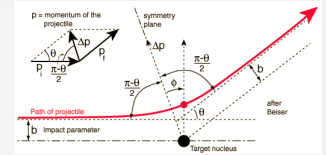


Oddziaływanie Promieniowania Jonizującego z Materią

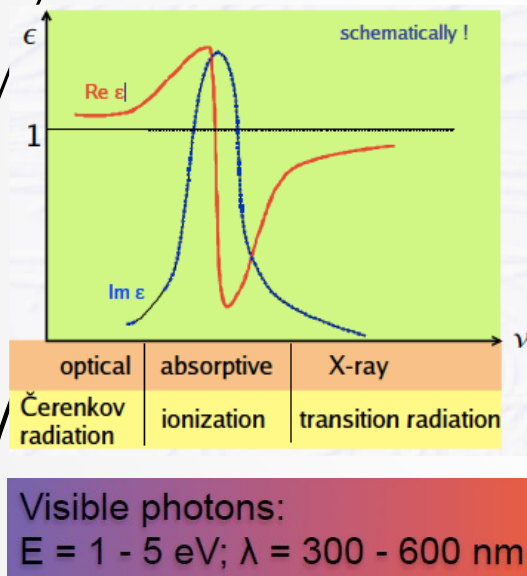
Tomasz Szumlak, Agnieszka Obłąkowska-Mucha

**WFiIS AGH
Kraków**

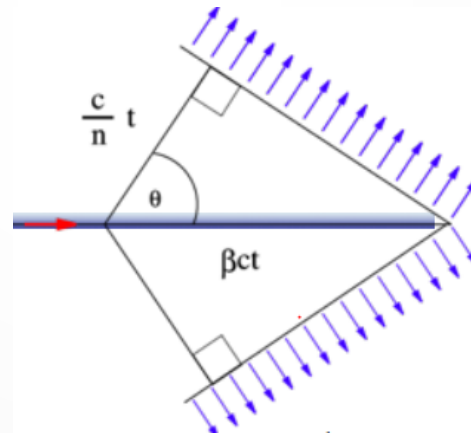
Efekt Czerenkowa



- ❑ Oprócz jonizacji naładowane cząstki tracą energię poprzez emisję promieniowania Czerenkowa
- ❑ Emisja fotonów w medium charakteryzowanym stałą dielektryczną ϵ , gdzie $Re(\sqrt{\epsilon}) = n$ (współczynnik załamania), a $Im(\epsilon) = k$ (parametr absorpcyjny)



- ❑ Promieniowanie jest emitowane tylko wtedy gdy prędkość cząstki jest większa niż $\beta > 1/n$, można pokazać, że:



$$v_{th} \geq \frac{c}{n} \quad \beta_{th} \geq \frac{1}{n}$$

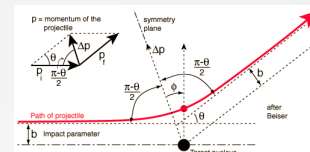
$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta}$$

dla wody $\theta_c^{max} = 11 \text{ mrad}$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Czer}} \propto z^2 \sin^2 \theta_c$$

- ❑ strata en. przez emisję PC jest znikoma w porównaniu do jonizacji (<1 %)
- ❑ typowo 1-2 keV 200-1000 fotonów/cm

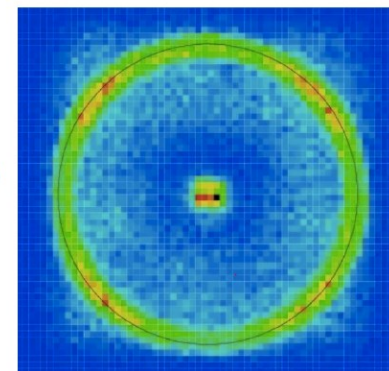
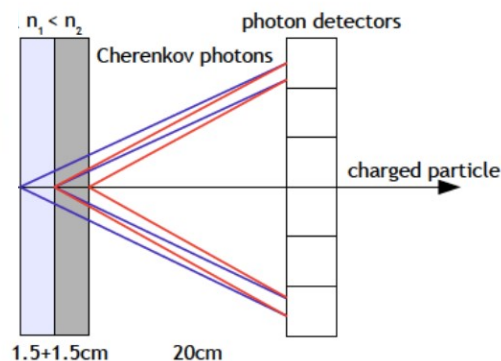
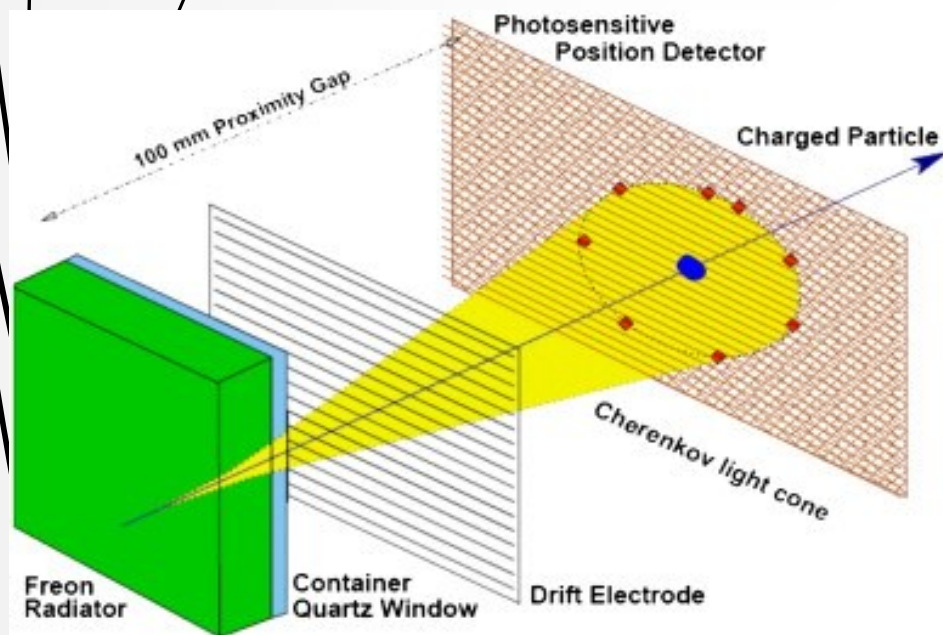
Efekt Czerenkowa



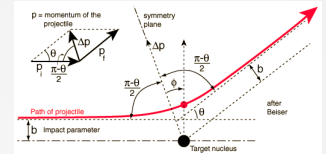
- ❑ Efekt Czerenkowa pozwala wykryć **cząstki relatywistyczne**
 - ❑ Powszechne zastosowanie w **detekcji neutrin**
- ❑ Detektory Czerenkowa powszechnie stosuje się do identyfikacji naładowanych hadronów – **efekt progowy**:

$$\beta = \frac{pc}{E} = \frac{p}{(p^2 + m^2 c^2)^{1/2}}$$

$$mc < (n^2 - 1)^{1/2} p$$

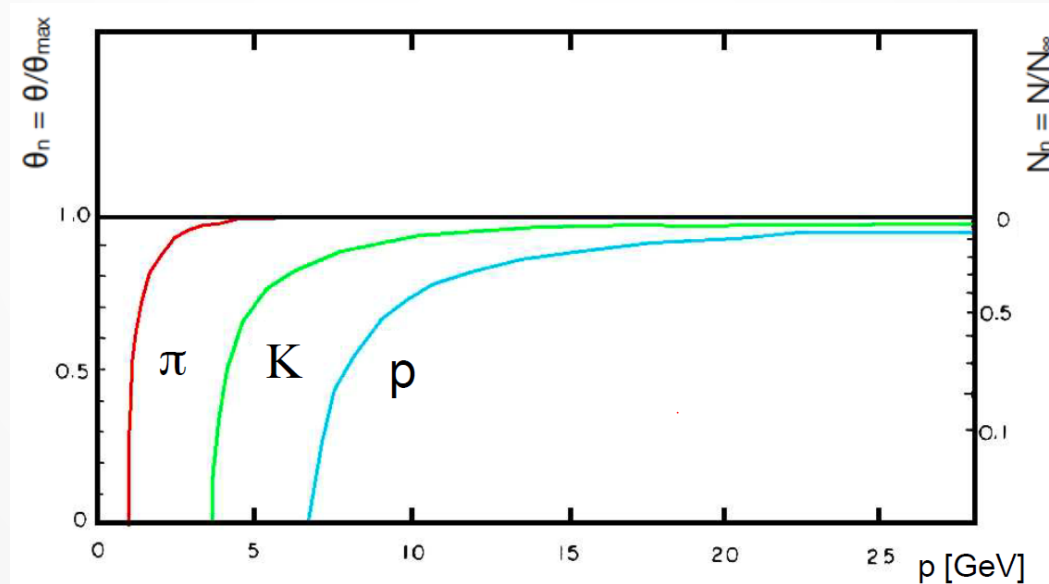


Detektory Czerenkowa

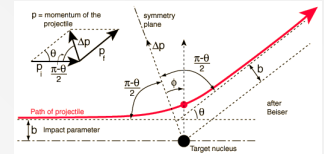


- ❑ Detektory Czerenkowa używane są do identyfikacji dzięki zależności od pędu (czyli masy).
- ❑ Kąt θ_c i liczba fotonów rosną z prędkością β , aż dla $\beta = 1$:

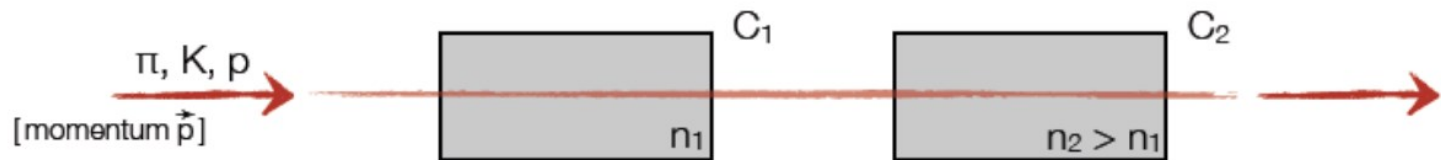
$$\cos(\theta_{max}) = \frac{1}{n} \text{ i } N_{\infty} =$$



Detektory Czerenkowa



- Progowe detektory Czerenkowa – dyskryminacja pionów i kaonów



Choose n_1, n_2 in such a way that for:

$$n_2 : \quad \beta_{\pi}, \beta_K > 1/n_2 \text{ and } \beta_p < 1/n_2$$

$$n_1 : \quad \beta_{\pi} > 1/n_1 \text{ and } \beta_K, \beta_p < 1/n_1$$

Note:
e always visible in
Cherenkov counters

Light in C_1 and C_2 \rightarrow identified pion

Light in C_2 and not in C_1 \rightarrow identified kaon

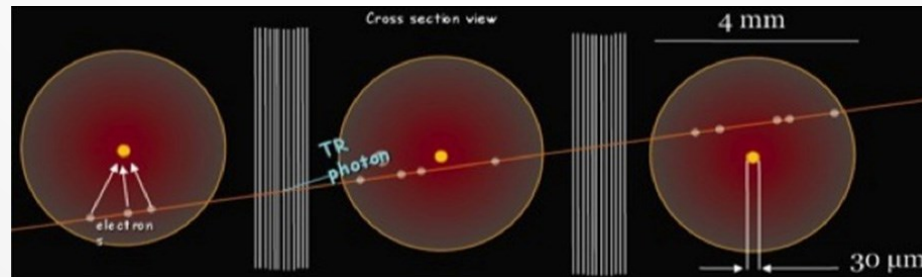
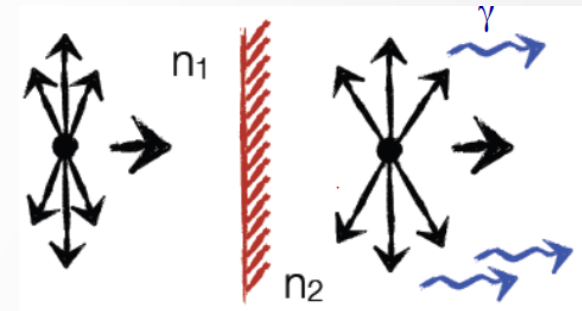
Light neither in C_1 and C_2 \rightarrow identified proton

Promieniowanie przejścia

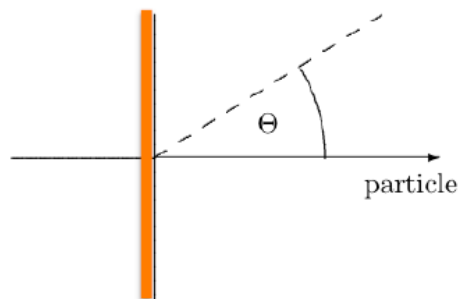
- Promieniowanie emitowane, gdy naładowana cząstka przejdzie przez ośrodki o różnych stałych dielektrycznych
- Cząstka naładowana propagując przez materiał wywołuje jego lokalną polaryzację, t.j. zmienia wokół siebie pole elektromagnetyczne. W innym ośrodku polaryzacja taka ma inne właściwości, stąd jeśli znajdujemy się na granicy ośrodków powstaje nieciągłość pola elektromagnetycznego.
- Okazuje się, że zniwelowanie tej nieciągłości wymaga emisji fotonu.

$$I \propto z^2 \gamma$$

- Efekt promieniowania przejścia może być wykorzystany do odrożnienia od siebie dwóch rodzajów cząstek lekkich – np. e/π , π/K .



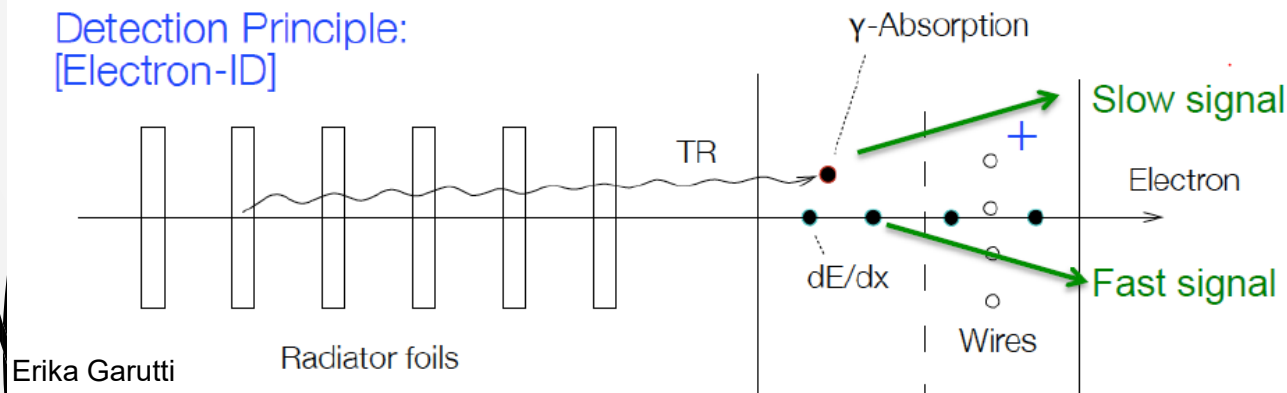
Promieniowanie przejścia



- Typical emission angle: $\theta = 1/\gamma$
- Energy of radiated photons: $\sim \gamma$
- Number of radiated photons: $\propto Z^2$
- Effective threshold: $\gamma > 1000$

→ Use stacked assemblies of **low Z material** with many transitions + a detector with high Z gas

Detection Principle:
[Electron-ID]

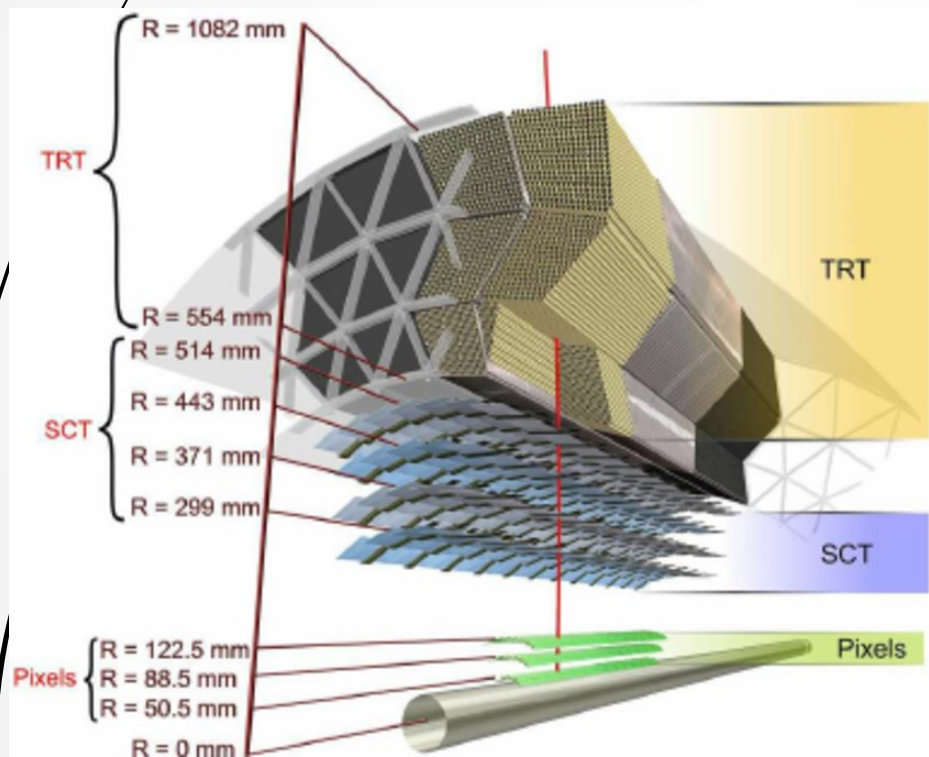


Note: Only X-ray ($E > 20 \text{ keV}$) photons can traverse the many radiators without being absorbed

Detektory promieniowania przejścia

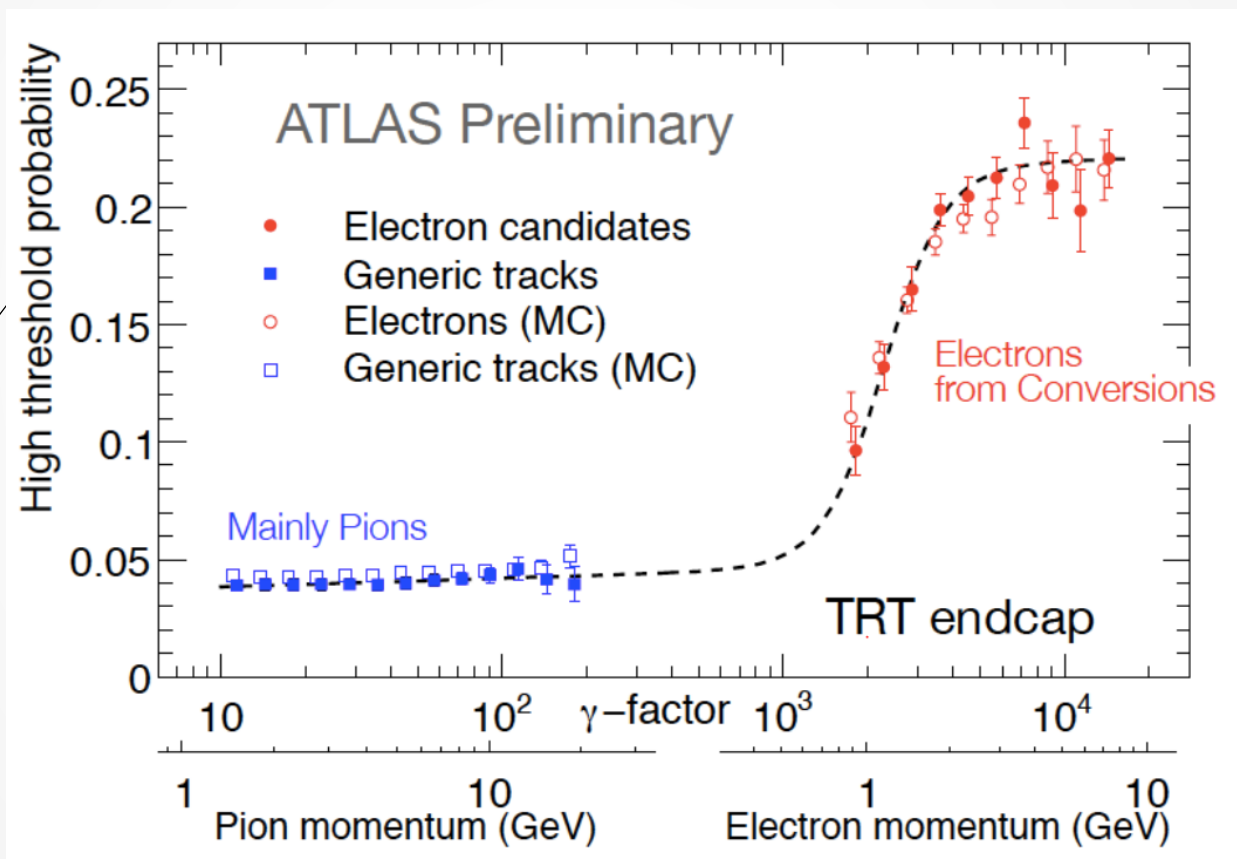
TRT ATLAS

gazowe detektory słomkowe (mix Xe)
średnica 4 mm, 30 μm pozłaczany drut

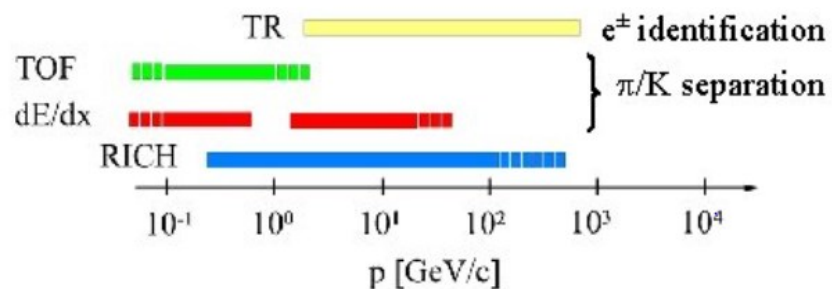
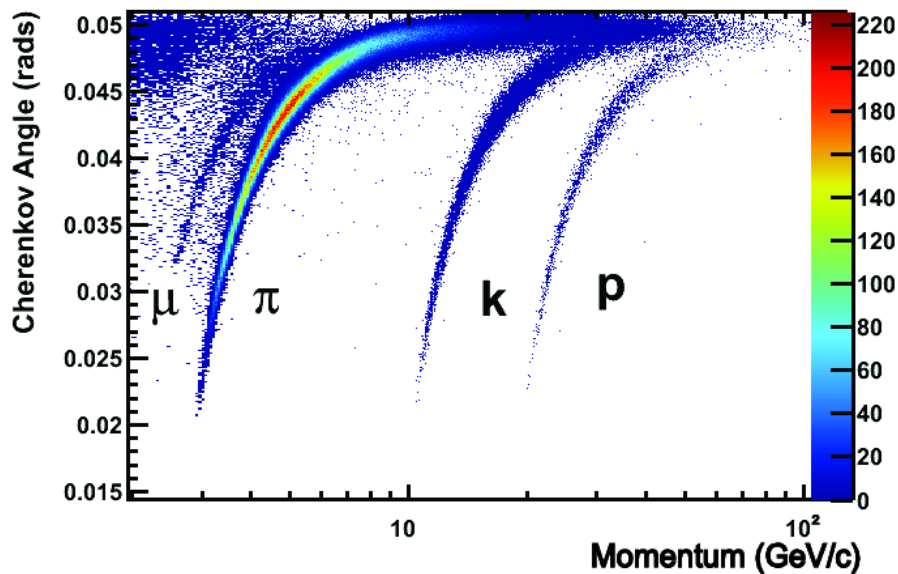
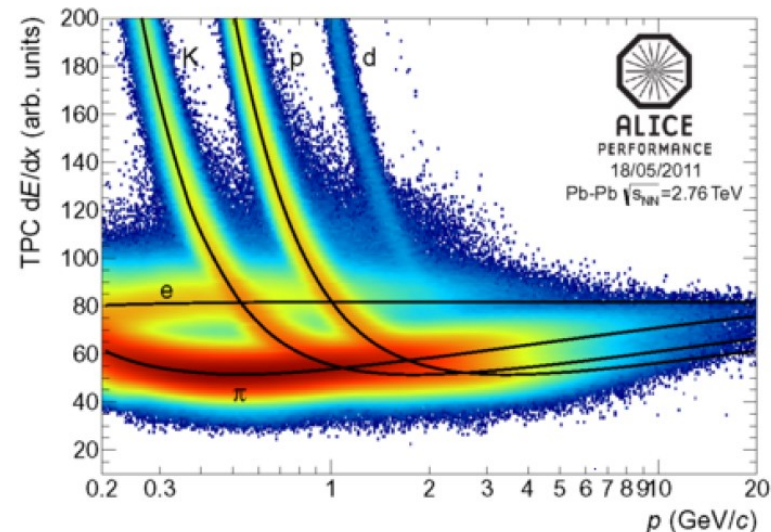
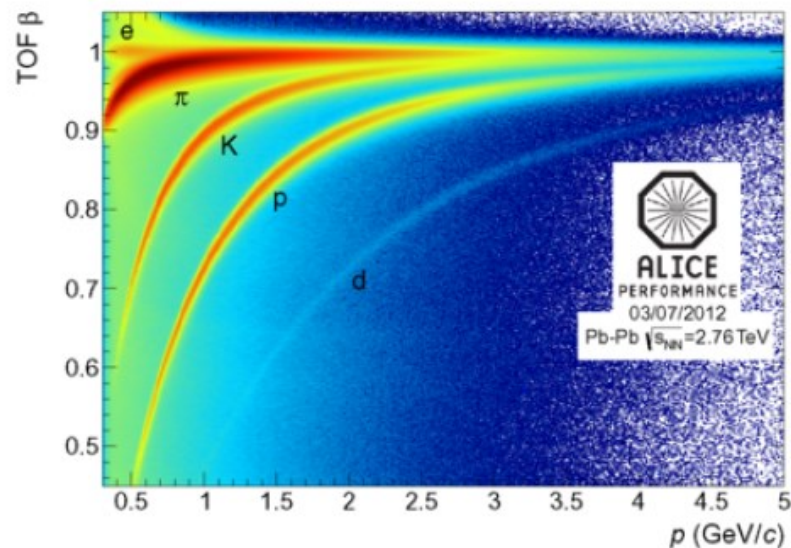


Detektory promieniowania przejścia

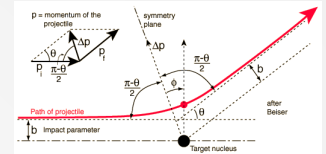
TRT ATLAS



Identyfikacja naładowanych cząstek



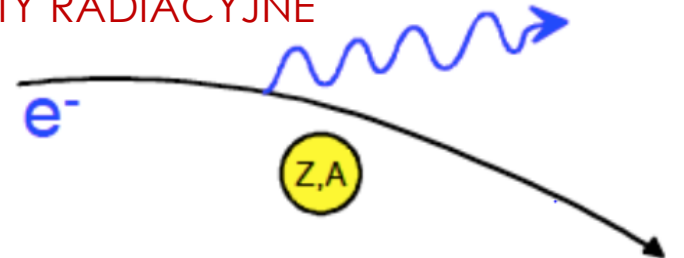
Elektrony



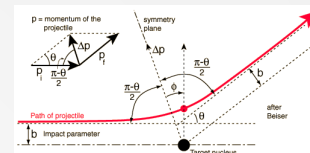
- ❑ Dla **niskich energii** (10-30 MeV) elektrony (i pozytony), podobnie jak ciężkie cząstki naładowane, tracą energię głównie na drodze jonizacji
- ❑ W przypadku elektronów mamy do czynienia ze zderzeniem takich samych nierozróżnialnych cząstek i zależność na stratę en. kin jest trochę inna.
- ❑ Straty energii dla elektronów słabo zależą od energii: $-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \ln E$
- ❑ Powyżej, tak zwanej, energii krytycznej głównym mechanizmem strat energii jest **promieniowanie hamowania** (bremsstrahlung).
- ❑ Jest to proces emisji fotonów przez elektron przyspieszany w polu kulombowskim jądra

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{Brems} \propto \frac{E}{m^2}$$

STRATY RADIACYJNE



Bremsstrahlung



- ❑ **Promieniowanie hamowania** jest emitowane przez szybkie naładowane cząstki.
- ❑ Jego mechanizm fizyczny związany jest z oddziaływaniem z jądrami atomowymi materiału czynnego
- ❑ Dla cząstek relatywistycznych, strata energii na drodze emisji promieniowania hamowania da się opisać równaniem:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} \approx 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

Gdzie: Z , A to liczby atomowa oraz masowa medium; z , m , E to ładunek, masa oraz energia cząstki penetrującej

- ❑ Straty energii na emisję PH, charakteryzują się zupełnie innymi własnościami niż straty jonizacyjne
 - ❑ **Liniowa** zależność od **energii** cząstek
 - ❑ **Odwrotnie proporcjonalne** do kwadratu **masy** cząstek

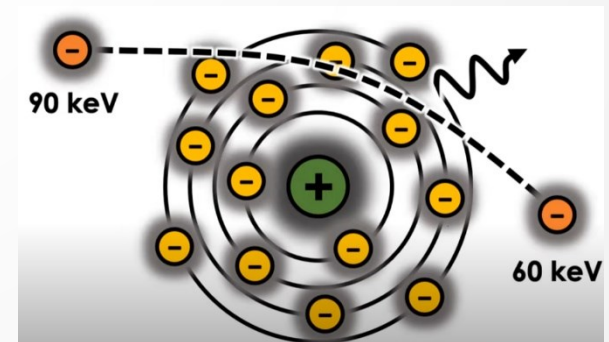
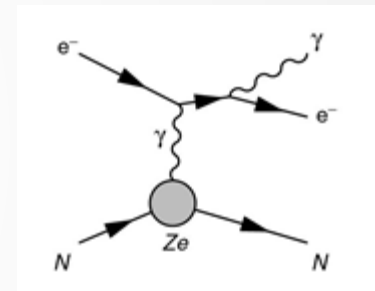
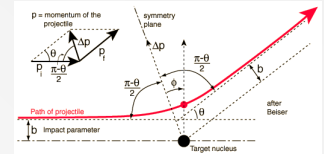
Elektrony

- ❑ W zasadzie, elektrony „zawsze są relatywistyczne” i zakładamy, że dominującym sposobem oddziaływania z materią jest dla nich promieniowanie hamowania
- ❑ Inne cząstki naładowane również podlegają temu procesowi, ale jest on **silnie tłumiony przez masę cząstek** (m_e^2/m_μ^2)

$$\left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{Brems} = \left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{Ion}$$

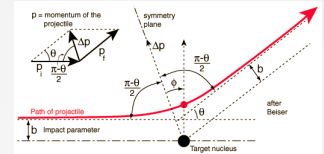
E_c - energia krytyczna

- ❑ Straty radiacyjne są procesem konkurencyjnym dla jonizacji, energia dla której straty te są identyczne (definiowana zwykle dla elektronów) nazywa się **energiją krytyczną** E_c



<https://www.youtube.com/watch?v=5RjBslO0pxg>

Bremsstrahlung



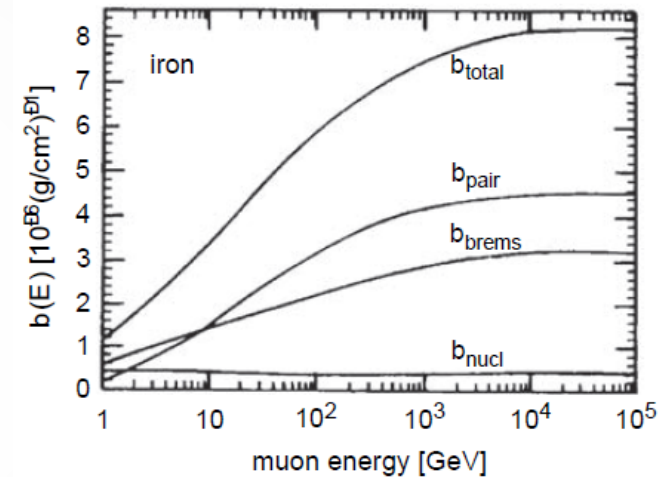
- ❑ Promieniowanie hamowania ma szczególne znaczenie dla elektronów (b. mała masa)

- ❑ Równanie ze s.3 można uprościć:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_B \approx 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 r_e^2 \mathbf{E} \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

- ❑ Oraz dalej:

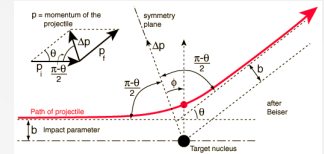
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_B = \frac{\mathbf{E}}{X_0}$$



X_0 - droga radiacyjna [g/cm²], po przejściu X_0 elektron ma $1/e$ energii (63%)

- ❑ Równanie to formalnie definiuje **długość radiacyjną** X_0
- ❑ Całkowanie daje nam **atenuację energii** naładowanych cząstek na drodze strat radiacyjnych

Bremsstrahlung

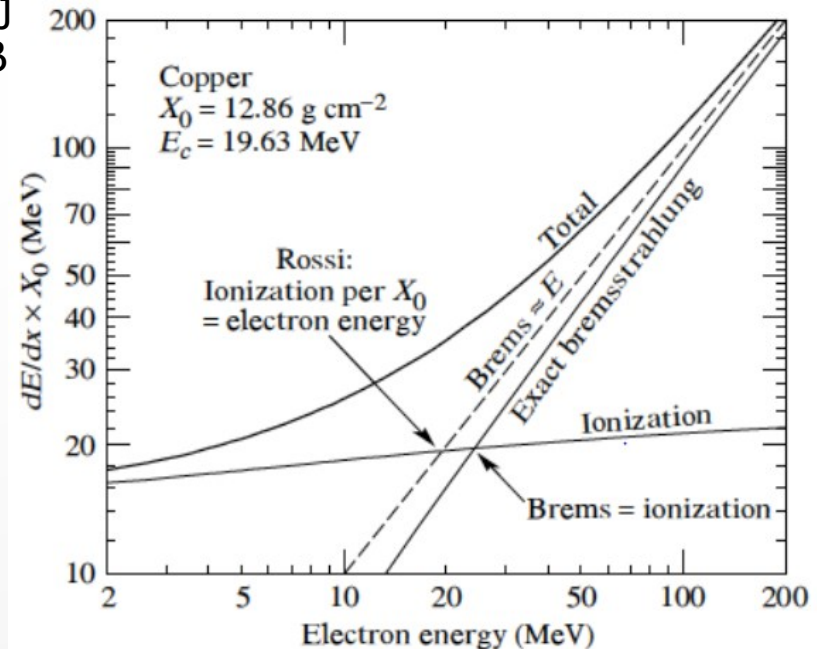


$$\left(-\frac{dE}{dx}(E_c) \right)_I = \left(-\frac{dE}{dx}(E_c) \right)_B$$

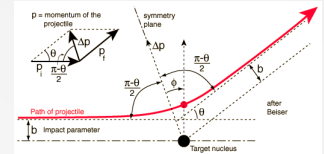
- ❑ Rozkład energii emitowanych fotonów hamowania jest odwrotnie proporcjonalny do ich energii $\propto 1/E_\gamma$
- ❑ Fotony te są emitowane „do przodu”, rozkład kątowy można przybliżyć formułą $\theta_\gamma \approx m_e c^2 / E$ (kąt zmniejsza się ze wzrostem energii)
- ❑ Numeryczne wartości energii krytycznej można wyznaczyć używając formuły BB oraz na straty hamowania, dla elektronów dostaniemy:

$$E_c = \frac{610}{Z + 1.24} [MeV]$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_B \cdot X_0 \approx E_c$$



Bremsstrahlung

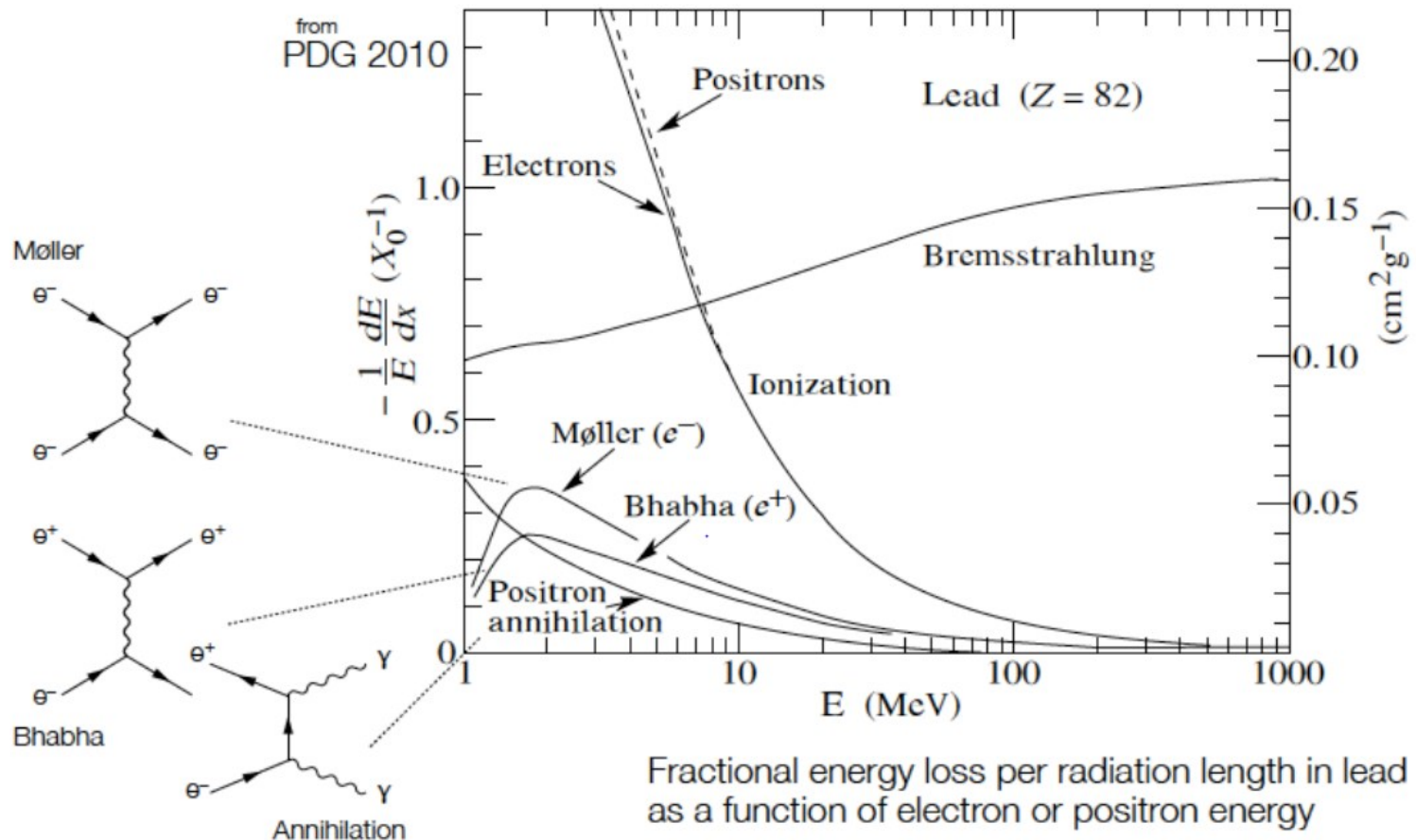
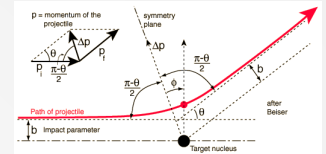


- ❑ Energie krytyczne (oraz długości radiacyjne!) skalują się tak jak kwadraty mas cząstek naładowanych, które podlegają hamowaniu
- ❑ Znając wartości energii krytycznej dla elektronów możemy wyznaczyć ją dla mionów (na przykład):

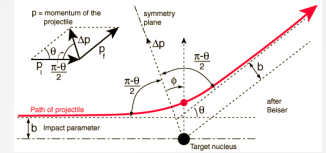
$$E_c^\mu \approx E_c^e \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 = 890 \text{ GeV}$$

Material	Z	A	$X_0 [\text{g}/\text{cm}^2]$	$X_0 [\text{cm}]$	$E_c [\text{MeV}]$
Hydrogen	1	1.01	61.3	731 000	350
Helium	2	4.00	94	530 000	250
Lithium	3	6.94	83	156	180
Carbon	6	12.01	43	18.8	90
Nitrogen	7	14.01	38	30 500	85
Oxygen	8	16.00	34	24 000	75
Aluminium	13	26.98	24	8.9	40
Silicon	14	28.09	22	9.4	39
Iron	26	55.85	13.9	1.76	20.7

Strata całkowita



Strata całkowita



- ❑ W przeciwieństwie do „łagodnych” strat jonizacyjnych straty energii na drodze promieniowania hamowania, produkcji par oraz reakcji foto-jądrowych charakteryzują się **b. dużymi przekazami energii**

- ❑ Duże fluktuacje statystyczne

- ❑ Trudno zdefiniować średnią stratę całkowitą

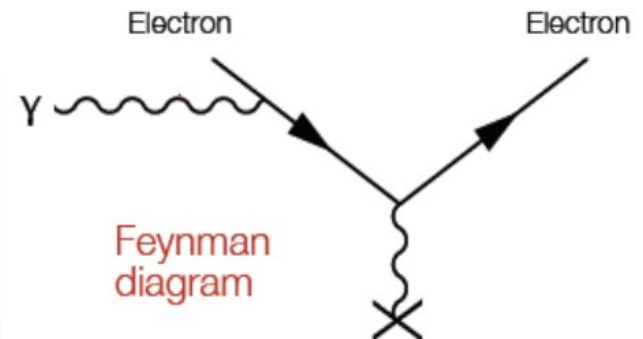
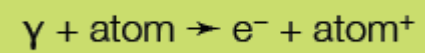
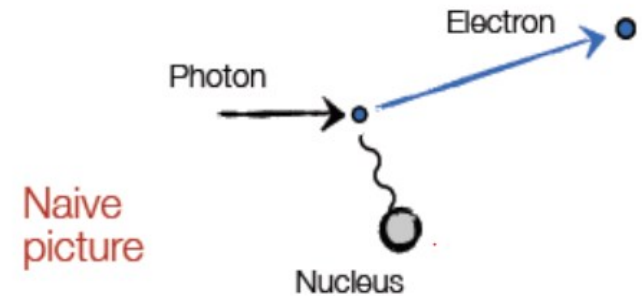
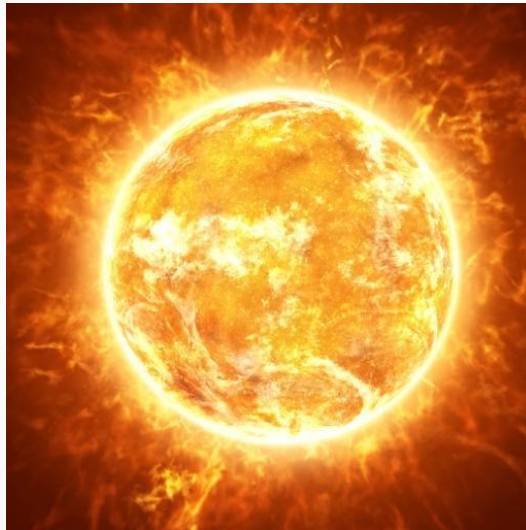
- ❑ Stratę całkowitą zapisujemy jako:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{brem} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{pair} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{photo}$$

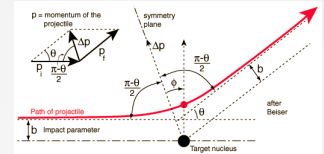
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + b(Z, A, E) \cdot E$$

- ❑ Współczynniki b, znaleźć można w literaturze

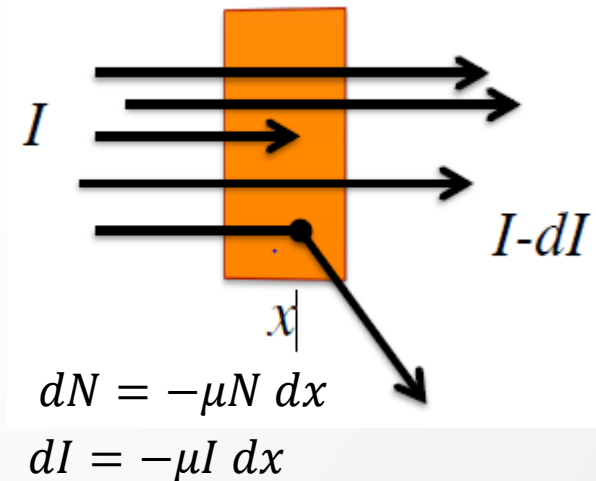
Fotony



A teraz fotony...

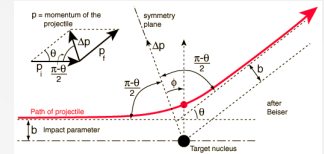


- ❑ Fizyka oddziaływania fotonów z materią różni dość zasadniczo od zjawisk związanych z jonizacją
- ❑ Detekcja fotonów (neutralne!) opiera się o wykorzystanie procesów, w których produkowane są cząstki wtórne posiadające ładunek (czyli, „the bottom line is” – jonizacja!)
- ❑ W każdym akcie oddziaływania foton albo „ulega zniszczeniu” (efekt fotoelektryczny, dysocjacja) albo przekazuje znaczą część swojej energii początkowej (rozproszenie Compton’a)



μ - liniowy współczynnik atenuacji (pr-two, że foton będzie zabsorbowany lub rozproszony)

A teraz fotony...



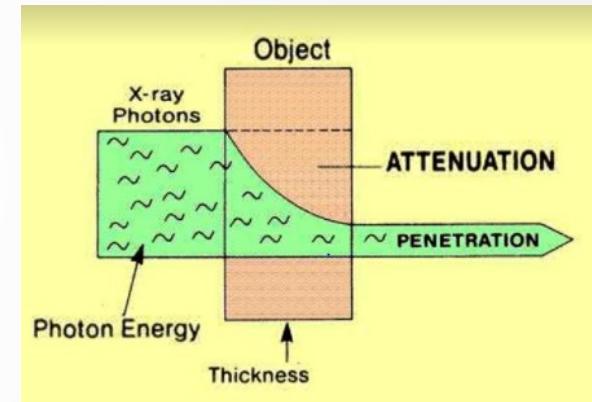
- ❑ Każde oddziaływanie fotonów jest dla nich katastrofalne (znikają).
- ❑ Ale zarówno X jak i γ są znacznie bardziej penetrujące niż naładowane cząstki.
- ❑ Brak możliwości wyznaczenia zasięgu, zamiast tego wprowadzamy pojęcie atenuacji (głębokość optyczna) wiązki fotonów:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}$$

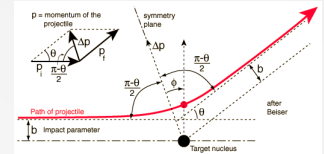
gdzie: μ - masowy współczynnik atenuacji (MWA), czyli współczynnik liniowy podzielony przez gęstość:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i = \frac{N_A}{A} (\sigma_{ph} + Z\sigma_{comp} + \sigma_{pair})$$

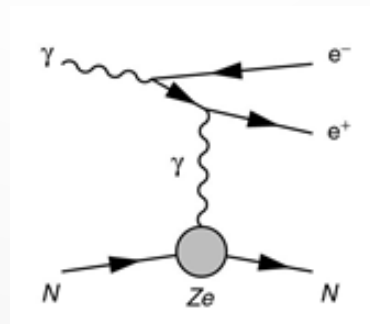
$$\mu \rightarrow \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{cm^2}{g} \right]$$



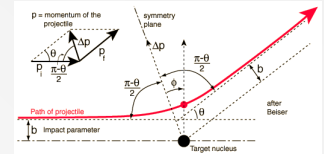
Fotony



- ❑ **Trzy** główne sposoby oddziaływania – silna zależność od energii
 - ❑ **Efekt fotoelektryczny** dla fotonów o energiach $\sim keV$ (maksymalna energia wiązań elektronów w atomach)
 - ❑ **Rozproszenie Compton'a** (kwazi-stacjonarny elektron) $\sim MeV$
 - ❑ **Dysocjacja** do pary elektron-pozyton (**kreacja par**) dominuje dla fotonów o energiach $> 10 MeV$
- ❑ Uwaga – dysocjacja fotonu może zajść jedynie w polu elektrostatycznym jądra atomowego – zasady zachowania, energia odrzutu
- ❑ Oddziaływanie elektronów i fotonów (o dużych energiach) jest opisane przez tzw. **długość radiacyjną** X_0 ($\sim cm$)

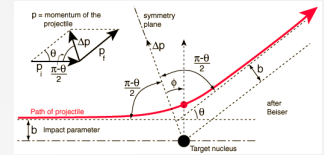


Główni aktorzy



- ❑ Przekroje czynne występujące w zależności opisującej MWA zależą silnie od energii fotonów
 - ❑ Uwaga! Nie można zdefiniować dla fotonów „zasięgu” w materiale czynnym
- ❑ W zależności od energii możemy wyróżnić trzy zakresy w których dominują inne zjawiska
 - ❑ **Niskie energie** ($100 \text{ keV} \geq E_\gamma \geq E_{jon}$) dominuje efekt fotoelektryczny: $\gamma + atom \rightarrow atom^* + e^-$
 - ❑ **Energie** $E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$, dla których dominuje efekt Compton'a (rozproszenie na quasi-stacjonarnym elektronie atomowym): $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
 - ❑ Dla wysokich energii $E_\gamma \gg 1 \text{ MeV}$ dominuje produkcja par (dysocjacja fotonu): $\gamma + j.at. \rightarrow e^- + e^+ + j.at.$

Efekt fotoelektryczny



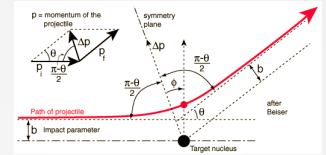
- ❑ Elektrony atomowe są zdolne do całkowitego pochłonięcia fotonów (swobodne nie – **zasady zachowania!**)
- ❑ W procesie musi uczestniczyć **jądro atomowe** – z uwagi na to, absorpcja przez elektrony znajdujące się w **powłoce K** jest wyjątkowo duża (~ 80% całkowitego przekroju czynnego)
- ❑ Całkowity przekrój czynny (przybliżenie Borna), można zapisać jako:

$$\sigma_{foto}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7} \right)^{1/2} \alpha^4 \mathbf{Z^5} \sigma_{Th}^e \left[\frac{cm^2}{atom} \right]$$

gdzie: ϵ – zredukowana energia fotonu: $\epsilon = E_\gamma / m_e c^2$, σ_{Th}^e - to elastyczny przekrój czynny na rozpraszanie fotonów na elektronach: $\sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2$

- ❑ Mechanizm fizyczny efektu fotoelektrycznego jest pojęciowo prosty i posiada jasną „interpretację klasyczną”, jednakże prowadzi on do szeregu ciekawych efektów wtórnych

Efekt fotoelektryczny

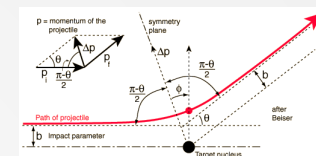


- ❑ Wzbudzony atom może wyemitować, np. z powłoki K , elektron – to „puste” miejsce może zostać zajęte przez elektron z wyżej powłoki czemu towarzyszy emisja fotonów promieniowania charakterystycznego X
- ❑ Energię tego promieniowania daje prawo Moseley’a:

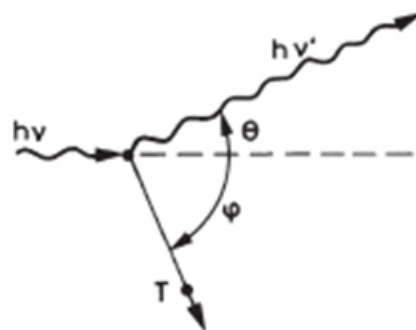
$$E = Ry(Z - 1)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \rightarrow E(K_{\alpha}) = \frac{3}{4} Ry(Z - 1)^2$$

- ❑ Procesem konkurencyjnym do emisji promieniowania X jest usunięcie kolejnego elektronu – tzw. efekt Auger’a
 - ❑ Elektrony Auger’a charakteryzują się dyskretnym widmem
 - ❑ Ich energia nie jest w żaden sposób związana z energią pierwotnych fotonów

Efekt Compton'a



- ❑ Zakładamy, że energia wiązania elektronu jest pomijalnie mała w porównaniu z energią fotonu



- ❑ Stosunek energii fotonu rozproszonego do energii początkowej

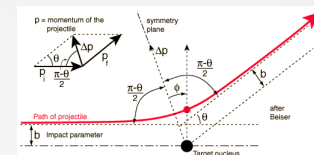
$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \epsilon (1 - \cos(\theta_\gamma))}$$

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

- ❑ Przekrój czynny opisujący rozproszenie Comptona może być przybliżony formułą:

$$\sigma_C^e \propto \frac{\ln(\epsilon)}{\epsilon}$$

Efekt Compton'a



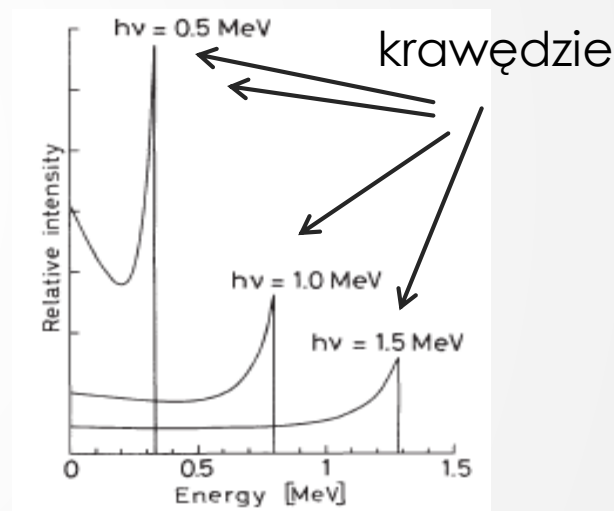
□ Energia odrzutu elektronu: $T_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)}$

$$T_{e \max} = h\nu \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad \text{dla } \theta = \pi \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

- energia przekazana przez foton:

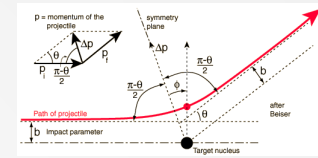
$$\Delta E = E_\gamma - T_{e \max} = E_\gamma \frac{1}{1 + 2\epsilon}$$

- krawędzie na widmie elektronów pochodzą od fotonów rozproszonych wstecz:



fotony mogą nie zostać zaabsorbowane w ośrodku i uniknąć detekcji, a gdy rozproszą się „wstecz” tracą najwięcej energii, którą zyskują elektrony – stąd maksima na widmie energii elektronów

Kreacja par



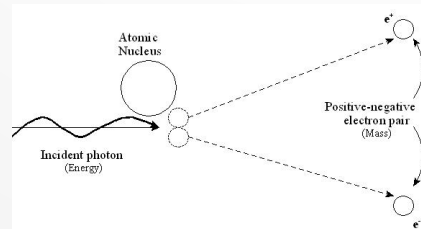
- ❑ Dysocjacja fotonów jest efektem progowym – energia fotonów musi osiągnąć pewną minimalną wartość:

$$E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{j.at.}} c^2$$

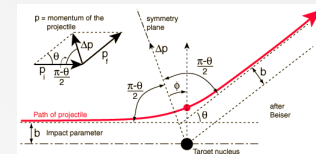
- ❑ W przypadku praktycznych urządzeń do detekcji, zawsze będziemy zakładać, że proces kreacji par odbywa się w polu jądra atomowego oraz, że kreowanymi cząstkami są elektrony
- ❑ Dla dużych energii fotonów, przekrój czynny zapiszemy jako:

$$\sigma_p \approx \frac{7}{9} 4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$$

- ❑ Rozkład kątowy produkowanych elektronów jest bardzo wąski, charakterystyczny kąt rozwarcia opisujący ten rozkład można przybliżyć jako: $\vartheta \approx m_e c^2 / E_{\gamma}$



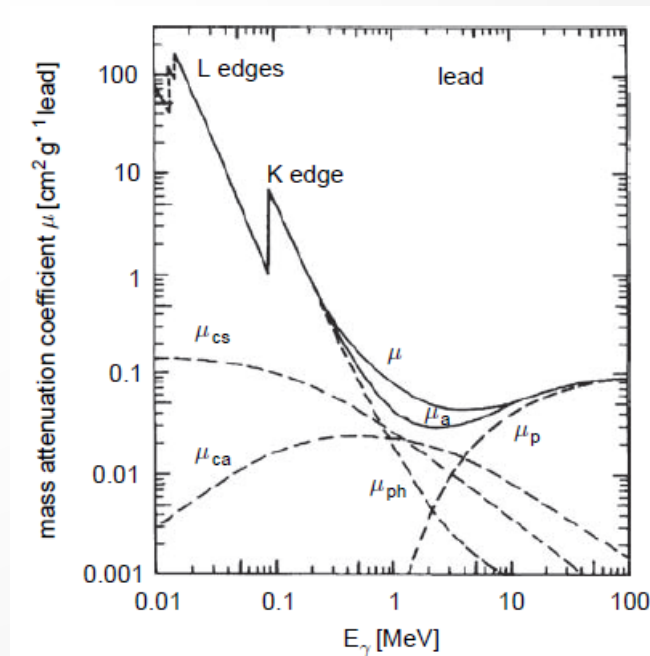
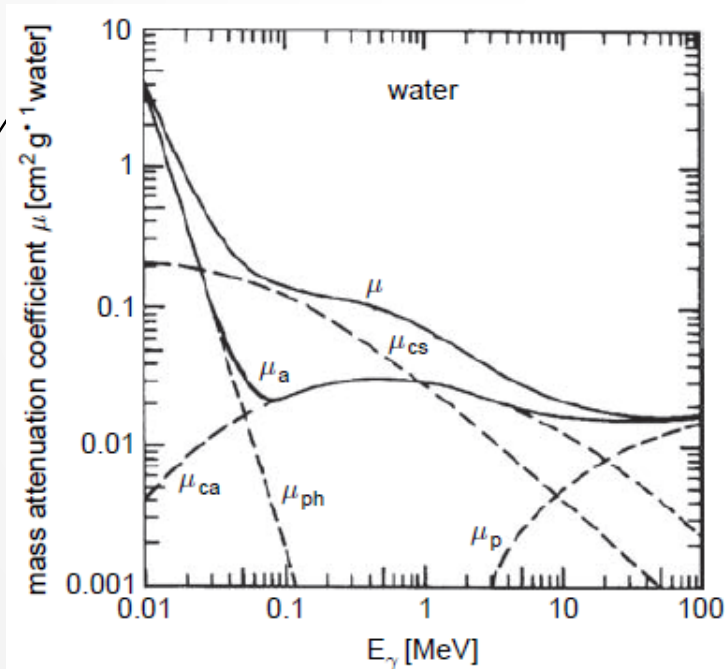
Całkowita absorpcja



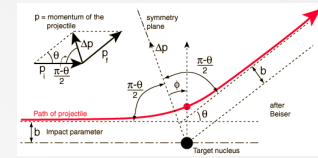
$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}$$

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i$$

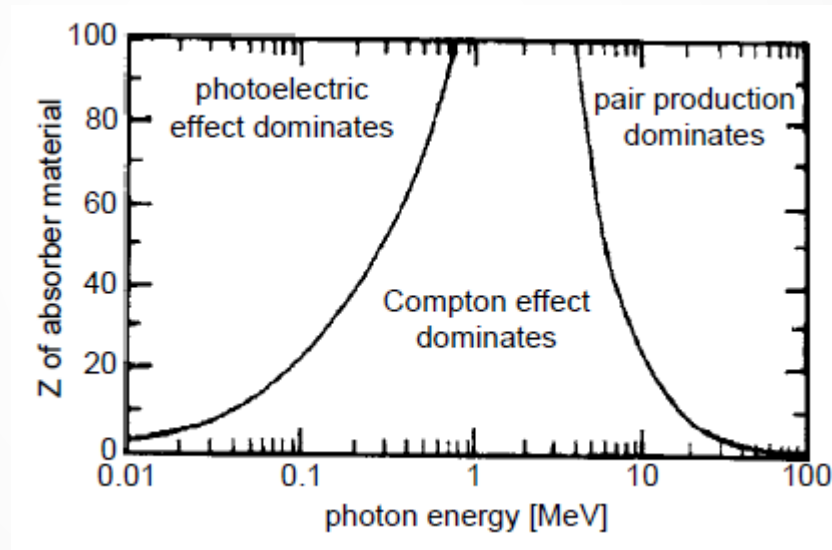
- ❑ Oddziaływanie fotonów z materią może być podsumowane poprzez podanie masowych współczynników atenuacji w funkcji energii fotonów



Całkowita absorpcja

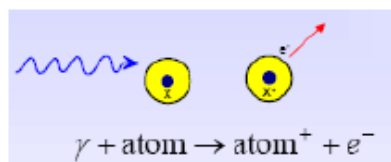


- ❑ Poszczególne „składowe” oddziaływań można również uszeregować w/g względnej istotności w funkcji energii fotonów

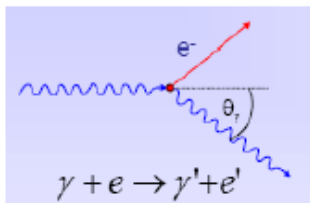


$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i = \frac{N_A}{A} (\sigma_{ph} + Z\sigma_{Comp} + \sigma_{pair})$$

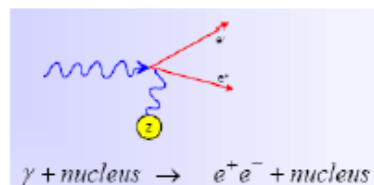
Gammas



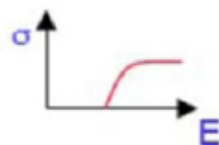
• Photoelectric effect



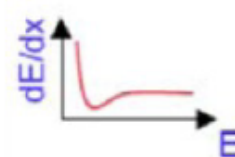
• Compton effect



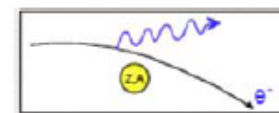
• Pair production



• Ionisation



• Bremsstrahlung



Electrons

Droga radiacyjna – dwa określenia

Dominujące procesy dla energii > kilku MeV:

Fotony – produkcja par

Absorption coefficient:

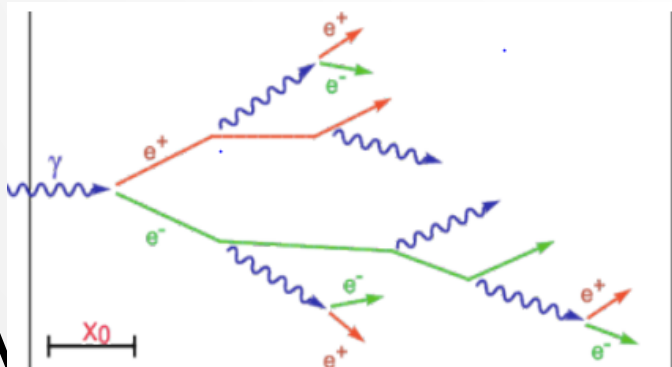
$$\mu = n\sigma = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{\text{pair}} = \frac{7}{9} \frac{\rho}{X_0}$$

X_0 = radiation length in [g/cm²]

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{7E}{9X_0}$$

X_0 to 7/9 średniej drogi, na której foton konwertuje na e^+e^-

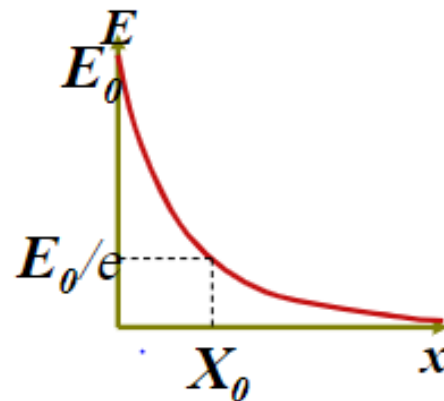


Elektrony – prom. hamowania

$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0}$$

$$\rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0}$$

X_0 to średnia droga, na której elektron traci (1-1/e) energii



Kaskada elektromagnetyczna

1. Prosty model kaskady elektromagnetycznej:

- elektron (pozyton) po X_0 emituje foton (bremstrahlung),
- po kolejnej X_0 emituje następny foton,
- foton konwertuje na parę e^+e^- (jak ma wystarczającą energię)
- każda cząstka-córka ma połowę energii rodzica.

