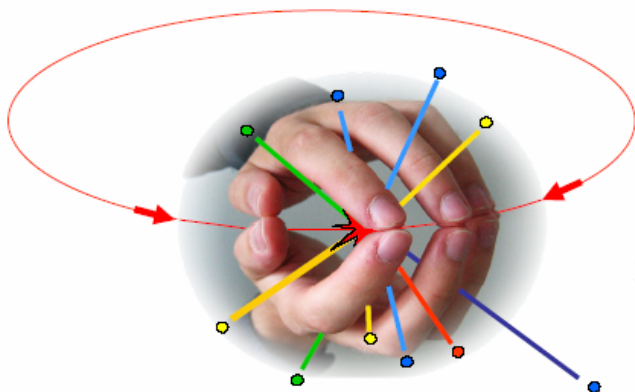
Układ detektorów w eksperymencie NA48

w CERN badającym niezachowanie CP w rozpadach neutralnych kaonów

Wtórna wiązka **neutralnych kaonów** ($K_L + K_S$)
z akceleratora SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron)



**Otoczenie obszaru skrzyżowania wiązek detektorami
w możliwie pełnym zakresie kąta bryłowego.**



Kryteria budowy układu detektorów :

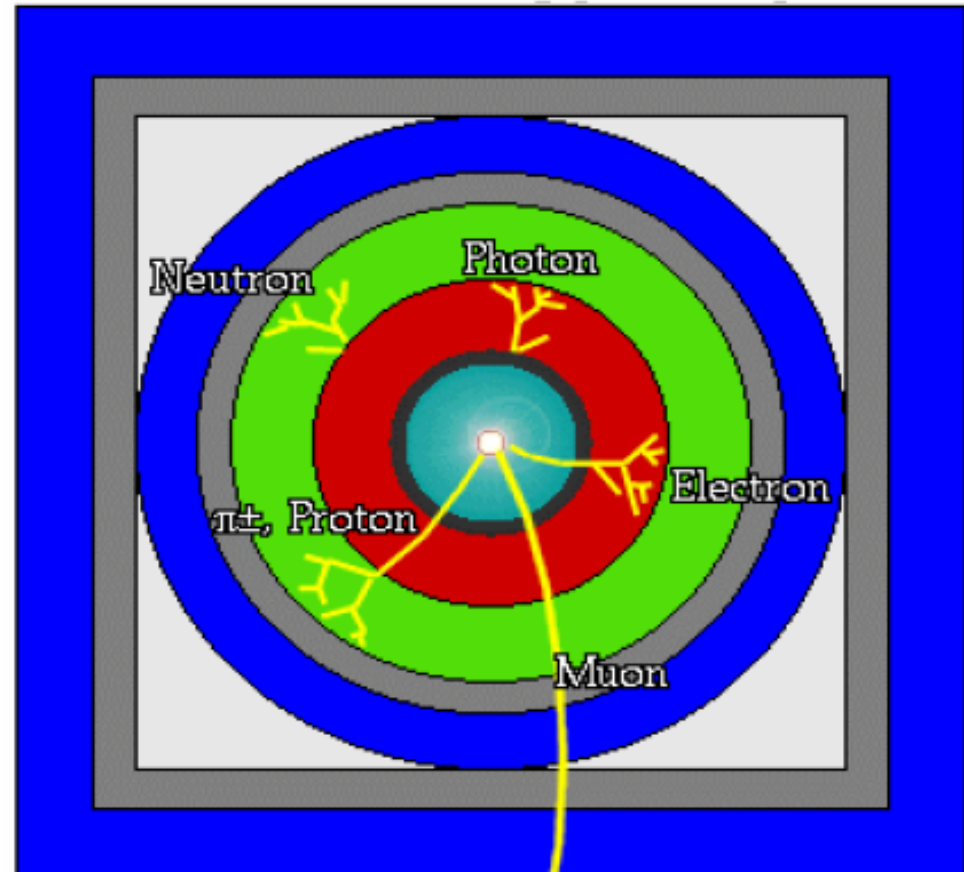
- **pomiar wszystkich rodzajów cząstek**
- **hermetyczność** (brak szczelin m-dzy elementami detektora, brak obszarów martwych)
- **dobra zdolność rozdzielcza**
(wysoka precyzja pomiarów)
 - Rozróżnienie poszczególnych cząstek
(wysoka granulacja, wiele kanałów)
 - Pomiar energii i śladów cząstek z wysoką precyzją

Ograniczenia : ● koszt i dostępne technologie

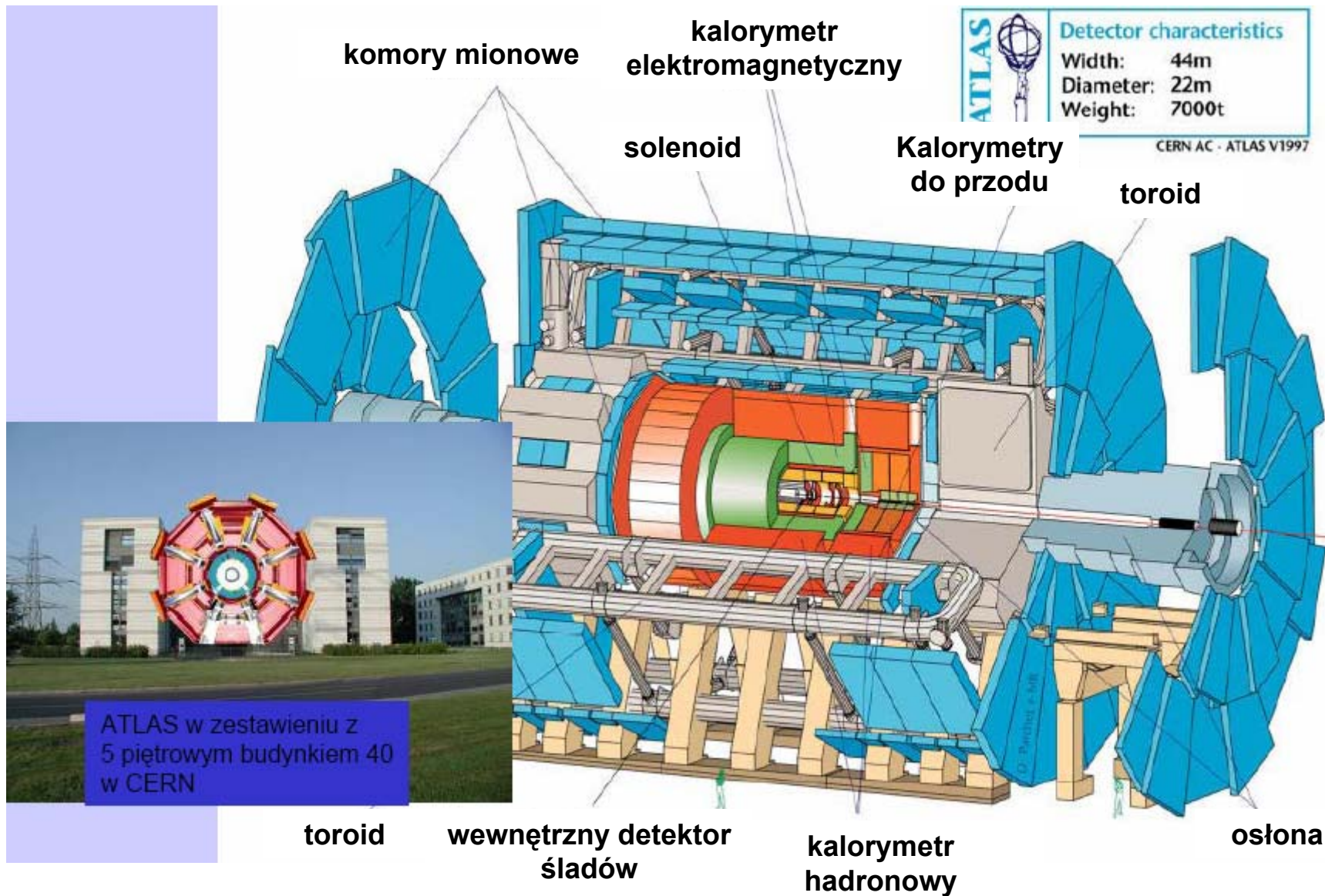
- rura wiązki i magnesy akceleratora
(szczególnie blisko miejsca zderzenia)
- chłodzenie, kable zasilające i sygnałowe, mechanika
- odporność detektorów na napromieniowanie

Typowy układ detektorów wokół osi wiązek zderzacza (przekrój poprzeczny)

-  rura wiązki
-  komora śladowa
-  solenoid
magnesu
-  kalorymetr
elektromagnet.
-  kalorymetr
hadronowy
-  namagnesowane
żelazo
-  komory
mionowe



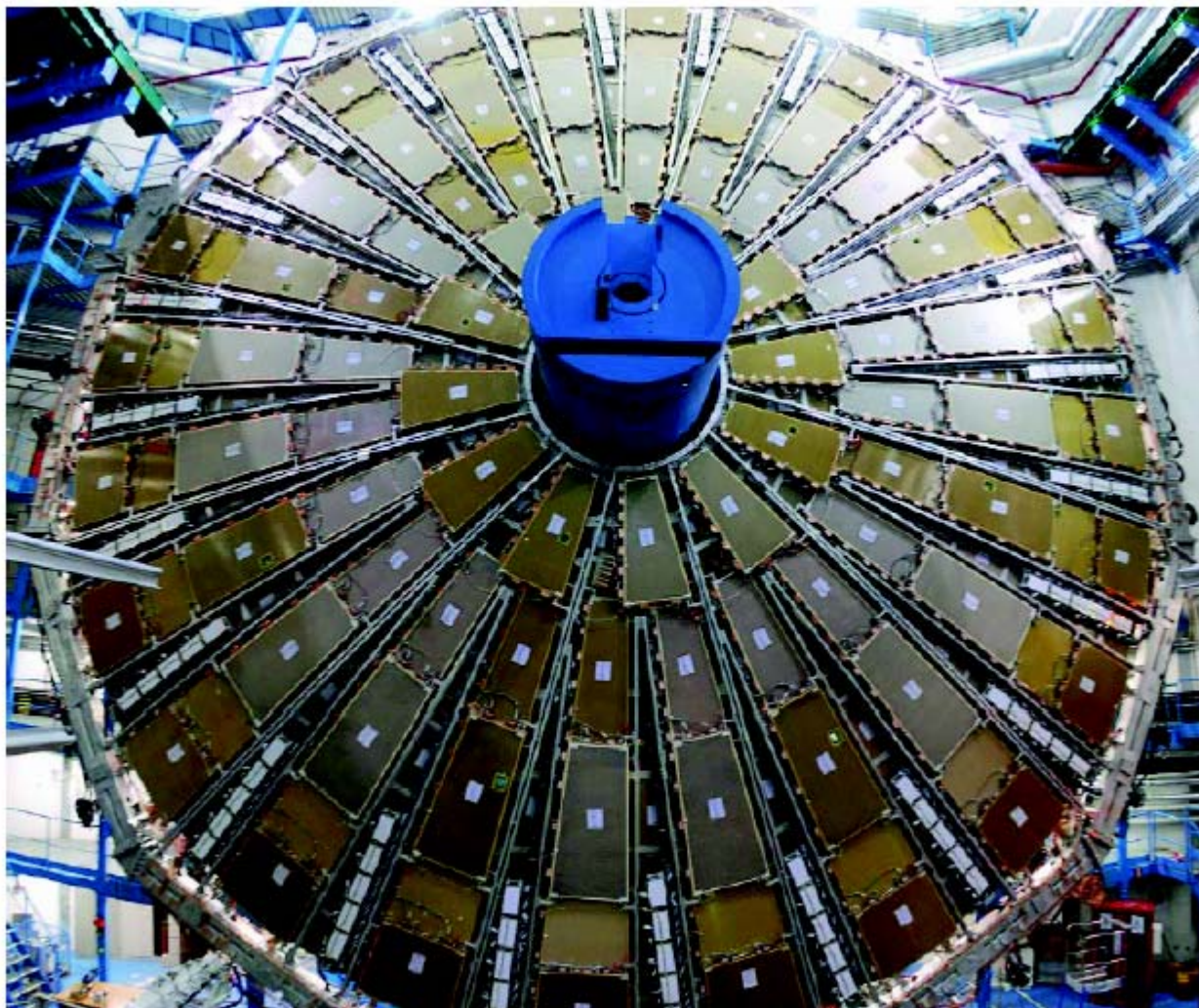
miejsce oddziaływania → detektory śladowe (w tym detektory wierzchołka)
→ detektory do pomiaru prędkości cząstek → kalorymetr elektromagnetyczny
→ kalorymetr hadronowy → komory mionowe

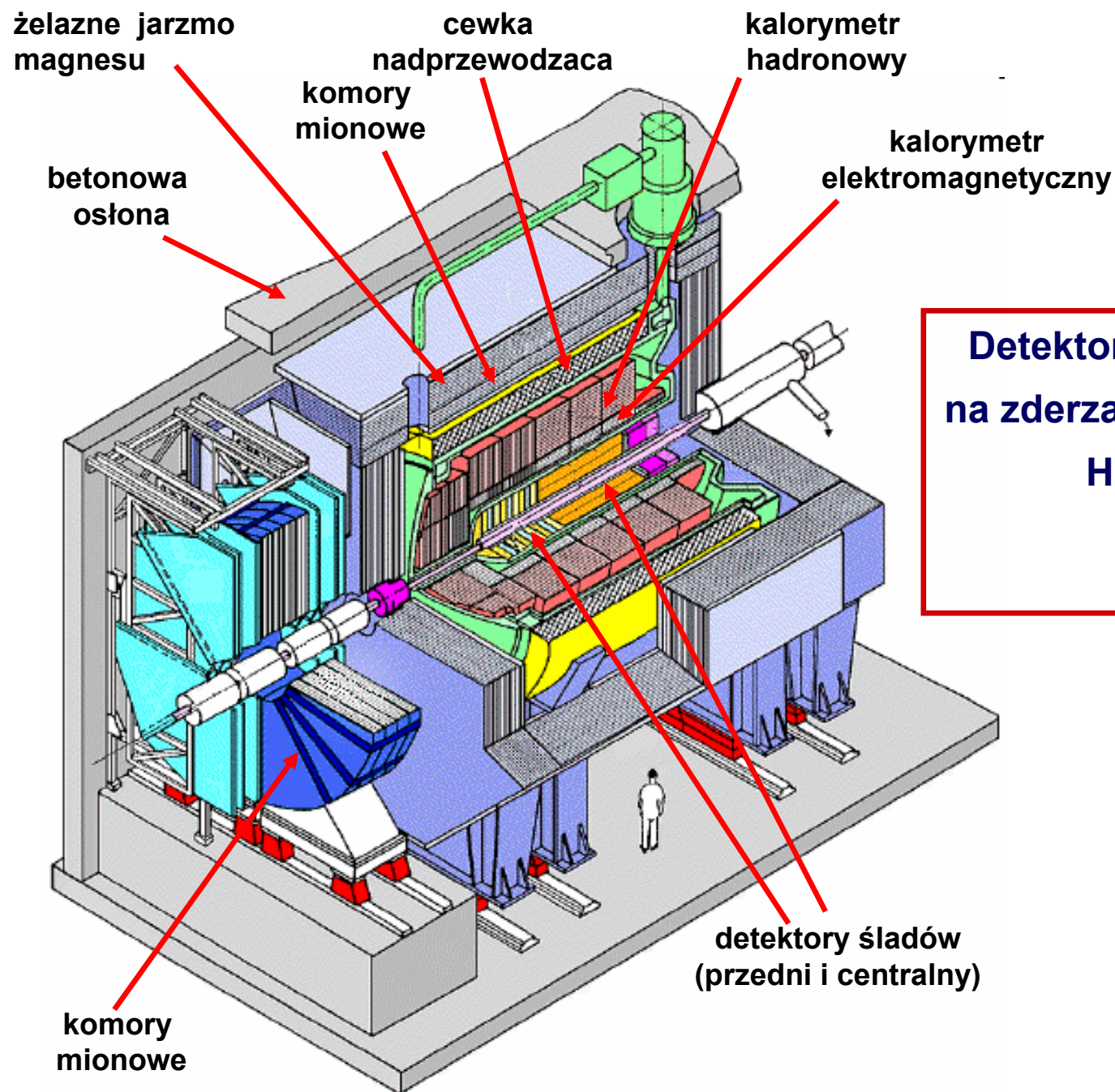


Detektor eksperymentu ATLAS na zderzaczu protonów LHC w CERN

Komora mionowa w eksperymencie ATLAS przy LHC

Ø25m





**Detektor eksperymentu H1
na zderzacz elektron-proton
HERA w DESY
Hamburg**

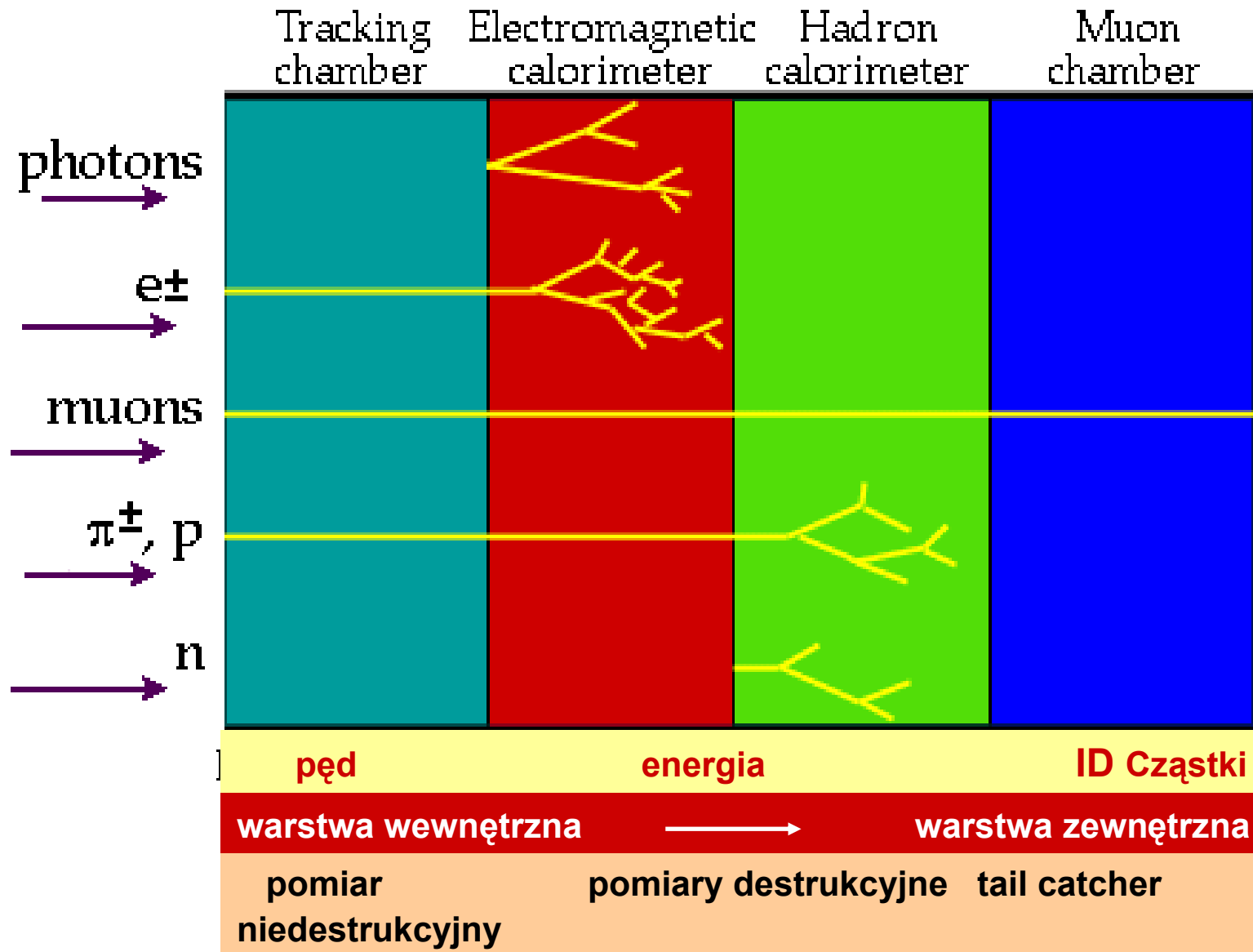
Metody identyfikacji cząstek bazują na charakterystykach ich oddziaływania z materią :

- straty energii na jonizację dE / dx → pomiar prędkości, przy jednoczesnym pomiarze pędu definiuje masę cząstki → identyfikacja cząstki ($e / \mu / \pi / K / p / D$)
- promieniowanie Czerenkowa → pomiar prędkości, przy jednoczesnym pomiarze pędu identyfikuje cząstkę
prędkość cząstki można także wyznaczyć z czasu przelotu i promieniowania przejścia (nie omawialiśmy)
- kształt kaskady w kalorymetrach elektromagnetycznych i hadronowych
pozwała odróżnić cząstki elektromagnetyczne (γ , $e^\pm$) od hadronów
- miony oddziałują tylko poprzez jonizację,
nie oddziałują silnie (brak kaskady hadronowej), aż do bardzo wysokich energii nie generują kaskady elektromagnetycznej
- neutrino oddziałują tylko słabo,
identyfikacja ich oddziaływań wymaga dedykowanych eksperymentów przy użyciu detektorów o dużej masie

Detekcja i identyfikacja cząstek

Cząstka	Metoda detekcji
naładowane hadrony $\pi^\pm, K^\pm, \bar{p} / p$	komory dryfowe / liczniki krzemowe w polu magnetycznym identyfikacja np. w licznikach Czerenkowa kalorymetr hadronowy
$e^\pm$	detektory śladowe tak jak dla pionów, kaonów i protonów kalorymetr elektromagnetyczny
$\mu^\pm$	detektory śladowe tak jak dla pionów, kaonów i protonów b. przenikliwe cząstki, w kalorymetrze elektromagnetycznym kaskadują dopiero przy b. wysokich energiach
fotony	kalorymetr elektromagnetyczny
neutralne hadrony n, K_L^0	kalorymetr hadronowy
neutrino	cząstki oddziałujące tylko słabo praktycznie nie oddziałują w detektorach

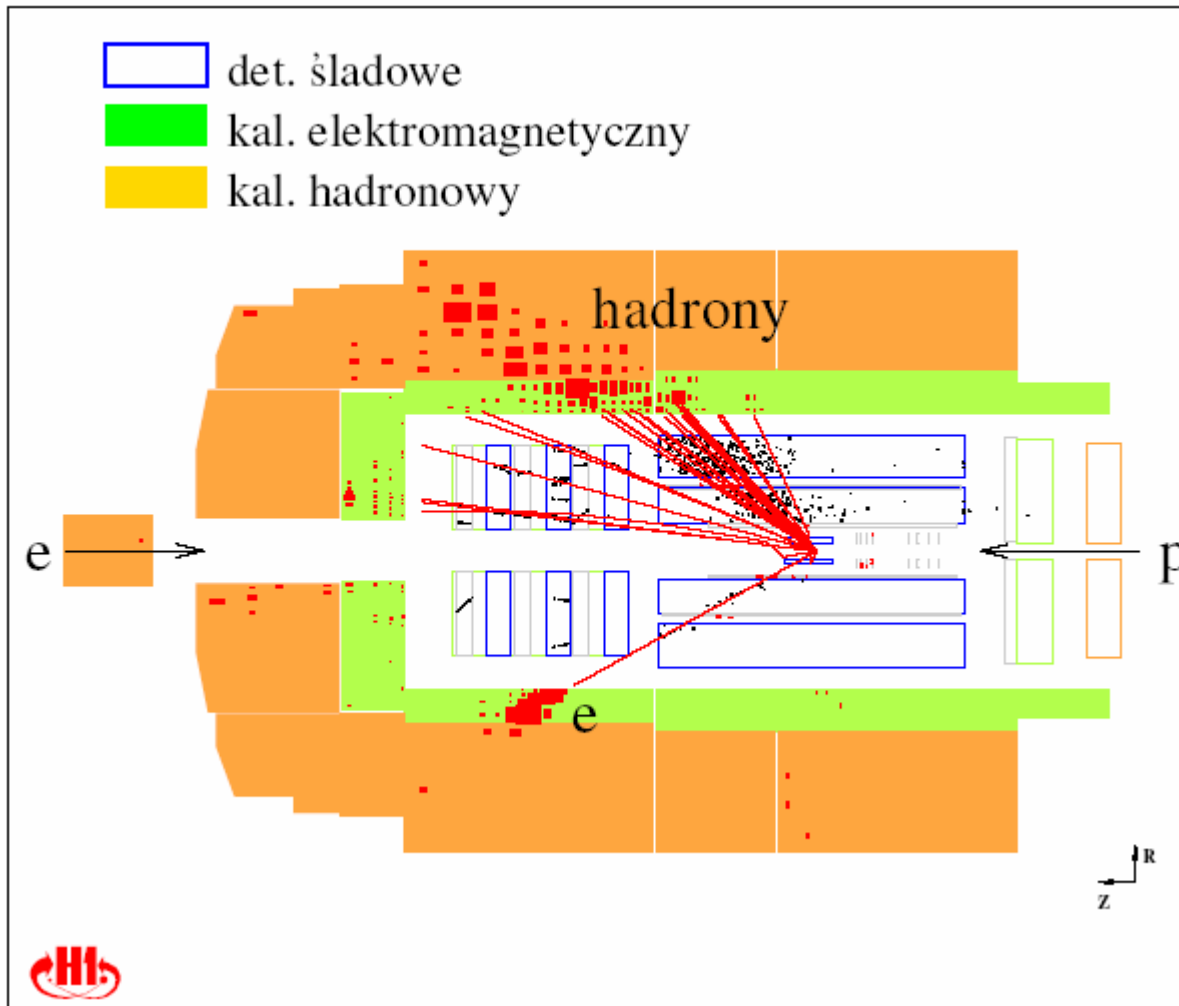
Detekcja i identyfikacja cząstek



Cząstka	Sygnatura
$\pi^\pm, K^\pm, \bar{p} / p$	śląd + kaskada hadronowa
$e^\pm$	śląd + kaskada elektromagnetyczna
$\mu^\pm$	śląd w najbardziej zewnętrznych detektorach brak kaskady w kalorymetrze elektromagnetycznym (cząstka w minimum jonizacji)
fotony	brak sygnałów w detektorach śladowych, kaskada elektromagnetyczna
neutralne hadrony n, K_L^0	kaskada hadronowa
neutrino	brakująca energia w przypadku
$J/\psi, Y, W, Z, H, t$	szybki rozpad $\rightarrow$ masa niezmiennicza

Eksperyment H1

Przypadek rozpraszania $e^- + p \rightarrow e^- + X$



Ważne eksperymenty ostatnich lat

Eksperymenty na zderzaczach e^+e^- , ep, pp i $p\bar{p}$

eksperyment	akcelerator	energia	status
ALEPH, DELPHI, L3, OPAL	LEP e^+e^- CERN	100 + 100 GeV	zakończone zbieranie danych
H1, ZEUS	HERA $e^\pm p$ DESY / Hamburg	27.5 + 920 GeV	zakończone zbieranie danych
BaBar	PEP II e^+e^- SLAC / USA	3 + 9.1 GeV	zakończone zbieranie danych
BELLE	KEKB e^+e^- Japonia	3.5 + 8 GeV	zakończony I etap
CDF, D0	Tevatron $p\bar{p}$ Fermilab / USA	1 + 1 TeV	koniec zbierania danych, X 2011
T2K	J-PARC $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Japonia		działa od XI 2009
ALICE, ATLAS, CMS, LHCb	LHC pp CERN	3.5 + 3.5 TeV	działa od końca 2009

Podsumowanie :

Główna tematyka badań w fizyce cząstek koncentruje się na :

- **sprawdzaniu przewidywań Modelu Standardowego (SM)**
w najbliższej przyszłości poszukiwania skalarnego bozonu Higgsa będą bardzo intensywne (końcowa analiza danych w Tevatronie, LHC)
- **poszukiwaniu nowych cząstek wynikających z wyższych symetrii**
cząstki supersymetryczne, leptokwarki, ...
- **badaniu niezachowania symetrii CP w rozpadach mezonów B i K**
zderzacze elektron – pozyton
- **badaniu / poszukiwaniu plazmy kwarkowo-gluonowej**
- **badaniu oscylacji neutrin**

Wykłady są na stronie internetowej IFJ PAN (<http://www.ifj.edu.pl>) :

Zakładka :

Zajęcia dla studentów UJ → Wykłady - wybrane teksty → 2011 / 2012

(<http://fwe.ifj.edu.pl/cmstest>)

Podręcznik np. D. Perkins "Wstęp do fizyki wysokich energii"

Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov>

lidia.goerlich@ifj.edu.pl

Doświadczalna fizyka cząstek elementarnych

(Fizyka wysokich energii)

**Specjalizacja prowadzona w Instytucie Fizyki UJ
wspólnie z Instytutem Fizyki Jądrowej PAN
im. Henryka Niewodniczańskiego**

**Badania fundamentalnych / elementarnych składników materii
i ich oddziaływań**

- **Badania prowadzone w dużych, międzynarodowych zespołach naukowych**
- **Eksperymenty z użyciem akceleratorów wysokich energii**
- **Badania nad promieniowaniem kosmicznym**

Udział w eksperymentach i przyszłych projektach naukowych

Zderzacz e^+e^- w KEK



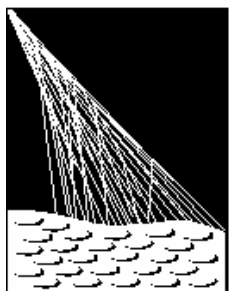
Zderzacz ciężkich jonów
RHIC (2000 – 2005)



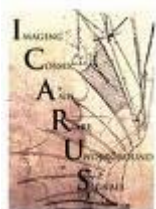
Wielki zderzacz hadronów LHC
(CERN)



Instytut Fizyki Jądrowej PAN
udział w eksperymentach



PIERRE
AUGER
OBSERVATORY



Zderzacz $e - p$ HERA
(1992 – 2007)

Projekt związany z przyszłym
międzynarodowym liniowym
zderzaczem e^+e^- ILC

Eksperymenty neutrinowe,
poszukiwanie ciemnej
materii