

# Astrofizyka cząstek

prof. dr hab. A.F.Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych IFD

## Wykład II

- Oddziaływanie cząstek naładowanych z materią
- Oddziaływanie elektronów i pozytonów
- Oddziaływanie fotonów
- Kaskady cząstek

# Wprowadzenie

## Oddziaływanie cząstek z materią

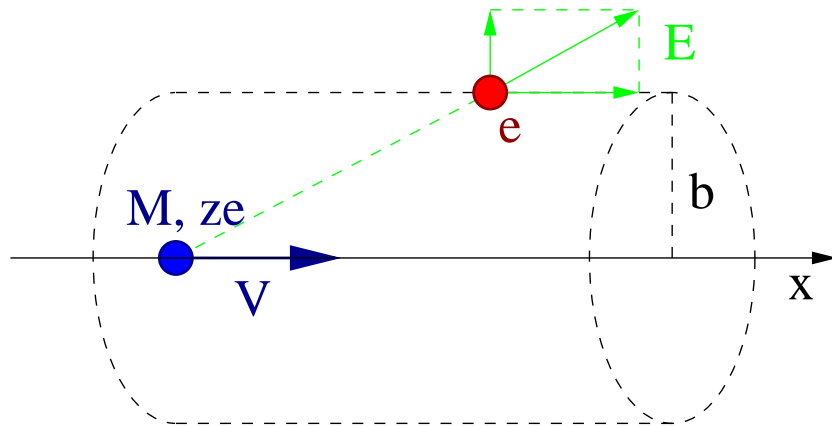
Ze względu na oddziaływanie z materią (prowadzące do ich detekcji) cząstki elementarne (stabilne bądź quasi-stabilne) możemy podzielić:

- cząstki naładowane (z wyłączeniem  $e^{\pm}$ )
  - ⇒ główny proces: jonizacja
  - także: scyntyłacja, promieniowanie Czerenkowa
- elektrony i pozytony
  - ⇒ jonizacja... + straty radiacyjne, ew. prom. przejścia
- fotony
  - ⇒ efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, kreacja par
- (nienaładowane) hadrony
  - ⇒ kaskady hadronowe
- **neutrino, WIMP, etc.**
  - ⇒ na podstawie ich oddziaływania

# Jonizacja

## Podójście klasyczne (Bohr)

Ciężka ( $M \gg m_e$ ) naładowana cząstka przelatuje w odległości  $b$  elektronu:



Założenia:

- zanedbujemy zmiany w ruchu cząstki
- zanedbujemy ruch elektronu

Z symetrii wynika, że na przekaz pędu wpływ ma wyłącznie prostopadła składowa pola:

$$\Delta \vec{p} = \int dt \vec{F} = e \int dt \vec{E}_{\perp}$$

$$\begin{aligned} \Delta p &= e \int dt E_{\perp} = e \int dx \frac{dt}{dx} E_{\perp} \\ &= \frac{e}{2\pi b V} \int 2\pi b dx E_{\perp} \end{aligned}$$

Z prawa Gaussa dla ładunku  $ze$ :

$$\int dS E_{\perp} = \frac{ze}{\epsilon_0}$$

$$\Rightarrow \Delta p = \frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 b V}$$

$$\Rightarrow \Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e b^2 V^2}$$

# Jonizacja

## Podejście klasyczne

Całkując po parametrze zderzenia otrzymujemy średnią stratę na jednostkę długości:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 \alpha^2 n_e}{m_e V^2} \cdot \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

Wyrażając granice całkowania przez przekaz energii:  $\Delta E(b) \sim b^{-2}$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha^2 n_e}{m_e V^2} \cdot \ln \frac{\Delta E_{max}}{\Delta E_{min}}$$

Przy czym maksymalny możliwy przekaz energii, w granicy  $M \gg m_e$

$$\Delta E_{max} \approx 2 \beta^2 \gamma^2 m_e$$

# Jonizacja

## Wzór Bethe-Blocha

Uwzględniając w rachunku efekty kwantowe otrzymujemy:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 \Delta E_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

gdzie: 
$$K = \frac{4\pi N_A z^2 \alpha^2}{m_e} \approx 0.307 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$$

$\delta$  - poprawka związana z polaryzacją ośrodka

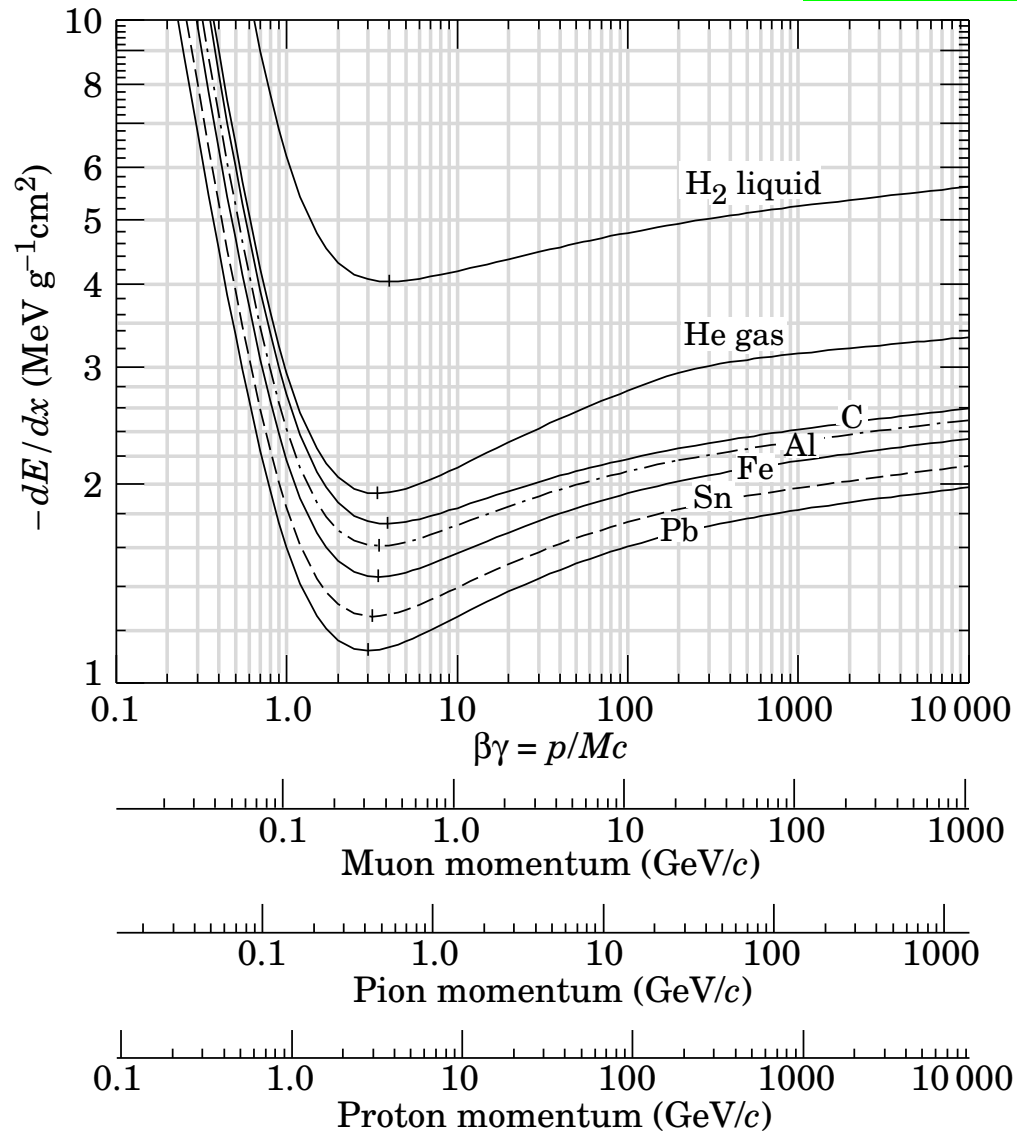
Przy założeniu  $M \gg m_e$  jonizacja zależy wyłącznie od  $\beta\gamma$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Średnia energia jonizacji elektronów  $I \sim Z \cdot 10\text{eV}$

- dla małych  $\beta$  - im szybsza cząstka tym mniej czasu ma na oddziaływanie
- dla  $\beta \rightarrow 1$  - logarytmiczny wzrost związany ze wzrostem  $\Delta E_{max}$

# Jonizacja



Zależność straty energii na jonizację od energii ma **uniwersalny kształt!**

Dla różnych cząstek skaluje się z  $\beta\gamma$ .

Wysokość strat zależy od materiału.

Straty minimalne dla  $\gamma \sim 3$

poniżej: szybki wzrost

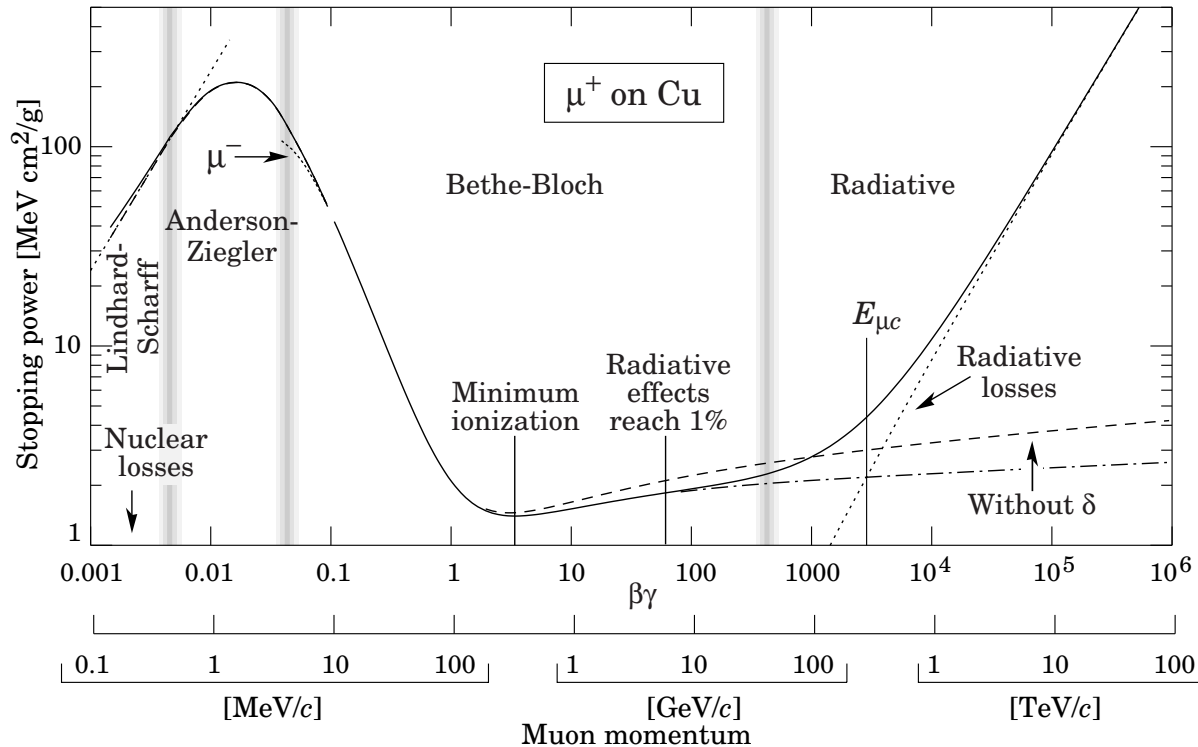
powyżej: wzrost logarytmiczny

Straty dla cząstek minimalnej jonizacji:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{min} \sim 1 - 2\text{MeV}/\frac{g}{\text{cm}^2}$$

# Jonizacja

Straty energii dla mionu  $\mu^+$ , w funkcji pędu:



Wzór Bethe-Blocha przestaje obowiązywać dla:

$\beta < 0.05$  - nie można zaniedbać wiązania i ruchu elektronu oraz rozproszenia cząstki

$\beta\gamma > 300$  (dla mionów) - istotne stają się straty radiacyjne

W przypadku mionów przewidywania dokładne w zakresie pędów 10 MeV do 30 GeV

⇒ zakres najczęściej spotykany w eksperymentach

Straty radiacyjne bardzo istotne dla mionów powyżej 100 GeV (LHC, IceCube,...)

# Jonizacja

## Rozkład strat energii

Wzór Bethe-Blocha określa **średnią wartość** strat energii na jonizację.

Dla grubych warstw absorbera oczekujemy, że rozkład strat będzie **rozkładem Gaussa**

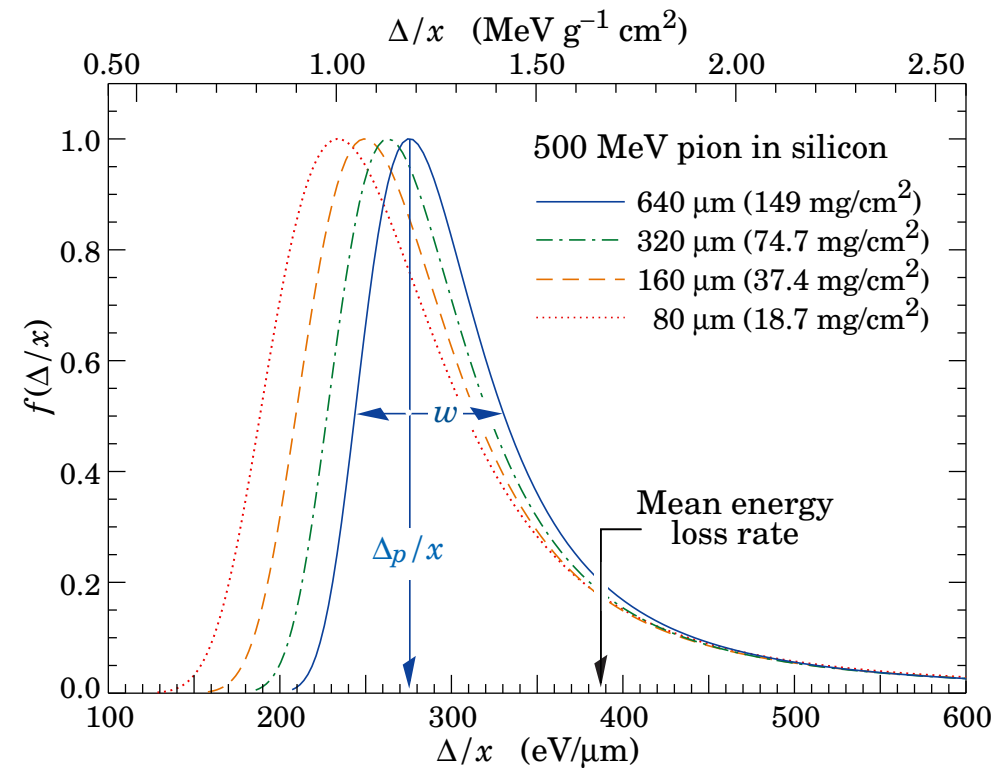
**Tak jednak nie jest!**

Straty energii w pojedynczym oddziaływaniu mają rozkład typu

$$p(\Delta E) \sim \frac{1}{\Delta E}$$

$$\Delta E_{min} < \Delta E < \Delta E_{max}$$

Ponieważ  $\Delta E_{max} \gg \Delta E_{min}$  rozkład pozostaje niesymetryczny nawet po zsumowaniu dużej liczby oddziaływań  
 $\Rightarrow$  **rozkład Landaua**



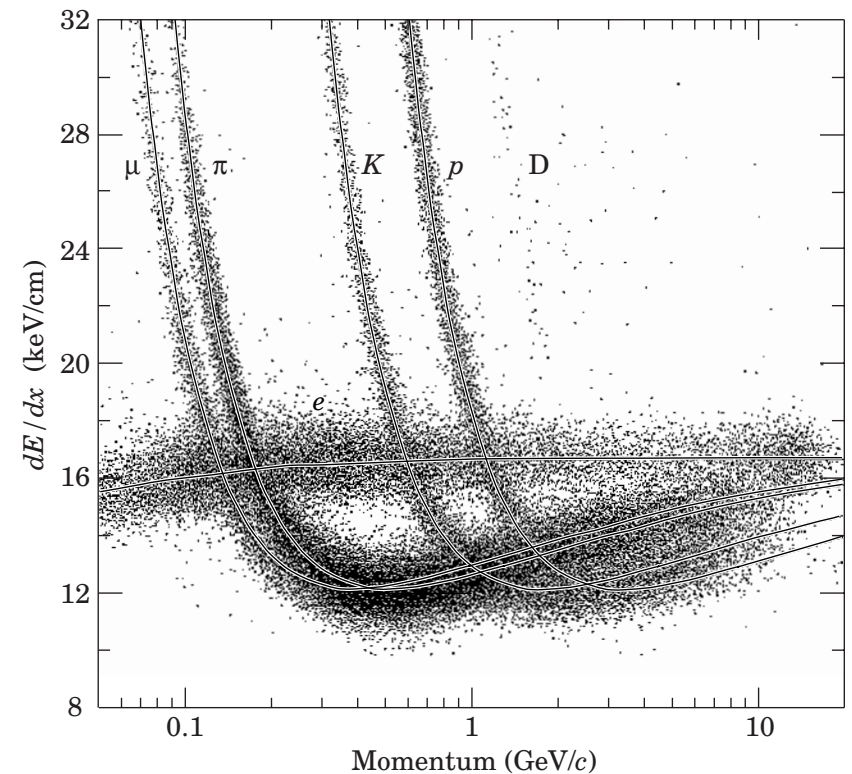
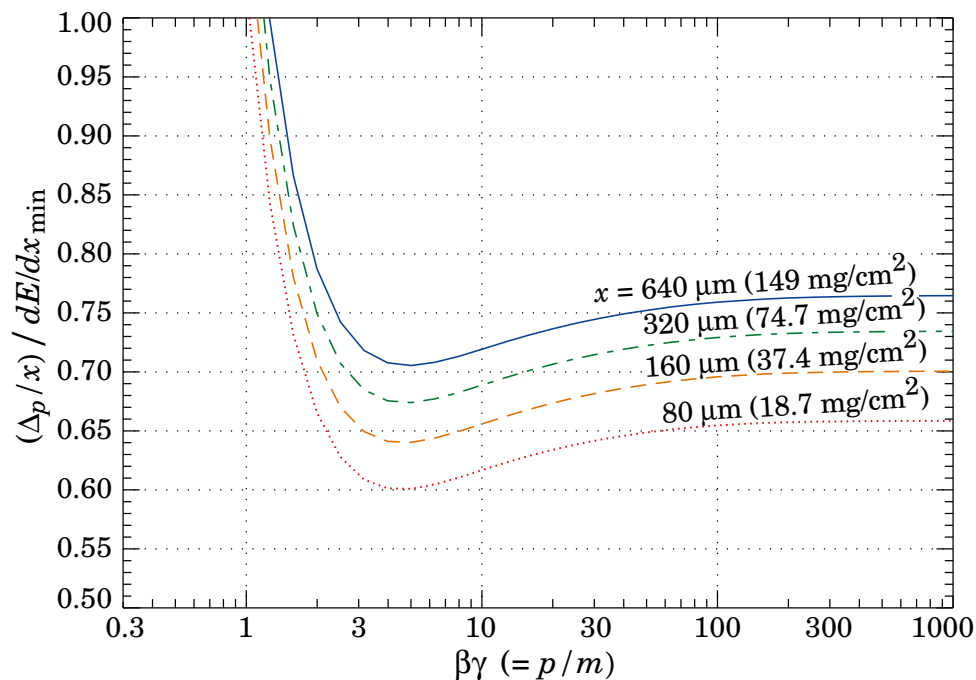


# Jonizacja

Ze względu na dużą asymetrię rozkładu Landaua i długi ogon (do  $\Delta E_{max} \gg \langle E \rangle$ ) pomiar średniej wartości strat na jonizację jest obarczony **dużym błędem**.

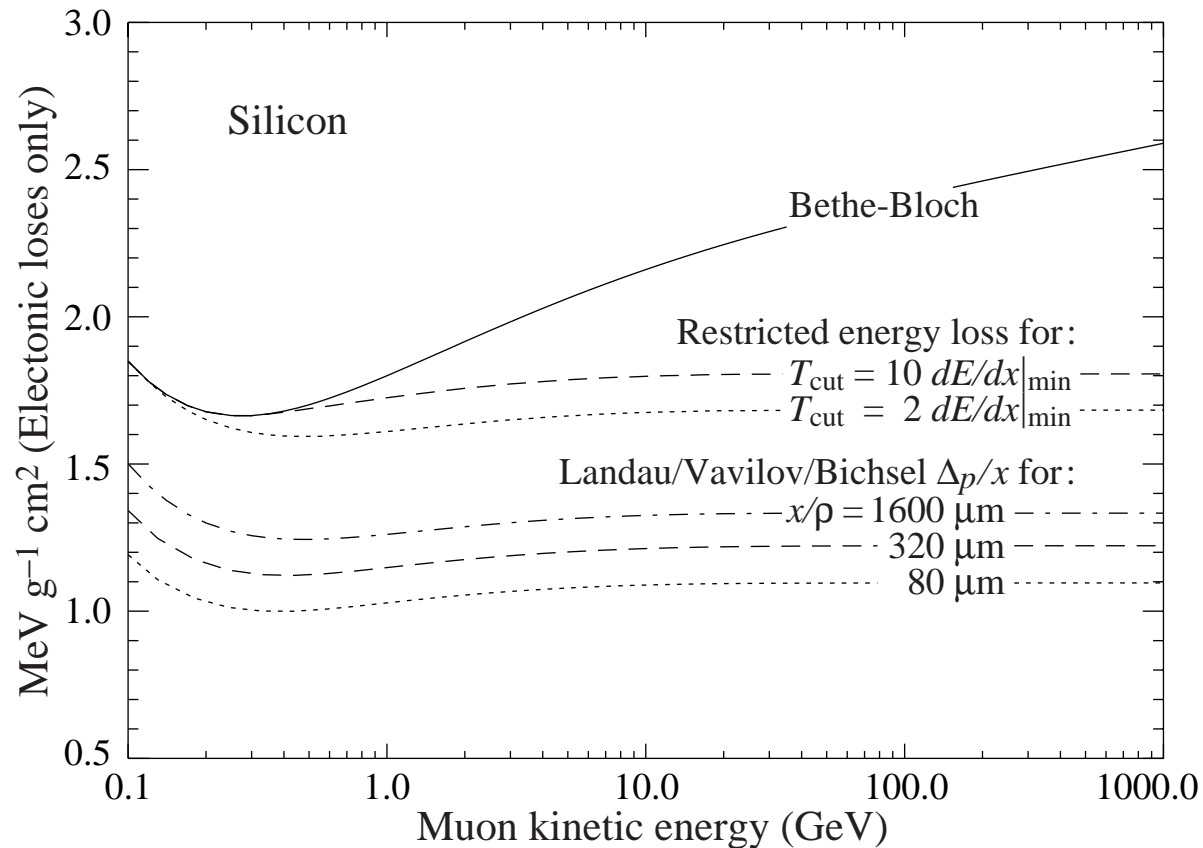
Znacznie dokładniej mierzona może być **wartość najbardziej prawdopodobna (MPV)**

W granicy dużych energii **MPV** dąży do stałej!



# Jonizacja

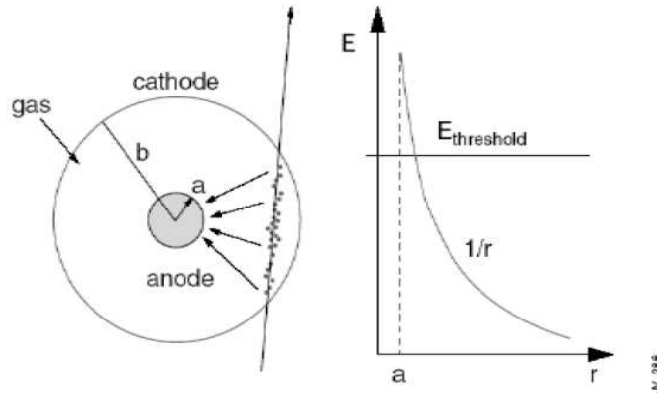
Porównanie średnich strat na jonizację, średnich strat liczonych w ograniczonym zakresie energii i wartości najbardziej prawdopodobnej, w funkcji energii mionu.



⇒ relatywistyczny wzrost średnich strat wynika wyłącznie z wydłużania się ogona

# Liczniki gazowe

## Zasada działania



Wpadająca cząstka jonizuje gaz między elektrodami  
⇒ mierzymy przepływ prądu (impuls ładunku)

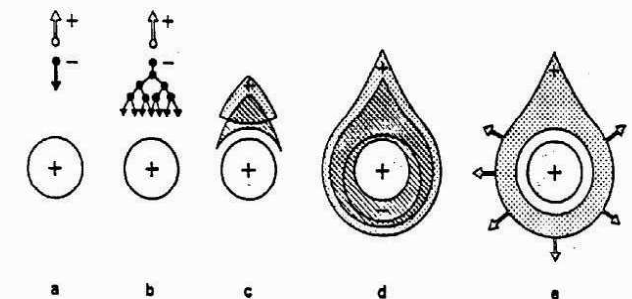
Elektron dryfujący w polu elektrycznym, jeśli jest ono wystarczająco silne, może jonizować kolejne atomy  
⇒ wzmocnienie gazowe.

Warunki odpowiednie do wzmocnienia gazowego najłatwiej wytworzyć w bezpośrednim sąsiedztwie  **cienkiego drutu**.

**Możliwe jest powielenie ładunku o czynniki  $10^4 - 10^5$**

W modzie ograniczonej proporcjonalności do  $10^{10}$

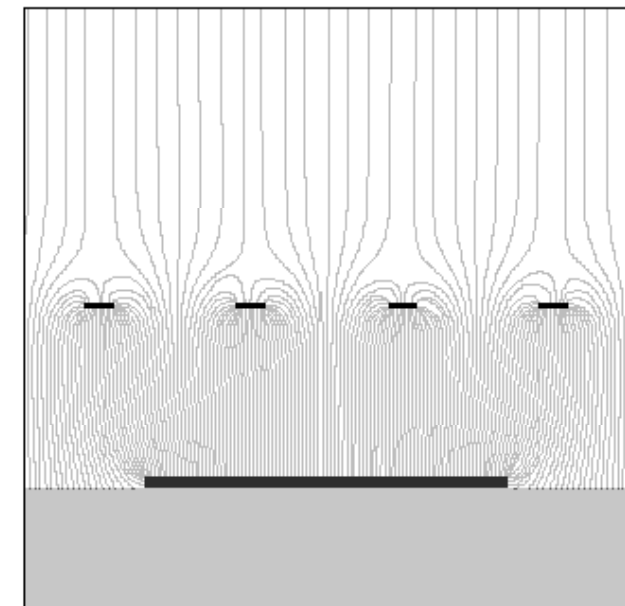
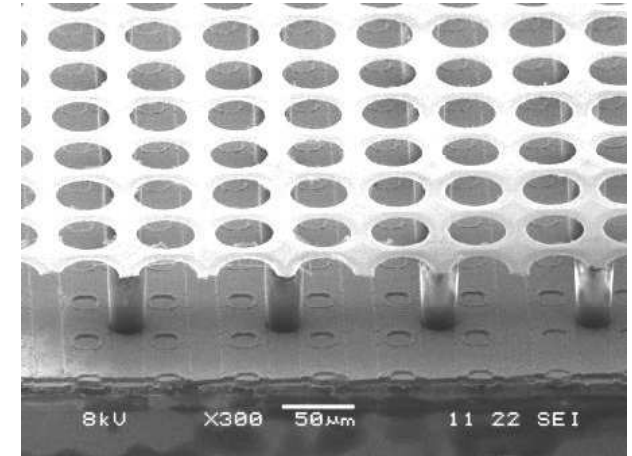
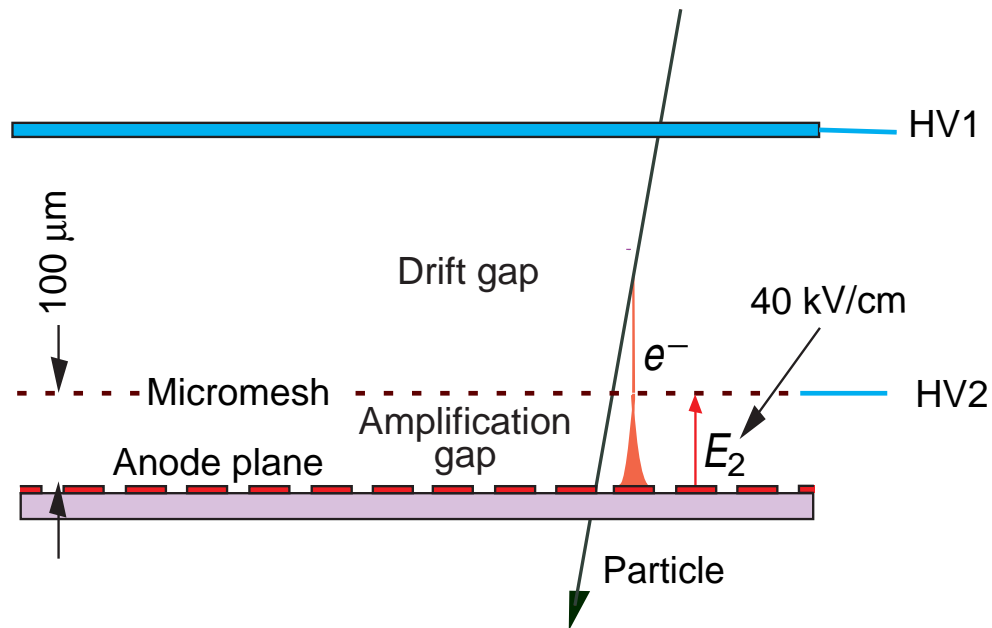
**Wzmocnienie gazowe konieczne, aby zarejestrować sygnał (mała jonizacja w gazie)**



# Liczniki gazowe

Micromegas Jedno z nowych podejść...

Wąski obszar, oddzielony siatką, w którym następuje powielanie ładunku.

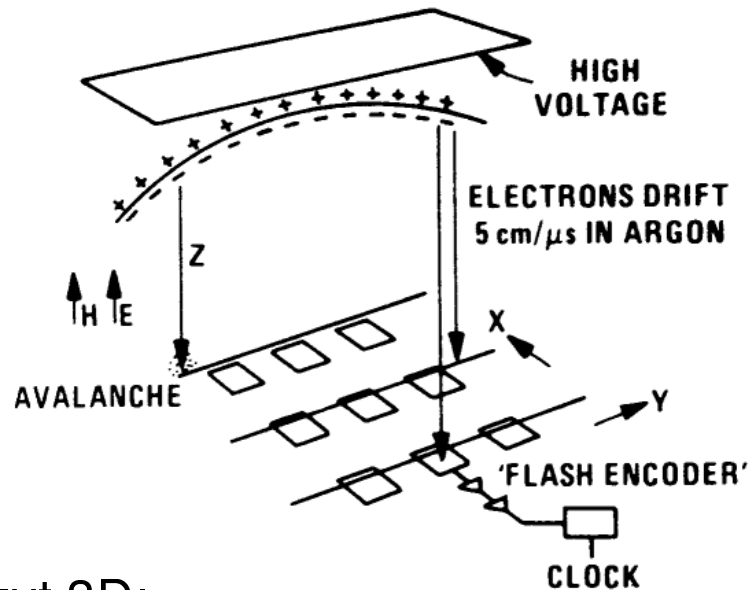


Płaszczyzna anodowa może być podzielona na dowolnie małe elementy odczytu.

# Liczniki gazowe

## Komora projekcji czasowej TPC

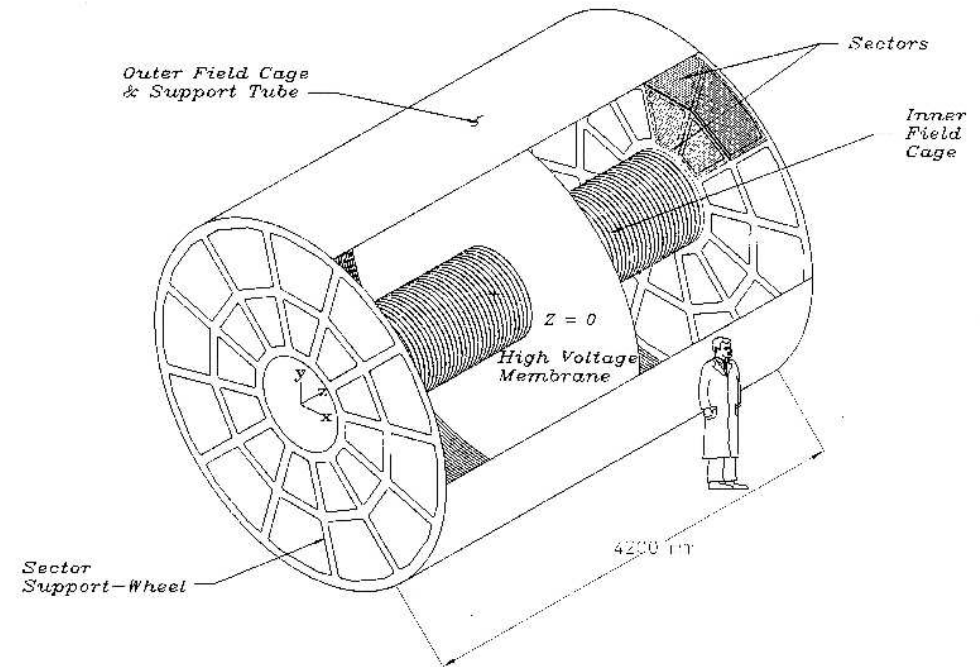
Idea: komora wielodrutowa z bardzo długim obszarem dryfu



Odczyt 3D:

- X-Y z segmentacji odczytu
- Z z czasu dryfu

Typowa konstrukcja



ALICE TPC (5m długości, 5m średnicy)

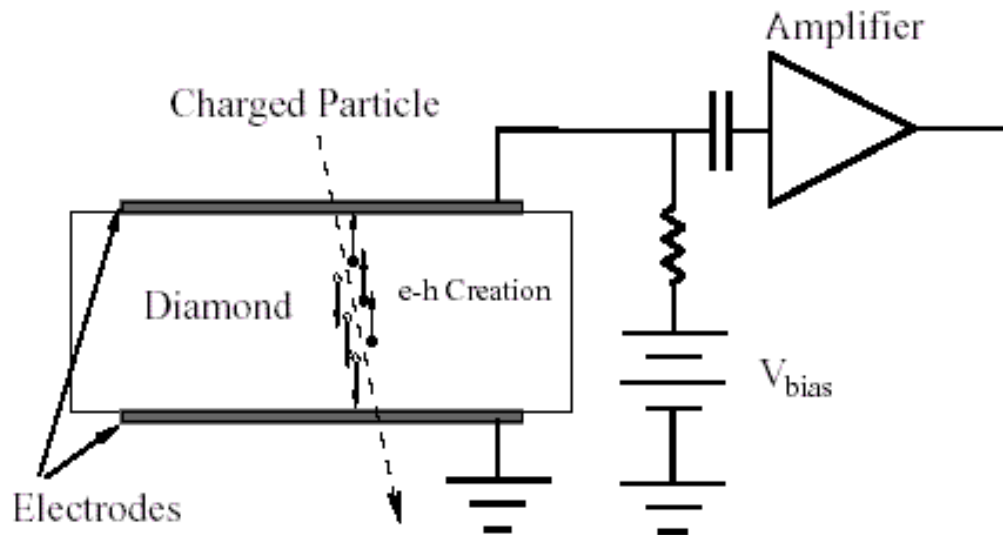
Długa droga dryfu

⇒ duże opóźnienie sygnału (10 – 100 μs)

# Detektory krzemowe

## Zasada działania

Spolaryzowana zaporowo dioda półprzewodnikowa działa jak komora jonizacyjna



Przechodząca cząstka jonizuje półprzewodnik  $\Rightarrow$  tworzy pary elektron (w paśmie przewodnictwa) - dziura.

Pole elektryczne powoduje dryf elektronów w kierunku anody i dziur w kierunku katody  $\Rightarrow$  przepływ prądu

Straty na jonizację w krzemie:  $\frac{dE}{dx} \approx 3.88 \text{ MeV/cm}$

$\Rightarrow$  około 100 par  $e - h$  na każdy  $\mu\text{m}$  grubości złącza (tyle co  $1\text{cm}$  gazu)

$\Rightarrow$  detektory krzemowe nie wymagają powielania ładunku !

# Liczniki scyntylacyjne

## Scyntylatory

W szeregu materiałów atomy wzbudzone na skutek jonizacji emitują fotony światła.

Jeśli materiał jest przezroczysty dla emitowanej długości światła  $\Rightarrow$  **scyntylator**

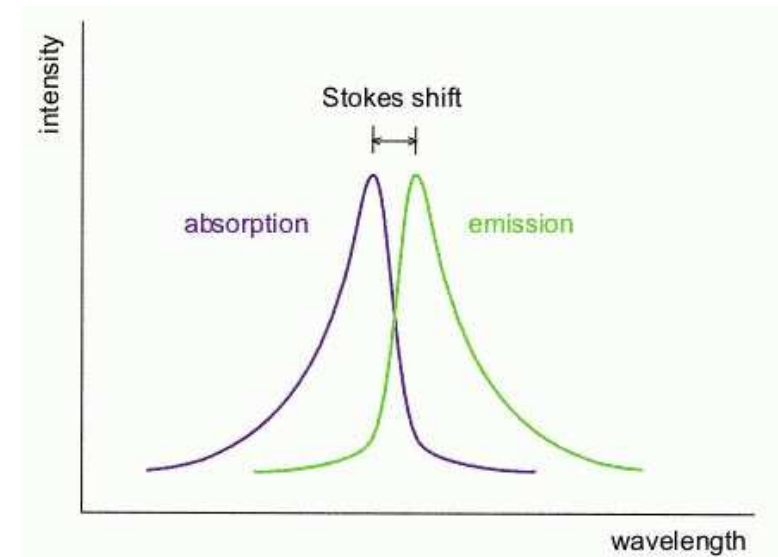
$\Rightarrow$  mamy możliwość detekcji produkowanych fotonów

Aby fotony miały długą drogę swobodną w materiale, muszą być emitowane z poziomu do którego przejście ze stanu podstawowego jest **wzbronione**.

**Inaczej byłyby bardzo szybko reabsorbowane.**

Dwie podstawowe grupy materiałów:

- scyntylatory organiczne
- kryształy nieorganiczne



# Liczniki scyntylacyjne

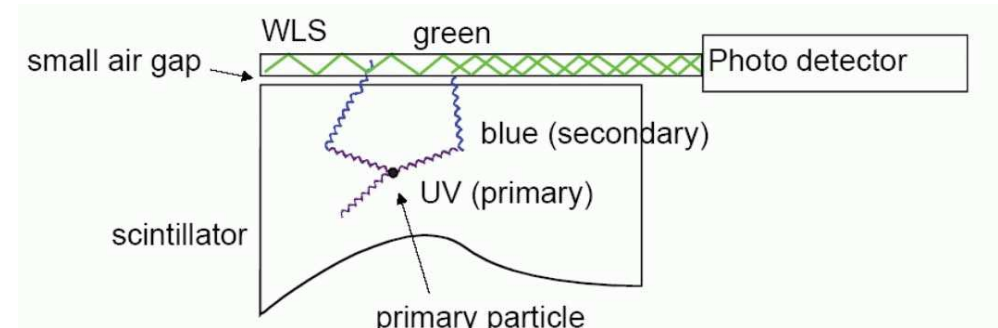
## Przesunięcie długości fali

WLS - Wave Length Shifter

Materiał, który absorbuje jedną długość fali (np. ultrafiolet) i emituje w innej.

Używany, aby dopasować widmo scyntylatora do zakresu czułości detektora.

Pozwala na efektywniejsze zbieranie światła ze scyntylatora.



Minos:





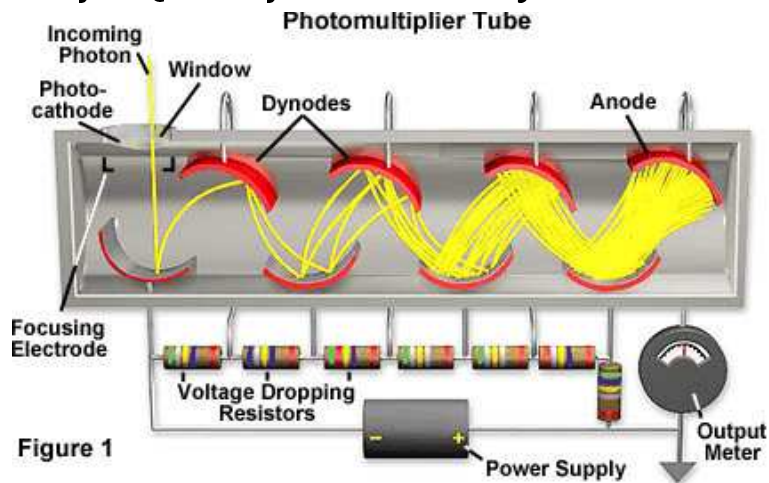
# Liczniki scyntylacyjne

## Detekcja fotonów

Detekcja fotonów optycznych polega na ich absorpcji w sposób prowadzący do powstania swobodnego elektronu (efekt fotoelektryczny) lub pary elektron-dziura.

Sygnał ten musi być następnie wzmacniony do mierzalnego poziomu.

Najczęściej stosowanym detektorem są fotopowielacze



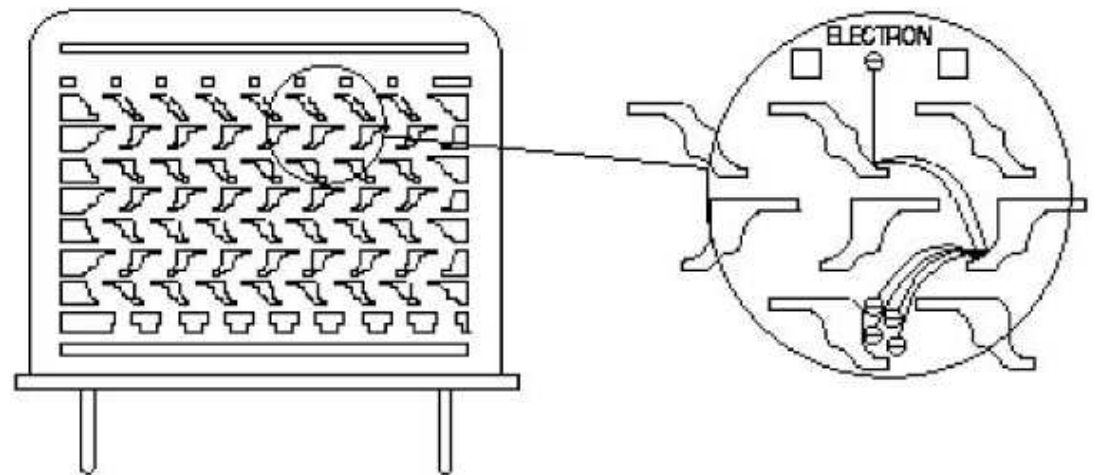
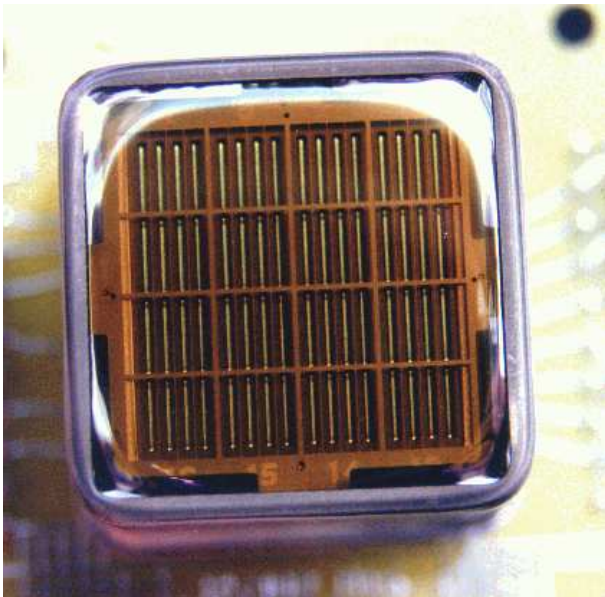
Zapewniają szeroki zakres pomiarowy (115-1100 nm), wysokie wzmocnienie ( $10^3$ - $10^7$ ) i szybką odpowiedź (0.7-10 ns)

# Liczniki scyntylacyjne

## Detekcja fotonów

Fotopowielacze są dobrze ugruntowaną technologią o szerokim zakresie zastosowań. Łączą dużą czułość z wysoką liniowością i bardzo małymi szumami.

Fotopowielacze wielokanałowe wykorzystywane w eksperymencie MINOS



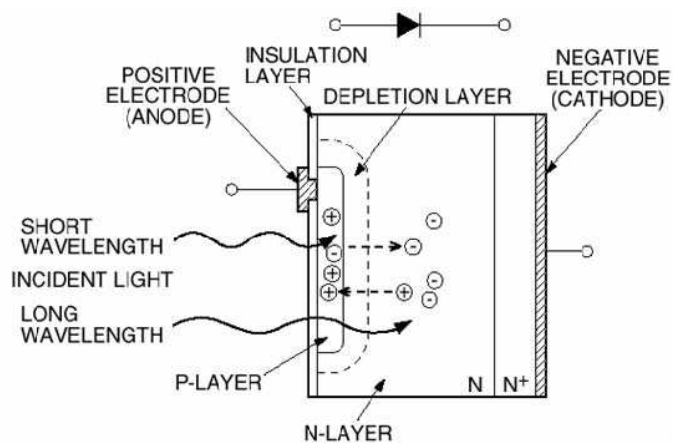
# Liczniki scyntylacyjne

Rozwój technologii, zwłaszcza technologii półprzewodnikowych doprowadził do powstania wielu nowych detektorów fotonów.

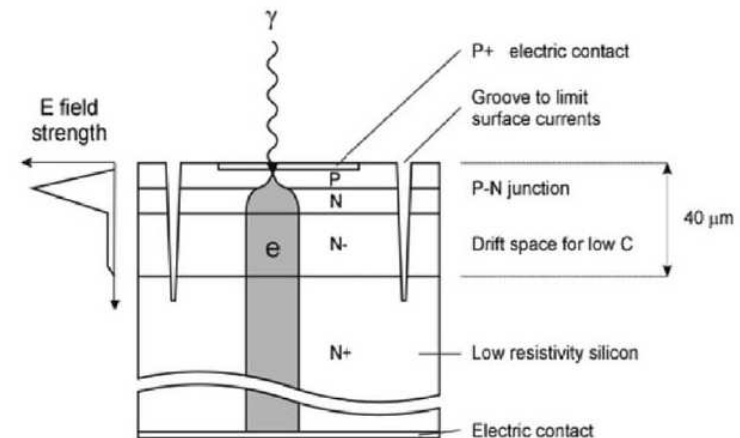
## Fotodioda (Photodiode: PD)

Każdy foton powoduje powstanie tylko **jednej pary** elektron-dziura.

Bardzo dobra do mierzenia dużych sygnałów, ale brak czułości na pojedyncze fotony.



**Fotodioda lawinowa** (avalanche photodiode: APD) - sygnał pojedynczego fotonu jest **powielany** w bardzo silnie spolaryzowanym złączu (**krzemowy licznik Geigera-Müllera**)



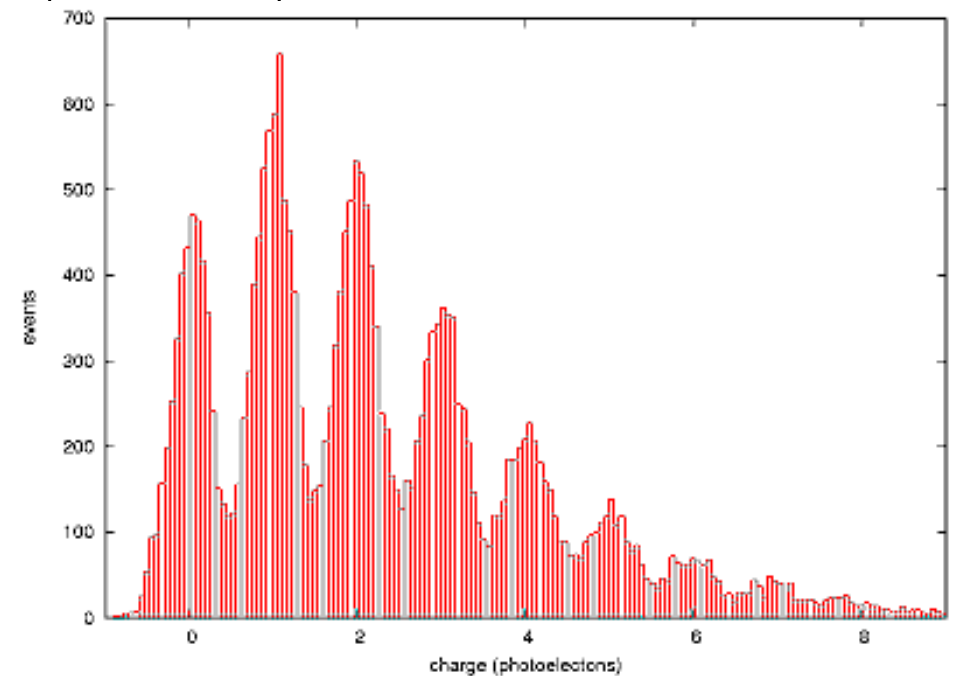
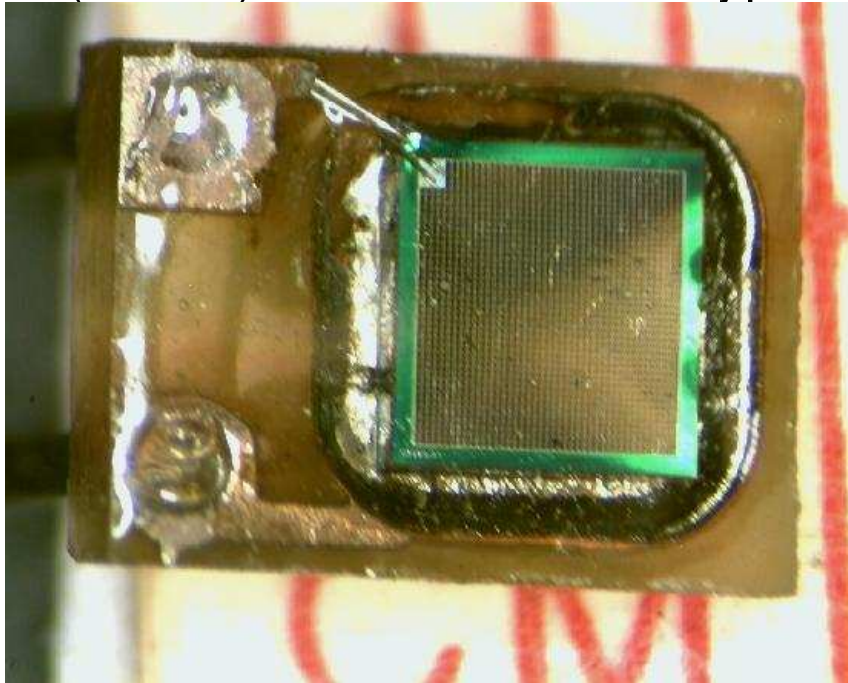
Podstawowa wada:  
brak możliwości zliczania fotonów.

# Liczniki scyntylacyjne

Pixlowy detektor fotonów ostatnio coraz powszechniej stosowany

Pixelized Photon Detector (PPD; kiedyś nazywany Silicon Photomultiplier SiPM)

Duża ( $\sim 10^3$ ) liczba APD na małej powierzchni ( $\sim 1\text{mm}^2$ ) - możliwość zliczania fotonów



Parametry porównywalne z PMT: wzmocnienie  $10^5$ - $10^6$ , czas odpowiedzi  $\sim 1\text{ns}$ .

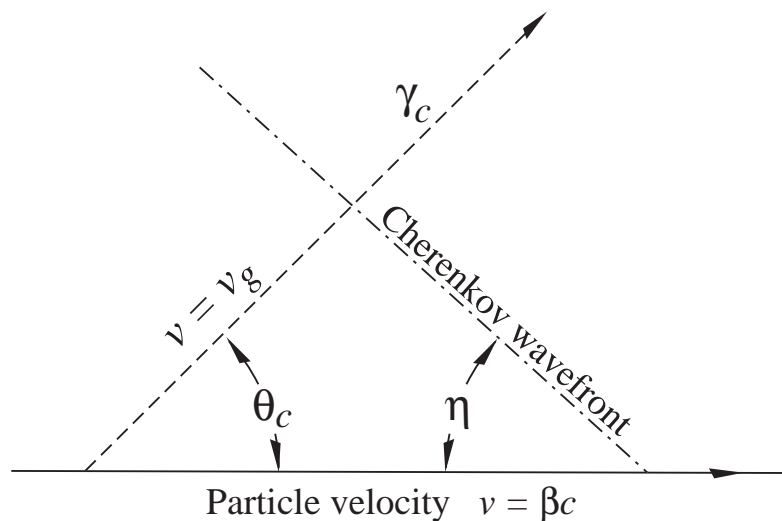
Ograniczony zakres czułości optycznej (400-550 nm), ale brak problemów z zasilaniem ( $U=30$ - $60\text{V}$ ) i dużo mniejsze rozmiary!

# Promieniowanie Czerenkowa

Jeśli cząstka porusza się w ośrodku z prędkością większą niż prędkość światła ( $\beta > \frac{1}{n}$ ) **wzbudzone atomy** mogą wypromieniować **niewielką część** traconej energii w postaci spójnej fali.

Kąt emisji promieniowania:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$$



Widmo promieniowania jest ciągłe.

Liczba emitowanych fotonów na jednostkę energii:

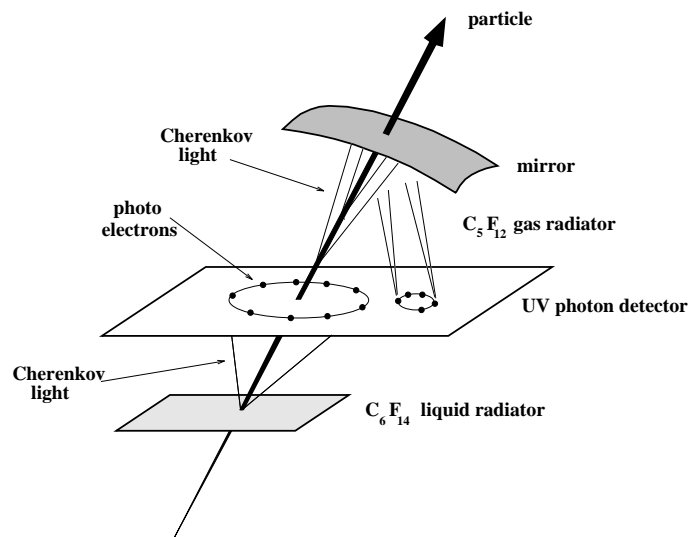
$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dx} &= \frac{\alpha z^2}{hc} \sin^2 \theta_c \\ &\approx 370 \frac{1}{\text{eV} \cdot \text{cm}} \cdot \sin^2 \theta_c \end{aligned}$$

Pomiar kąta rozwarcia stożka pozwala na bezpośredni pomiar prędkości cząstki!

# Promieniowanie Czerenkowa

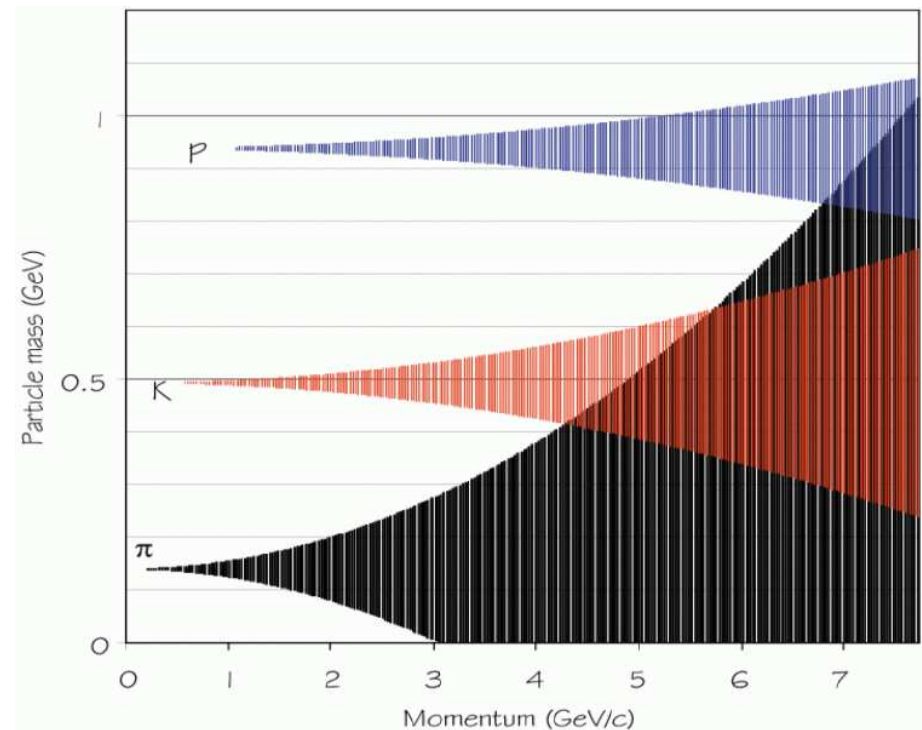
## Detektory RICH Ring Imaging CHERenkov detector

Jeśli światło emitowane przez cząstkę skierujemy na zwierciadło wklęsłe to otrzymamy obraz w kształcie okręgu w płaszczyźnie ogniskowej.



Rozmiar okręgu pozwala wyznaczyć kąt emisji promieniowania  $\Rightarrow$  prędkość

Przykład:  $n = 1.333$ ,  $\sigma_\theta = 15 \text{ mrad}$ ,  
 $\frac{\sigma_p}{p^2} = 5 \cdot 10^{-5}$





# Promieniowanie Czerenkowa

## Super-Kamiokande

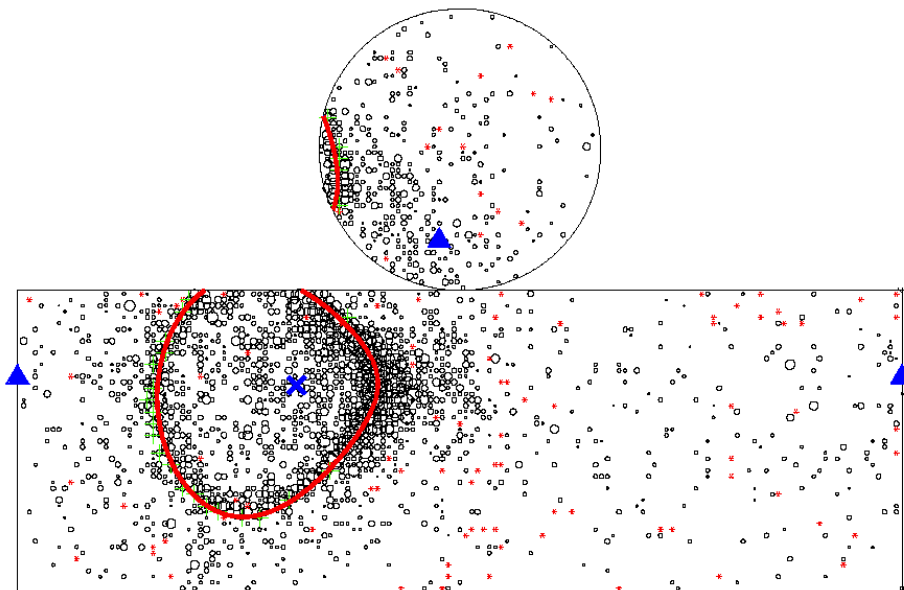
Przykłady obserwowanych oddziaływań neutrin.

### Neutrino elektronowe

Przypadek  $\nu_e n \rightarrow e^- p$

Krótki zasięg elektronu

“cienki” pierścień

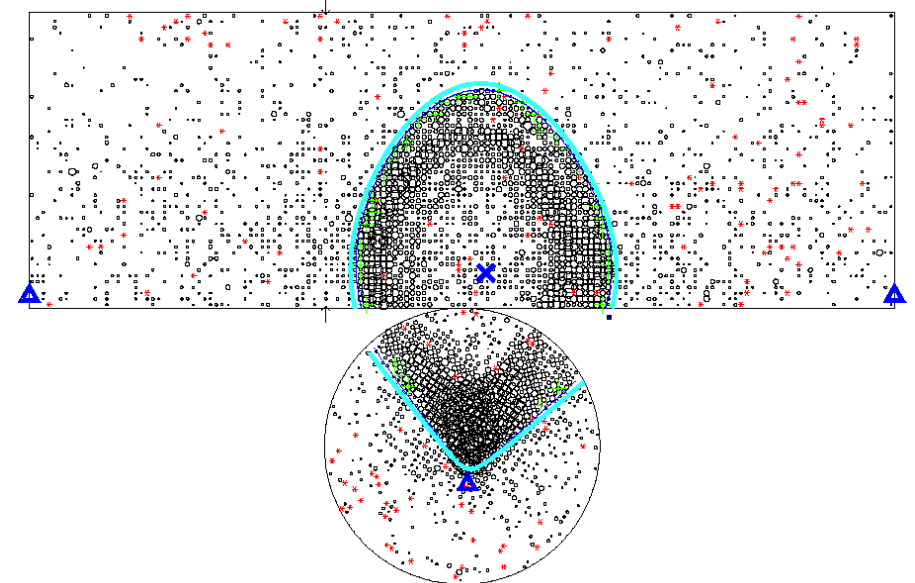


### Neutrino mionowe

Przypadek  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$

Długa droga mionu w wodzie

“gruby” pierścień.



# Elektrony i pozytony

## Straty energii

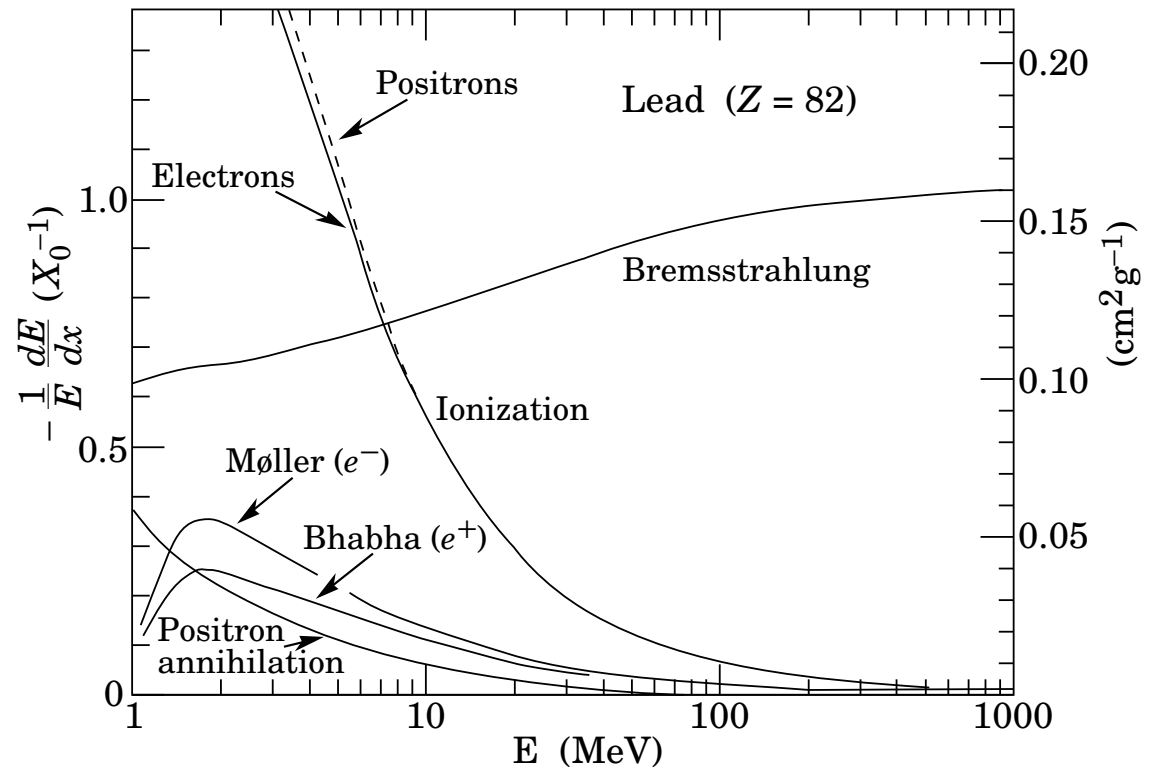
Cząstka rozpraszająca się w polu jądra (podelegająca przyspieszeniu) może emitować promieniowanie hamowania.

Prawdopodobieństwo emisji:

$$p \sim \frac{1}{M^2}$$

⇒ efekt istotny dla najbliższych cząstek

Straty energii elektronów w funkcji energii:



Wysokoenergetyczne elektrony (pozytony) tracą energię praktycznie wyłącznie na promieniowanie hamowania



# Elektrony i pozytony

## Straty radiacyjne

Wiązka elektronów o energii  $E_0$  przy przejściu przez ośrodek o grubości  $x$ :

$$E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

$X_0$  - droga radiacyjna w danym materiale. Przybliżona formuła:

$$X_0 = \frac{A \cdot 716.4 \frac{g}{cm^2}}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

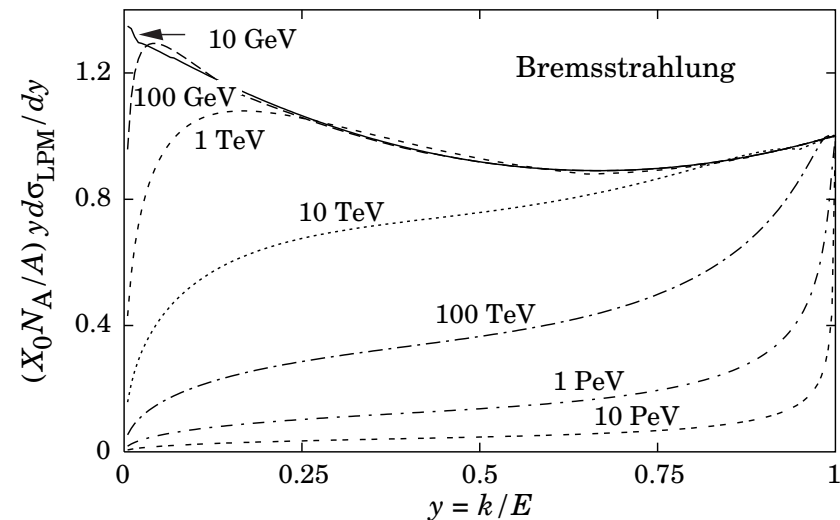
Bardzo szybko maleje z  $Z$  !

${}_{13}Al$ : 8.9 cm,     ${}_{26}Fe$ : 1.76 cm

${}_{29}Cu$ : 1.43 cm,     ${}_{82}Pb$ : 0.56 cm

Rozkład energii emitowanego fotonu:  $y = \frac{E_\gamma}{E_0}$

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{A}{X_0 N_A E_\gamma} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right)$$

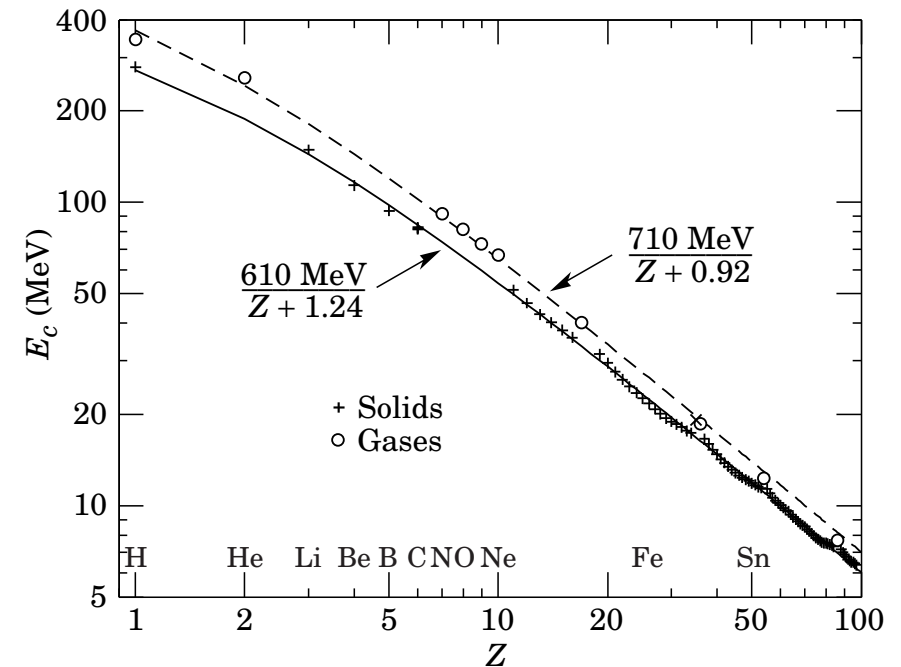
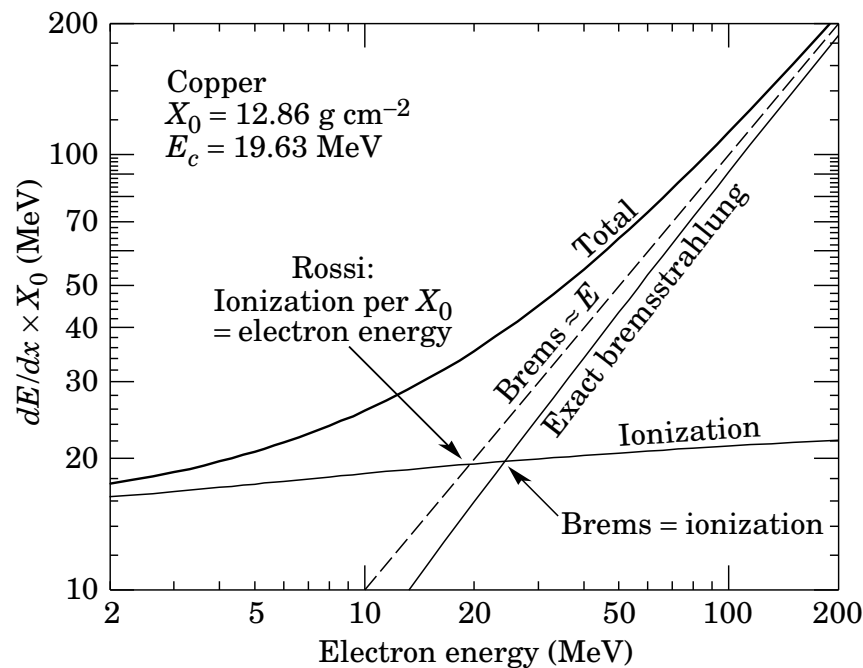


Odstępstwo dla bardzo energetycznych elektronów: promieniowanie coraz "twardsze"

# Straty radiacyjne

## Energia krytyczna

Energia powyżej której straty radiacyjne przewyższają straty na jonizację ośrodka.



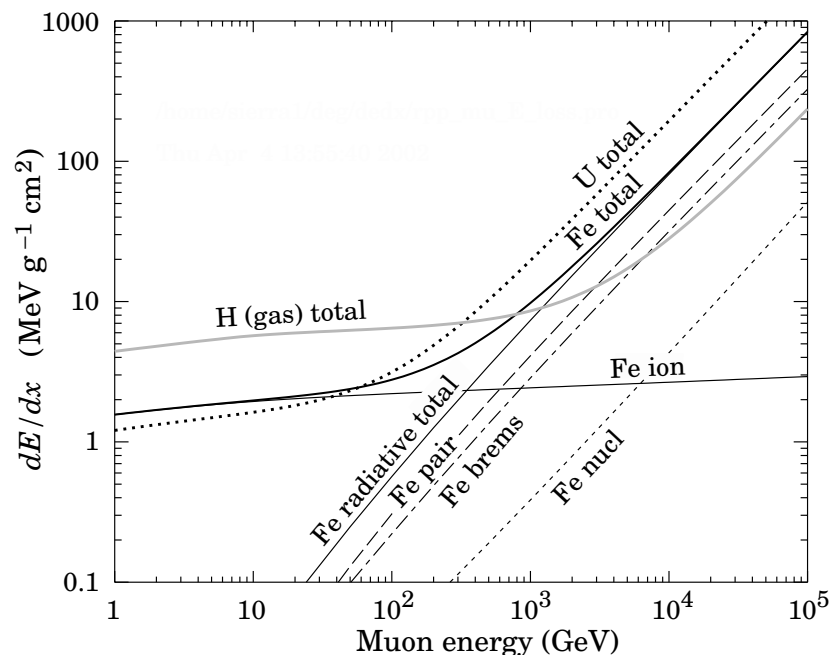
Energia krytyczna  $E_c$  maleje szybko z  $Z$  (podobnie do  $X_0$ )

Powyżej  $E_c$  cząstka traci energię prawie wyłącznie na promieniowanie.

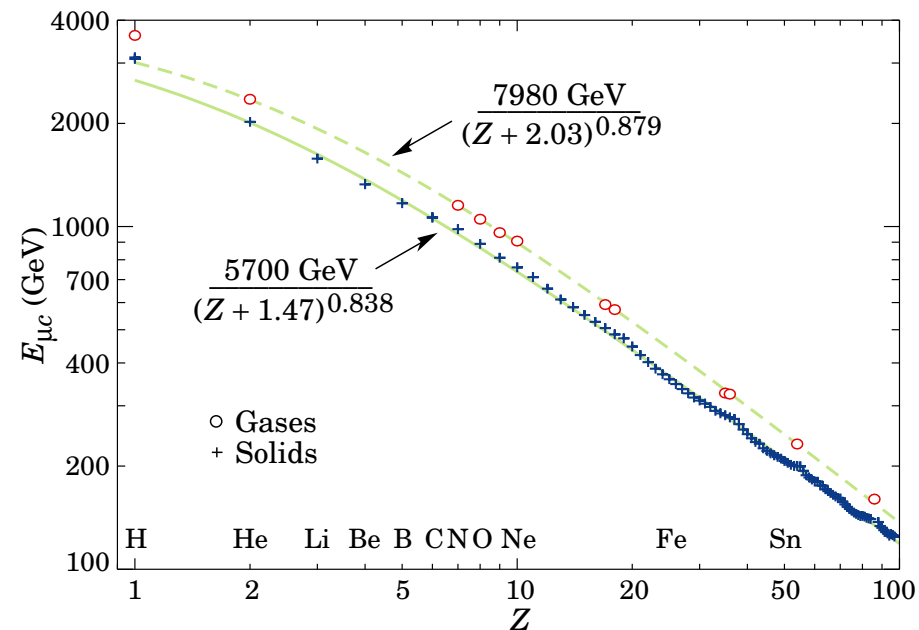
# Straty radiacyjne

Straty radiacyjne istotne także dla innych cząstek, przy odpowiednio wysokich energiach. Szczególne znaczenie ma to dla mionów (brak oddziaływań silnych)

## Straty energii dla mionu



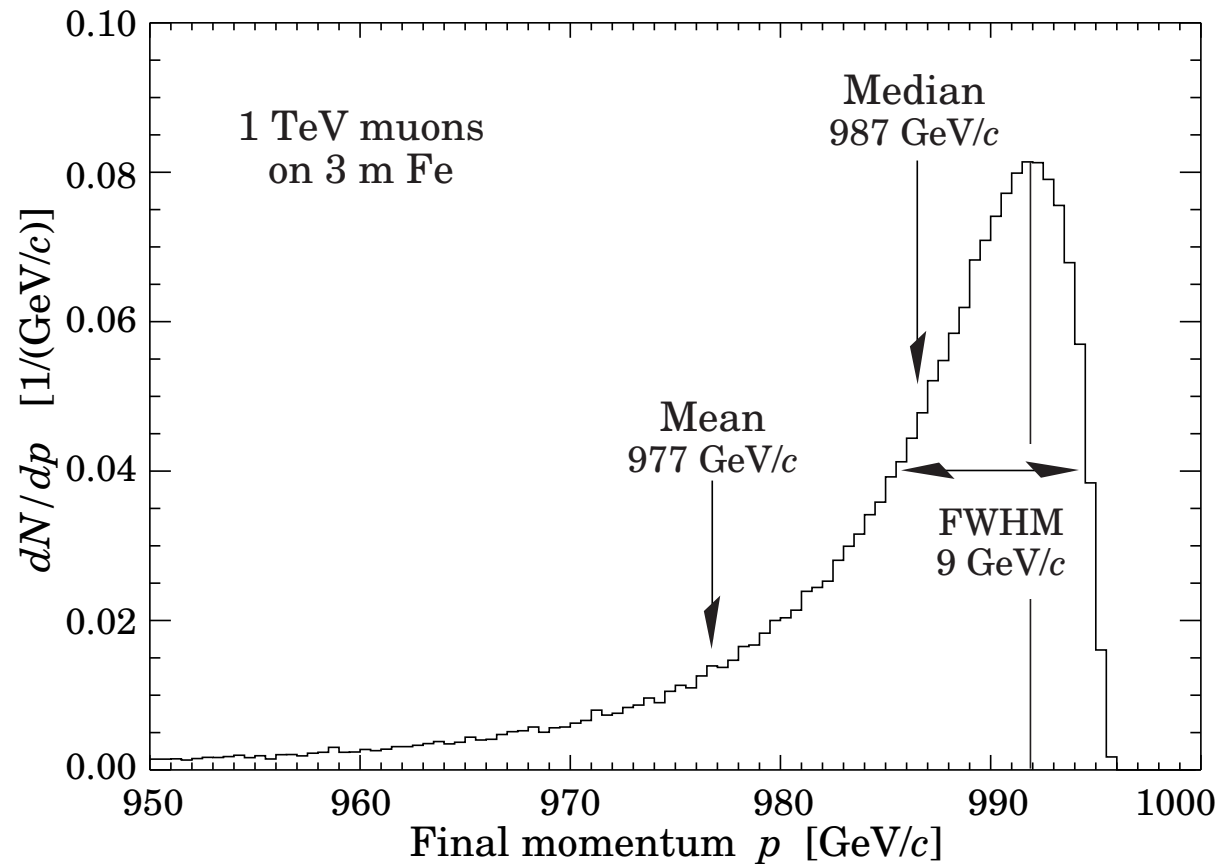
## Energia krytyczna dla mionu



Dla energii powyżej 100 GeV pomiar pędu mionów w żelaznym jaźmie detektora może być zakłócony przez straty radiacyjne...

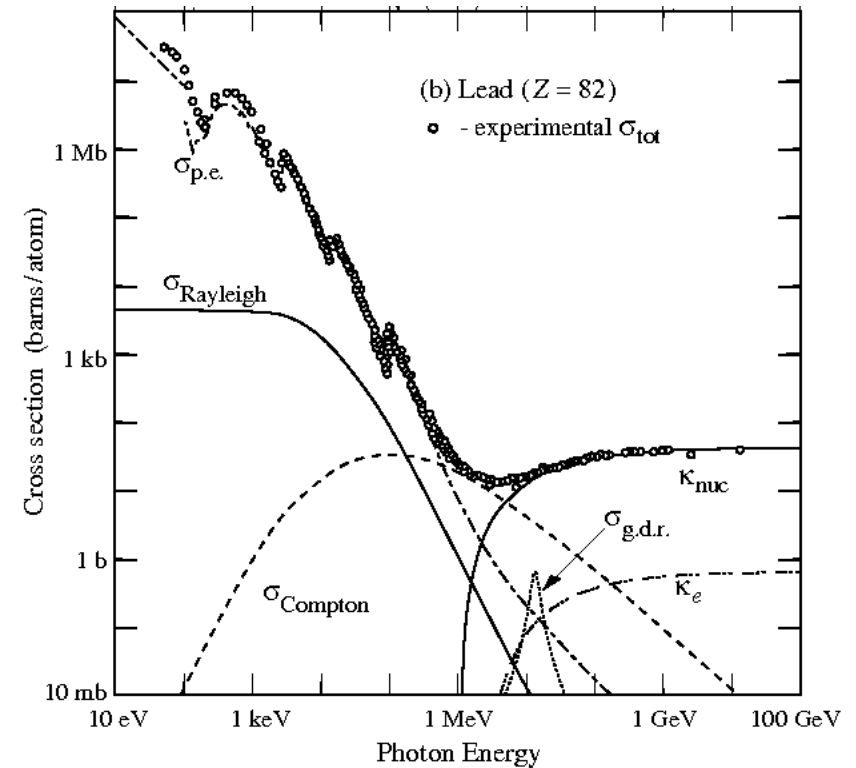
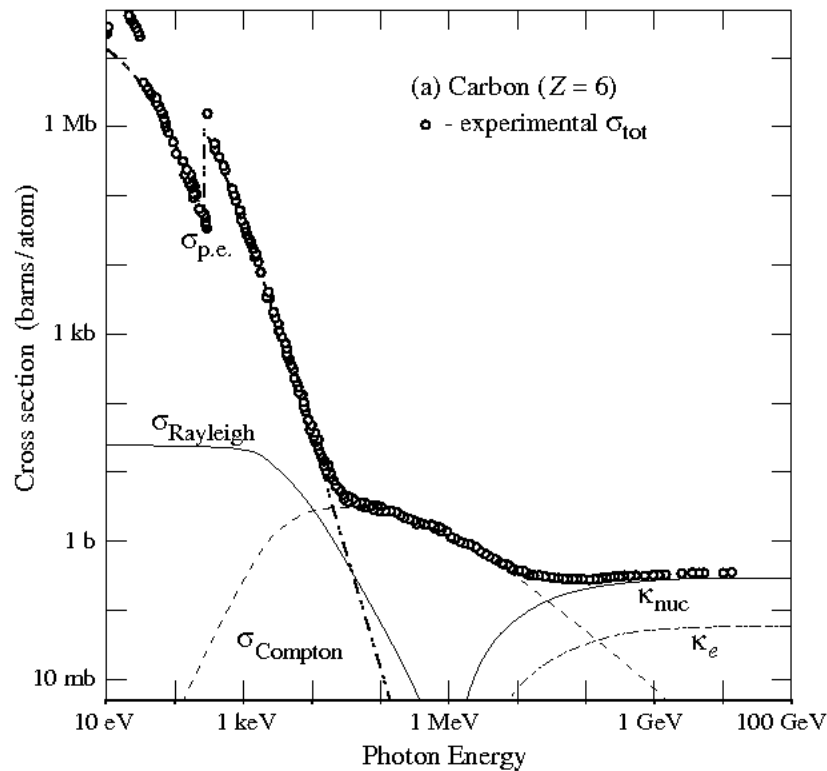
# Straty radiacyjne

Ponieważ emitowane fotony mogą przejąć znaczną część energii mionu, procesy radiacyjne powodują bardzo dużą asymetrię rozkładu strat energii



# Fotony

Przekrój czynny na oddziaływanie z ośrodkiem w funkcji energii



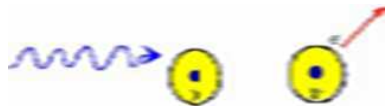
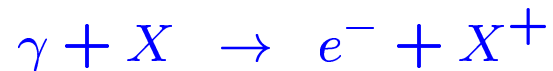
W obszarze małych energii dominuje efekt fotoelektryczny ( $\sigma_{p.e.}$ )

Dla energii rzędu 1 MeV istotny wkład od efektu Comptona ( $\sigma_{Compton}$ )

Dla energii powyżej  $\sim 10$  MeV dominuje kreacja par  $e^+e^-$  w polu jąder ( $\kappa_{nuc}$ )

# Fotony

## Efekt fotoelektryczny



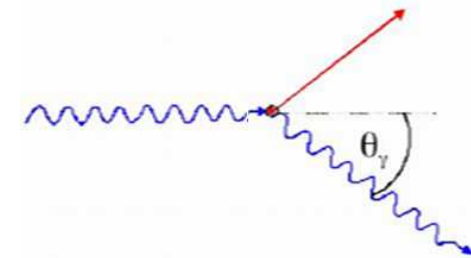
Dla  $I_K < E_\gamma \ll m_e$  oczekujemy

$$\sigma_{p.e.} \approx \sqrt{\frac{32m_e^7}{E_\gamma^7}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{th}$$

gdzie:

$$\sigma_{th} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \frac{8\pi\alpha^2}{3m_e^2}$$

## Efekt Comptona



W granicy dużych energii  $E_\gamma \gg m_e$

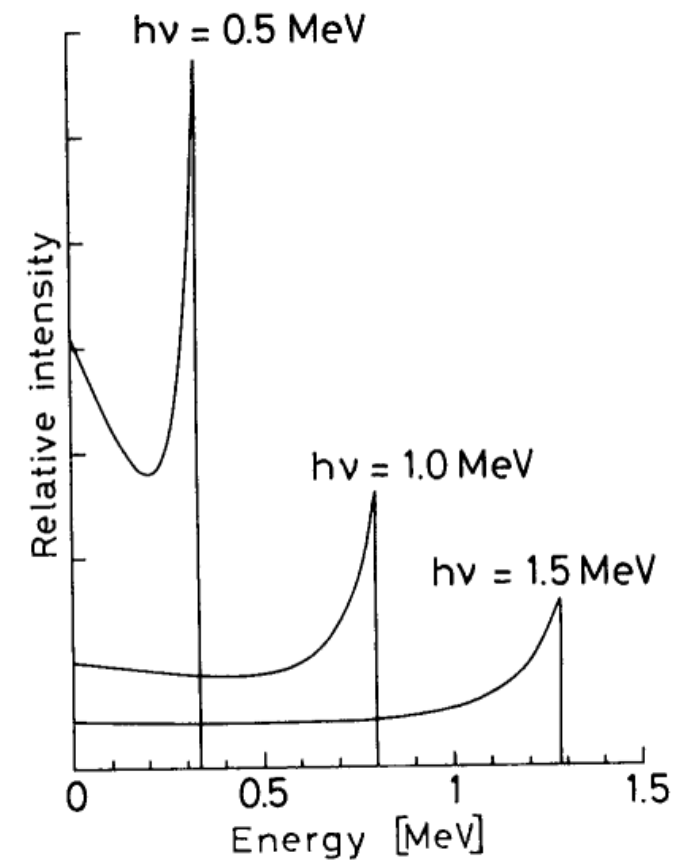
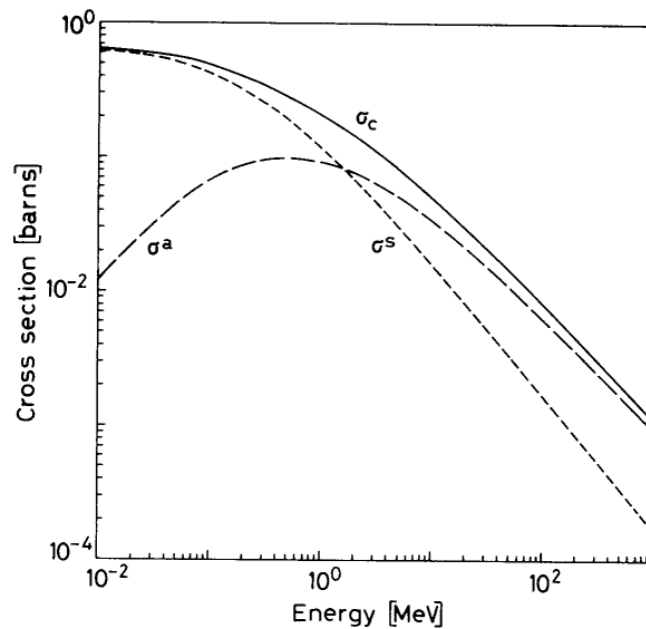
$$\sigma_{Compton} \approx \frac{Z \pi \alpha^2}{m_e E_\gamma} \left[ \ln \left( \frac{E_\gamma}{m_e} \right) + \frac{1}{2} \right]$$

# Fotony

## Efekt Comptona

W obszarze małych energii straty energii fotonu są znikome - rozpraszanie elastyczne.

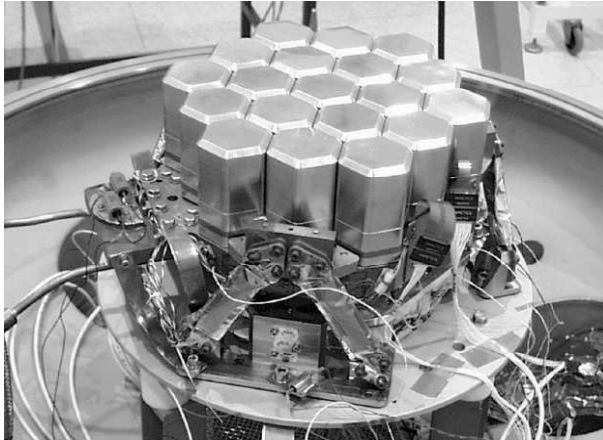
Straty energii dominują dla  $E > 2\text{MeV}$



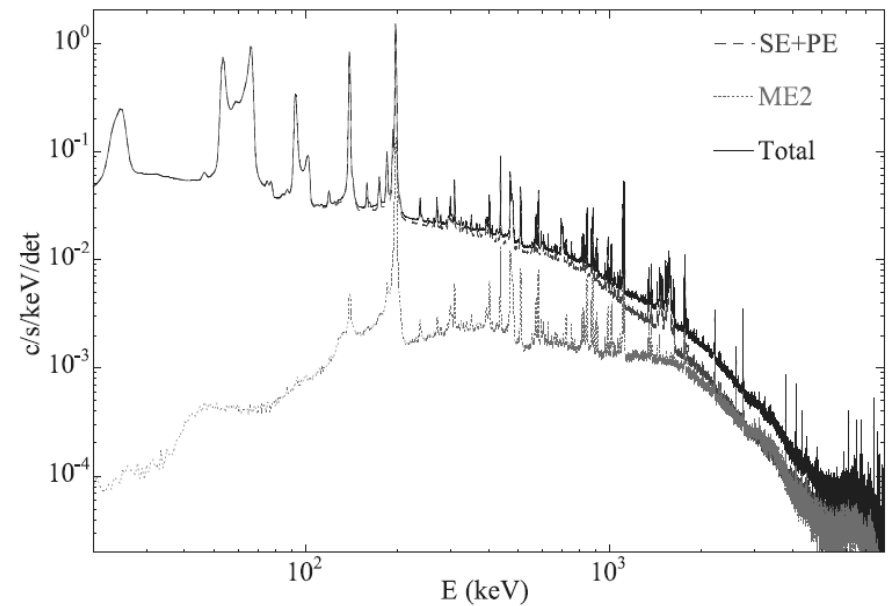
# Detektory krzemowe

SPI

detektor germanowy na satelicie **INTEGRAL**



Pomiar widma promieniowania  $\gamma$



Mierzona całkowita jonizacja powstająca w wyniku oddziaływania fotonu w diodzie.

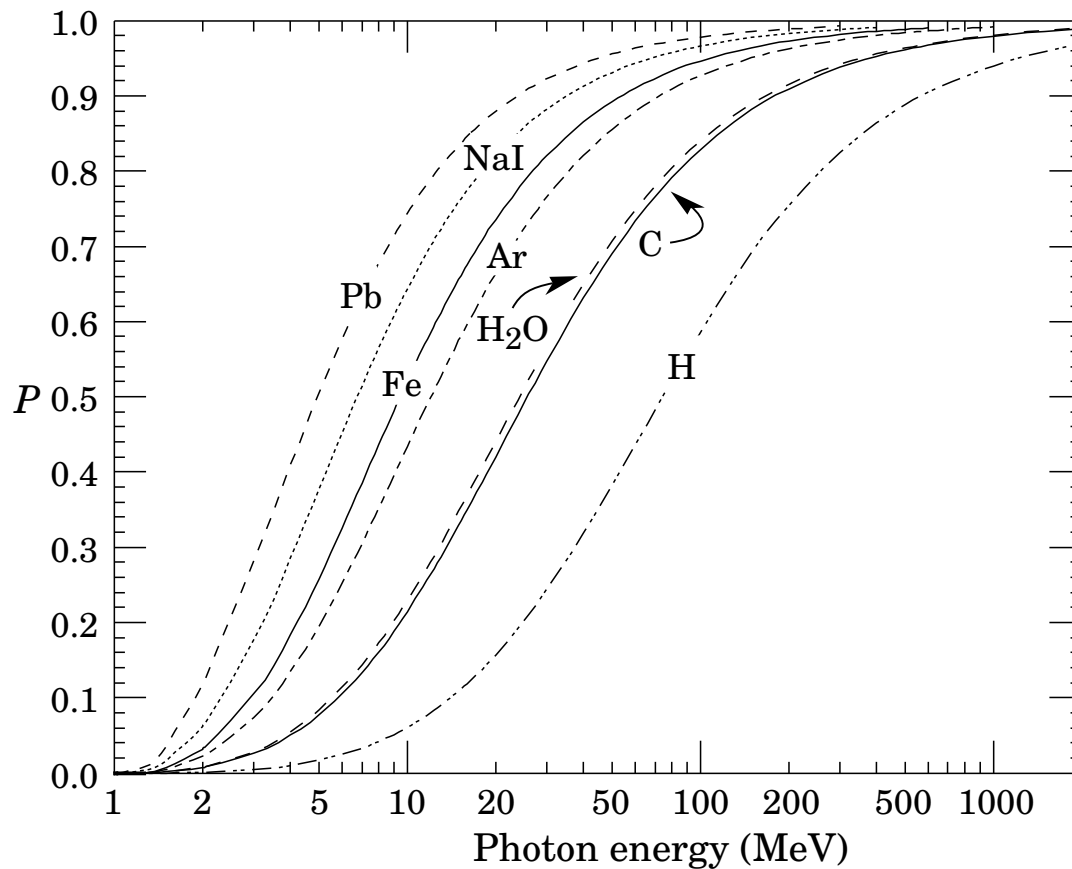
Brak pomiar pozycji...



# Fotony

## Kreacja par

Prawdopodobieństwo, że w wyniku oddziaływania fotonu powstanie para  $e^+e^-$



Powyżej  $\sim 1 \text{ GeV}$ :  
praktycznie wyłącznie kreacja par.

Dla niższych energii wkład produkcji par rośnie ze wzrostem  $Z$

# Fotony

Spadek intensywności wiązki

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$$

$\lambda$  - średnia droga swobodna:

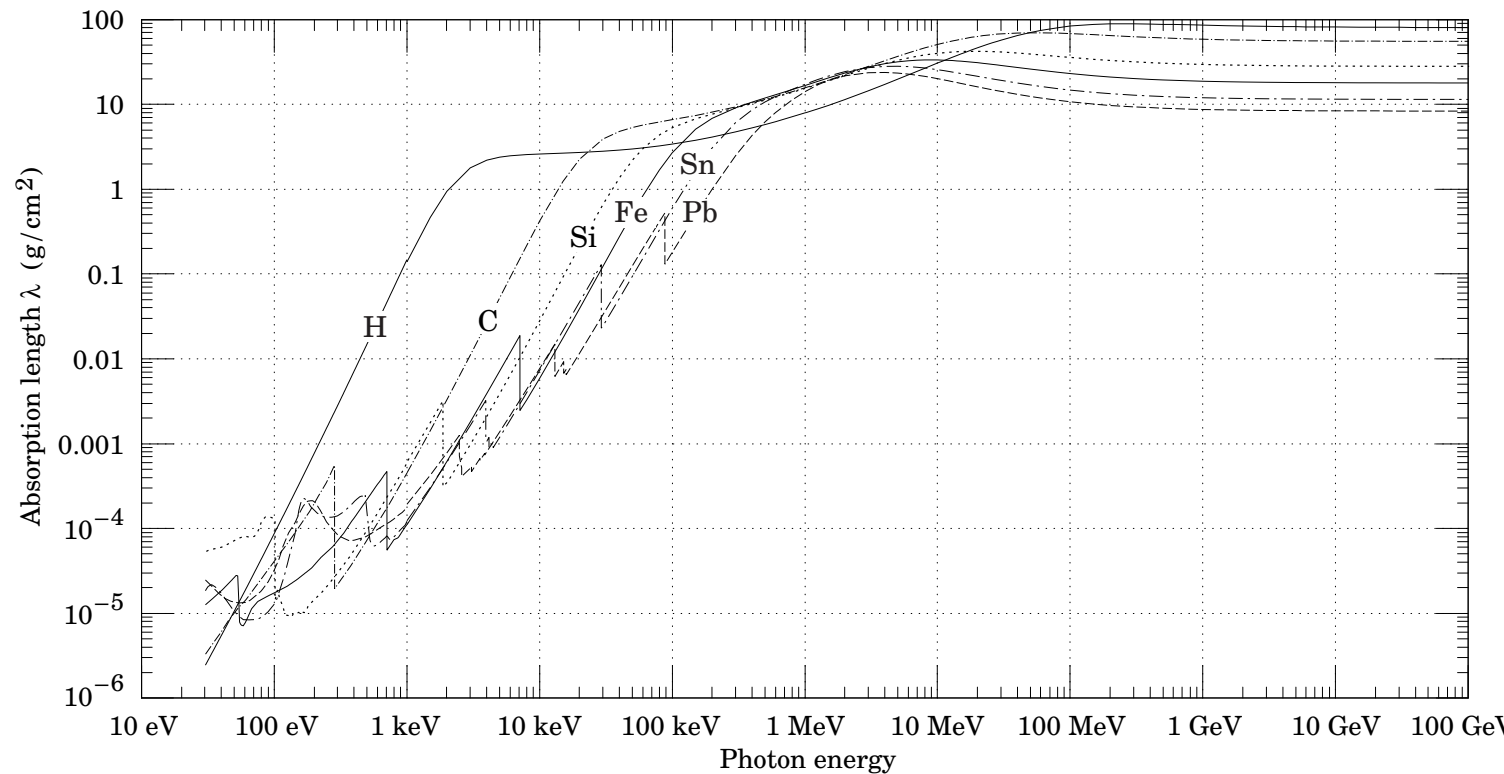
$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{1}{n_a}$$

$n_a$  - gęstość molekuł:

$$n_a = \frac{N_A \rho}{A}$$

W obszarze dużych energii  
(dominuje kreacja par):

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0$$



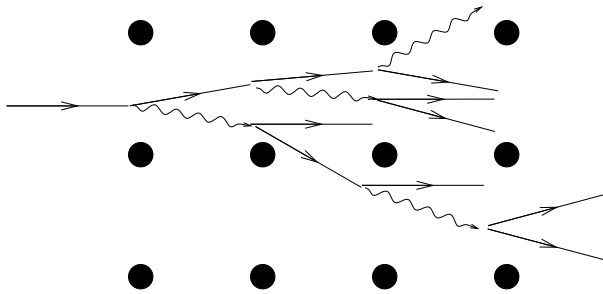
# Kaskada E-M

## Kaskada elektromagnetyczna

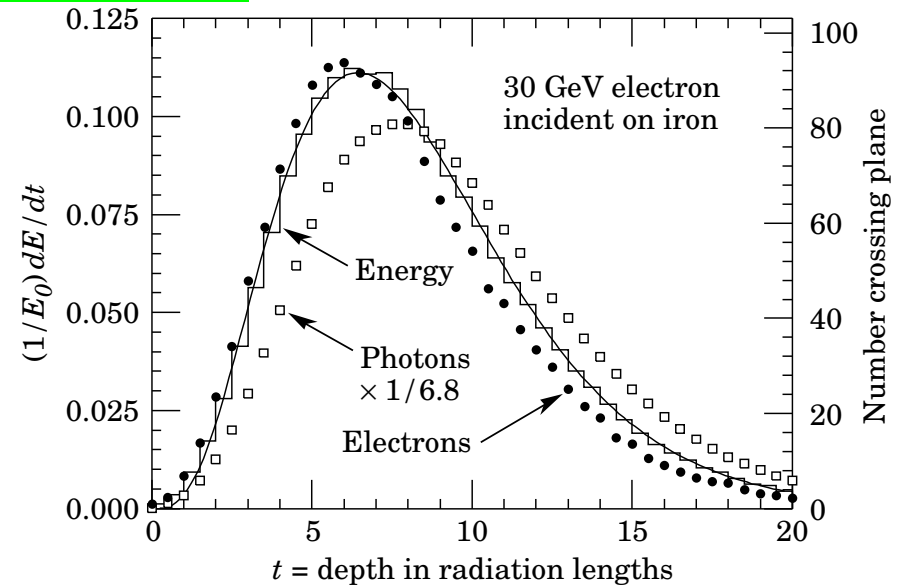
Wysokoenergetyczny foton wpadając w materię konwertuje na parę  $e^+e^-$

Elektron w polu jąder emituje kolejne fotony, które znów konwertują...

Powstaje lawina cząstek, która powiela się tak długo jak  $E_e > E_c$



Gdy energie elektronów spadną poniżej  $E_c \Rightarrow$  starty jonizacyjne kaskada wygasa



Profil podłużny - rozkład Gamma:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}$$

pozycja maksimum  $[X_0]$

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} \approx \ln \frac{E}{E_c} + C_j$$

$$C_\gamma = +0.5, C_e = -0.5$$

# Hadrony

## Droga na oddziaływanie

Prawdopodobieństwo nieelastycznego rozproszenia w funkcji drogi w materiale:

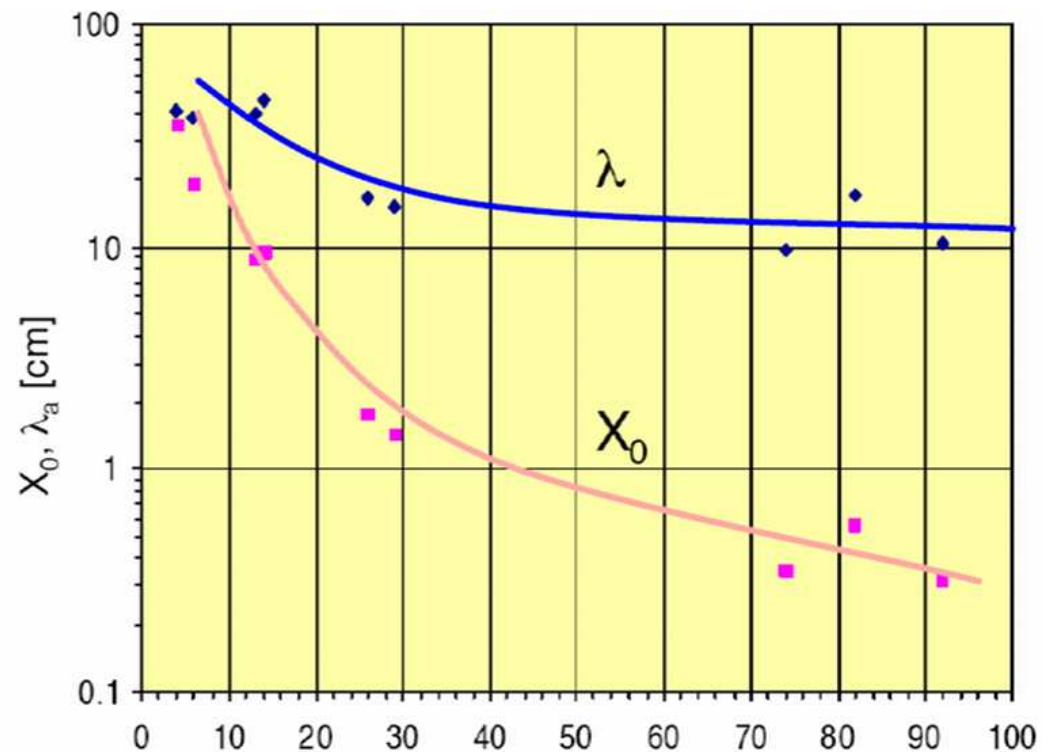
$$p(x) = \frac{1}{\lambda_I} \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_I}\right)$$

$\lambda_I$  - średnia droga na oddziaływanie w danym materiale.

$$\lambda_I \approx 35 \text{ g/cm}^2 A^{1/3}$$

	$\lambda_I$	$X_0$	$\lambda_I/X_0$
$_{13}\text{Al}$	39.4 cm	8.9 cm	4
$_{26}\text{Fe}$	16.8 cm	1.76 cm	10
$_{29}\text{Cu}$	15.1 cm	1.43 cm	11
$_{82}\text{Pb}$	17.1 cm	0.56 cm	30

Średnia droga na oddziaływanie maleje z  $Z$ , ale nie tak szybko jak  $X_0$



Dla  $E > 1 \text{ GeV}$  praktycznie <sup>Z</sup>nie zależy od energii

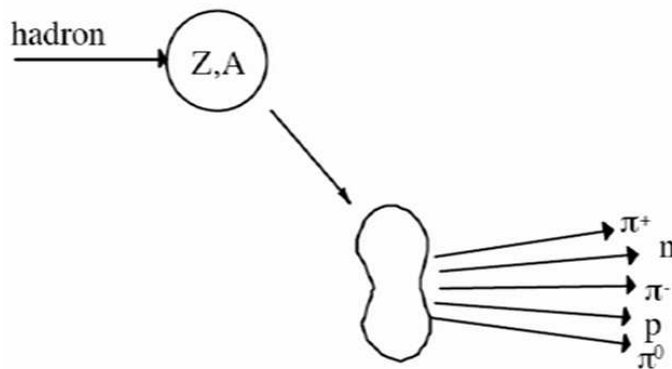
# Hadrony

## Kaskada hadronowa

Wysokoenergetyczne hadrony (neutralne i naładowane) oddziałują silnie z nukleonami/jądrami ośrodka.

Produkowane są cząstki wtórne.

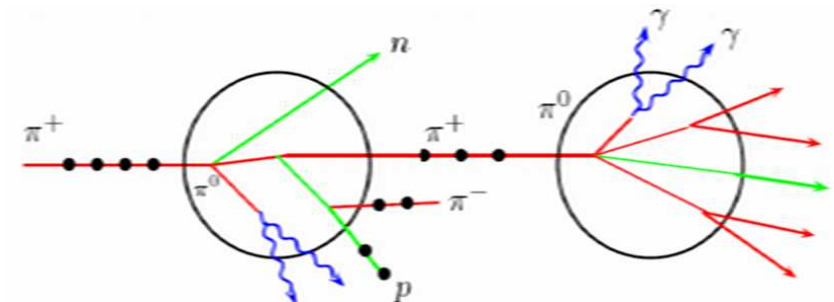
Krotność cząstek  $N \sim \ln E$



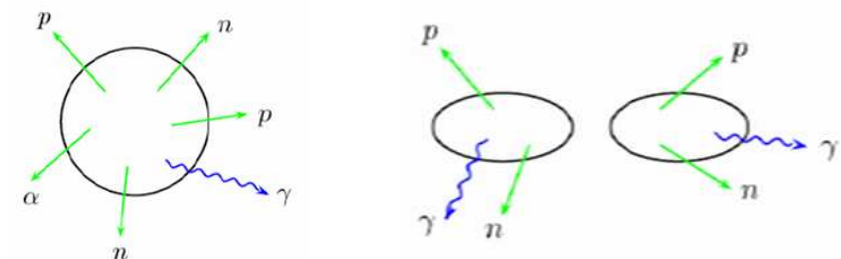
Cząstki wtórne mogą powodować kolejne reakcje  $\Rightarrow$  kaskada

Cząstki tracą także energię na wzbudzenia jąder i jonizację.

Rozpady  $\pi^0 \Rightarrow$  składowa E-M kaskady



Deekscytacja jąder - opóźniona emisja cząstek



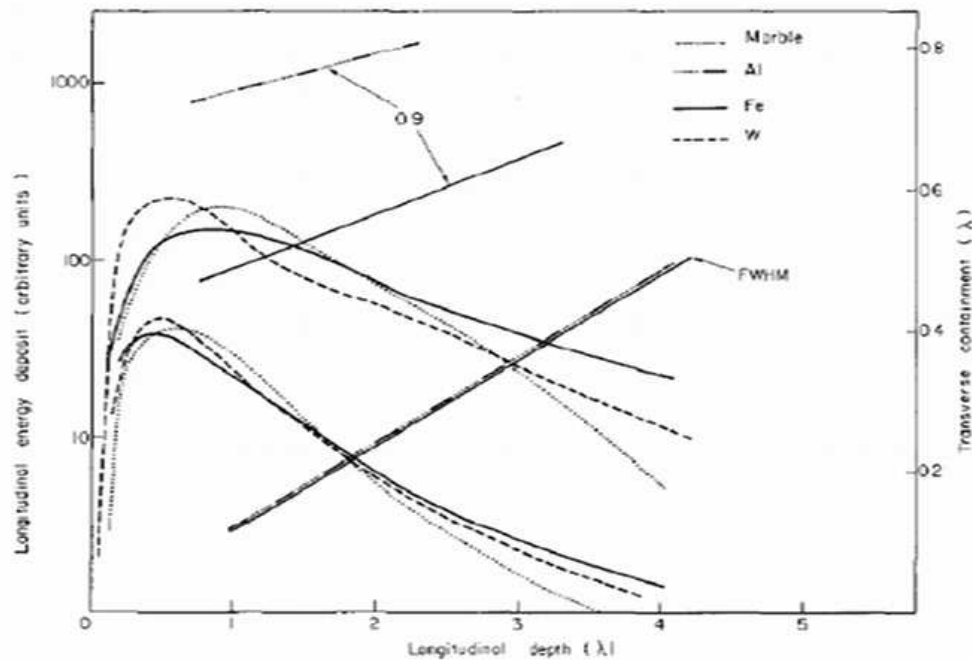
# Hadrony

## Kaskada hadronowa

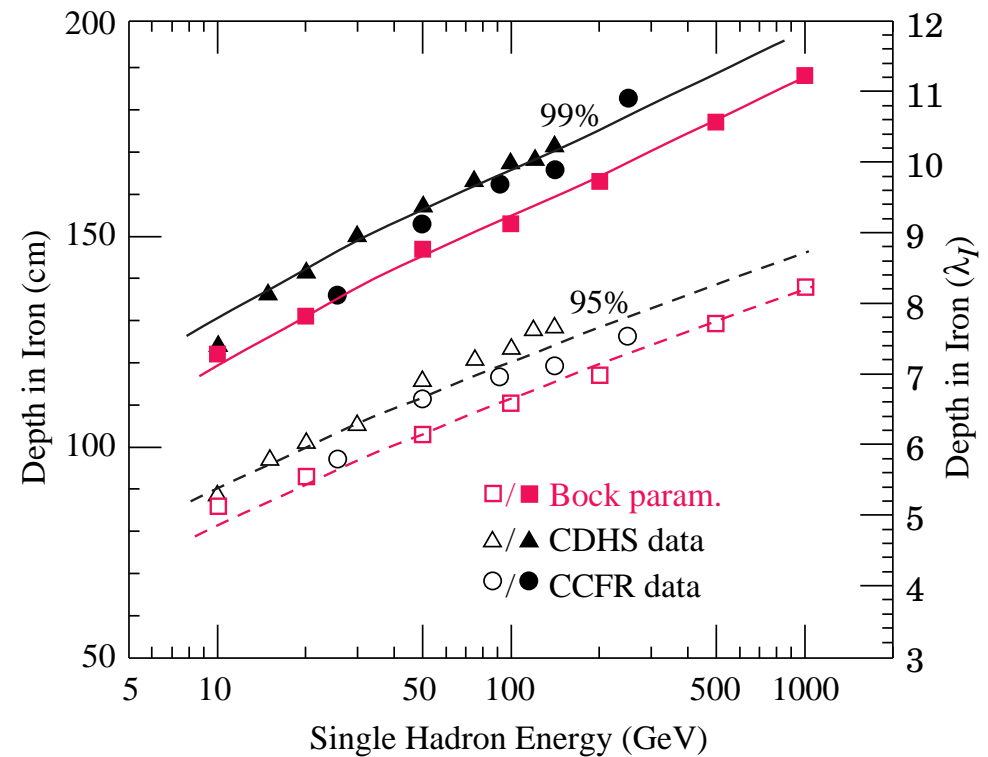
Długość kaskady skaluje się w  $\lambda_I$

Pozycja maksimum [ $\lambda_I$ ]:

$$t_{max} \approx 0.2 \ln E[\text{GeV}] + 0.7$$



Grubość warstwy żelaza potrzebna do “za-trzymania” kaskady (95% lub 99% energii):



również rośnie logarytmicznie z energią

# Kalorymetry

**Detektory śladowe** - dokładny pomiar torów (kierunku) cząstek naładowanych pole magnetycznym  $\Rightarrow$  **pomiar pędu**

**Dokładność** pomiaru maleje jednak z pędem cząstek ( $\sigma(p_T) \sim p_T^2 \oplus \dots$ )

$\Rightarrow$  **rozmiary** detektorów śladowych rosną liniowo z energią

Detektory śladowe są również “ślepe” na cząstki neutralne (fotony, neutrony, kaony...)

Aby móc dokładnie zrekonstruować energie wszystkich obserwowanych cząstek potrzebujemy alternatywnej metody pomiaru  $\Rightarrow$  **kalorymetry**

**Kalorymetry:** urządzenia w których wpadające cząstki lub strugi cząstek są **całkowicie absorbowane**, a część deponowanej energii zamieniana jest na **mierzalny sygnał**

W wyniku oddziaływania cząstki tworzą się kaskady cząstek wtórnych

- kalorymetry elektromagnetyczne mierzą energie elektronów i fotonów
- kalorymetry hadronowe - innych cząstek stabilnych (oprócz mionów i neutrin)

# Kalorymetry

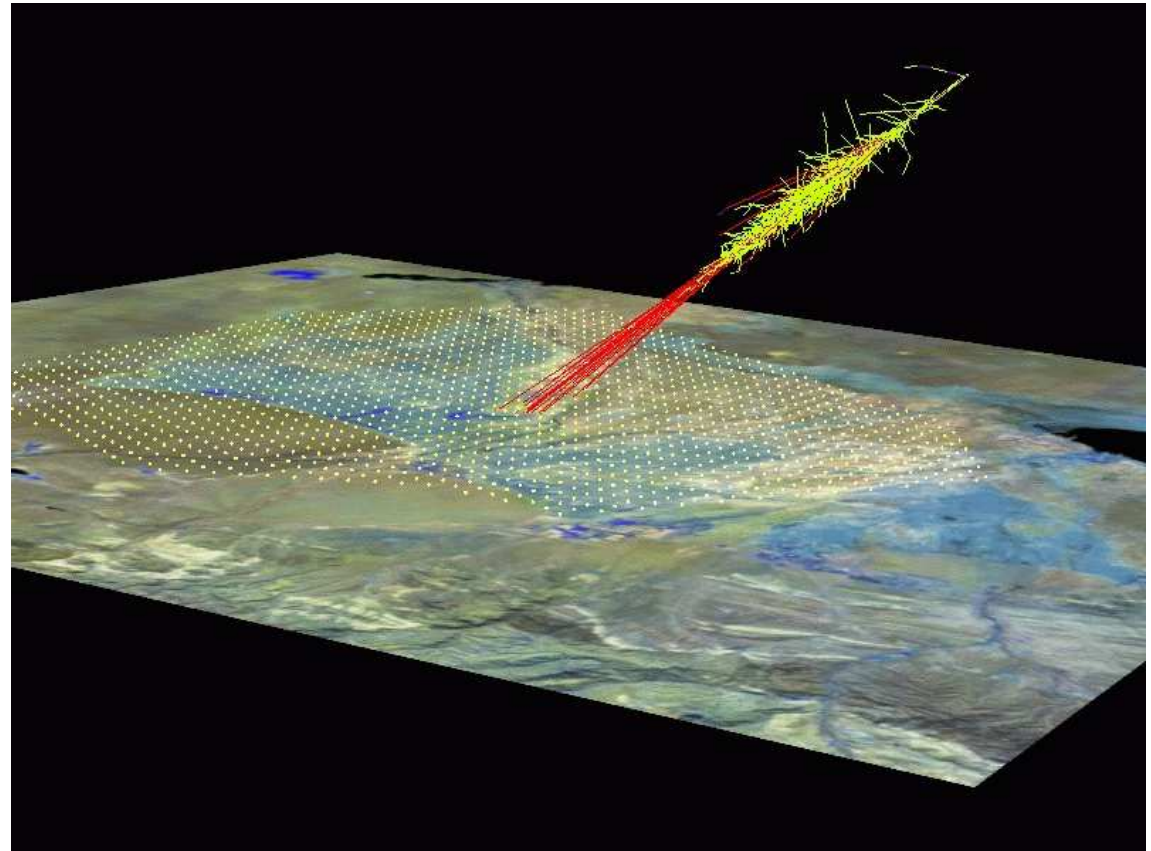
## Wielkie pęki atmosferyczne

Kaskady hadronowe i E-M powstają nie tylko w dedykowanych detektorach.

Obserwujemy je także w atmosferze Ziemi, w wyniku oddziaływania promieniowania kosmicznego najwyższych energii.

Budowane są coraz większe detektory do ich pomiaru.

Projekt “**Pierre Auger Observatory**”:  
obserwacja **promieniowania czerenkowa** i **fluorescencji**  
wielkich pęków atmosferycznych.



1600 detektorów na obszarze 3000 km<sup>2</sup>