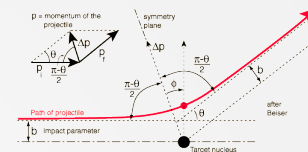


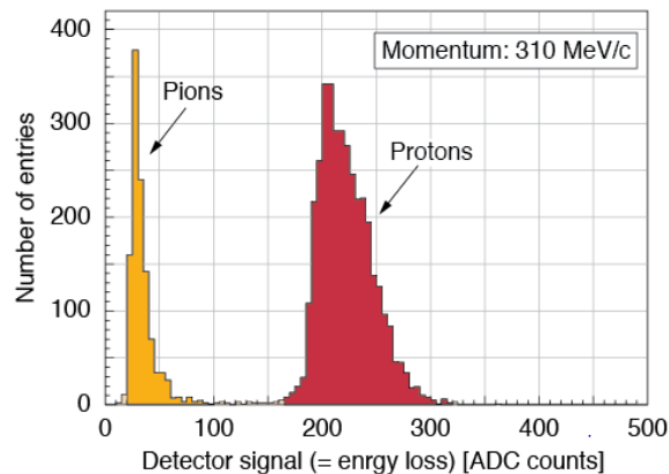
Oddziaływanie Promieniowania Jonizującego z Materią

Tomasz Szumlak, Agnieszka Obłąkowska-Mucha

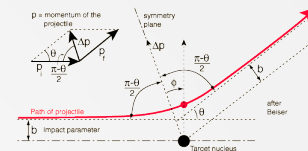
Pomiary jonizacji



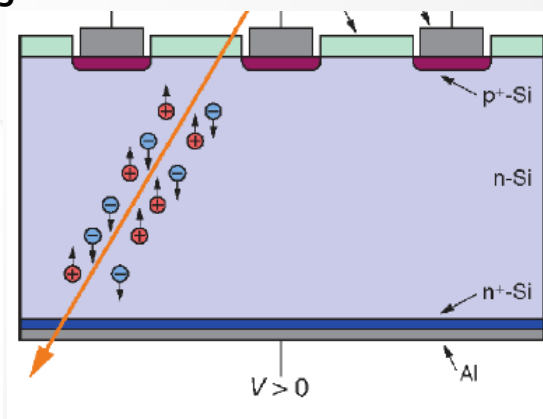
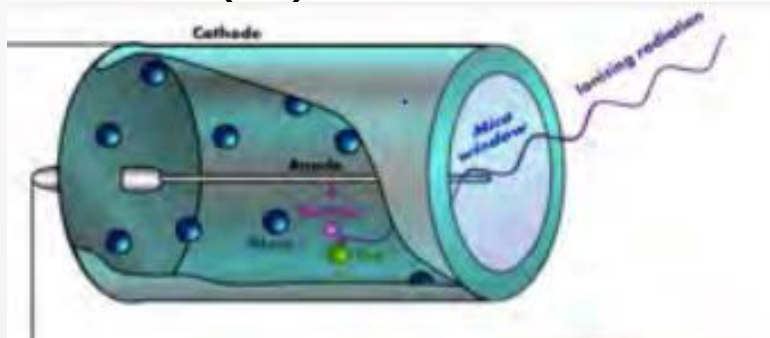
- ❑ Nasze piękne równania opisujące straty jonizacyjne mogą zostać użyte do wyznaczenia **średniej** liczby par **jon-elektron** generowanych na drodze cząstki jonizującej
- ❑ **UWAGA** – należy zawsze używać sformułowań jak poniżej
 - ❑ Cząstka naładowana deponuje energię (nie ładunek!!)
 - ❑ Deponowanie energii powoduje generację ładunku wzdłuż toru cząstki



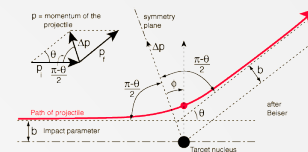
Pomiary jonizacji



- ❑ Wyróżniamy tu jonizację **pierwotną** n_p (liczba pierwotnie wytworzonych par e-jon) oraz **wtórna** (związaną z elektronami δ) oraz **całkowitą** N_T (suma obu).
- ❑ Nośniki ładunku mogą zostać wytworzone, gdy energia zdeponowana będzie powyżej pewnego progu W .
- ❑ Próg ten jest wyższy od potencjału jonizacyjnego I_0 , ponieważ część energii może być rozproszona na procesy nie prowadzące do jonizacji.
- ❑ W praktyce rozpatrujemy **dwa typy detektorów**, które wykorzystujemy do „pomiarów jonizacji” :
 - Gazy,
 - Ciała stałe (ss)



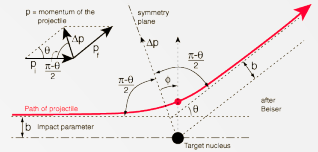
Jonizacja



- Średnia energia potrzebna do produkcji par jon-elektron, W jest w zasadzie **stała dla danego materiału** (zależy b. słabo od parametrów cząstek penetrujących)

Gas	Density ρ [g/cm ³]	I_0 [eV]	W [eV]	n_p [cm ⁻¹]	n_T [cm ⁻¹]
H ₂	$8.99 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	5.2	9.2
He	$1.78 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	5.9	7.8
N ₂	$1.25 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	10	56
O ₂	$1.43 \cdot 10^{-3}$	12.2	31	22	73
Ne	$9.00 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	12	39
Ar	$1.78 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	29	94
Kr	$3.74 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	22	192
Xe	$5.89 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	44	307
CO ₂	$1.98 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	34	91
CH ₄	$7.17 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	16	53
C ₄ H ₁₀	$2.67 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	46	195

Fluktuacje

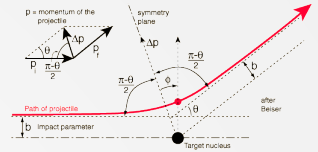


- ❑ Całkowita jonizacja, N_T , (liczba par nośników, które zostały wygenerowane) wynosi:

$$N_{Tot} = \frac{\Delta E}{W}$$

- ❑ Gdzie: ΔE – całkowita strata jonizacyjna energii, W – średnia energia potrzebna do generacji pary „jon”-elektron (dla gazów $\sim 30 eV$ dla krzemu (germanu) $\sim 3.6 eV$ ($\sim 2.8 eV$), **ŚREDNIO!!!**
- ❑ Zależność jest prawdziwa, gdy cała zdeponowana energia została przekazana na jonizację.
- ❑ Oznacza to, że dla ciał stałych produkowana liczba nośników jest o rząd wielkości wyższa niż dla gazów (a fluktuacje mniejsze).
- ❑ Liczba wygenerowanych nośników jest **zmienną losową**, w pierwszym przybliżeniu o rozkładzie Poissona.
- ❑ Zatem fluktuacje wokół wartości średniej powinny być rzędu \sqrt{N} .
- ❑ Są jednak mniejsze o czynnik \sqrt{F} (współczynnik Fano).

Pomiary jonizacji



- ❑ Rozdzielczość pomiaru (dokładność) będzie zależeć od średniej liczby wyprodukowanych par j-e $\langle N \rangle$
- ❑ Dokładna analiza statystyczna (ćwiczenia!) prowadzi do wyrażenia:

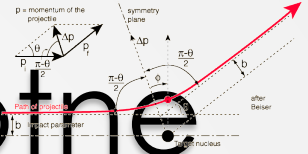
$$\sigma^2 = F \cdot \langle N \rangle$$

Absorber	F
Ar + 10% CH ₄	≈ 0.2
Si	0.12
Ge	0.13
GaAs	0.10
Diamond	0.08

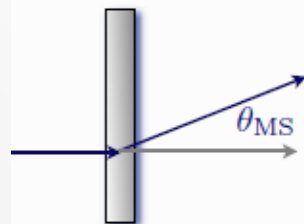
- ❑ **Współczynnik Fano**, F , zależy od materiału czynnego
- ❑ **Zwiększa rozdzielczość** energii detektora w porównaniu do tej, którą otrzymalibyśmy zakładając jedynie zależność do fluktuacji w produkcji par j-e

- ❑ Pamiętajmy ciągle o zdarzających się bardzo dużych stratach energii, zwłaszcza w cienkich absorberach (p. rozkład Landaua)

Rozpraszania wielokrotne



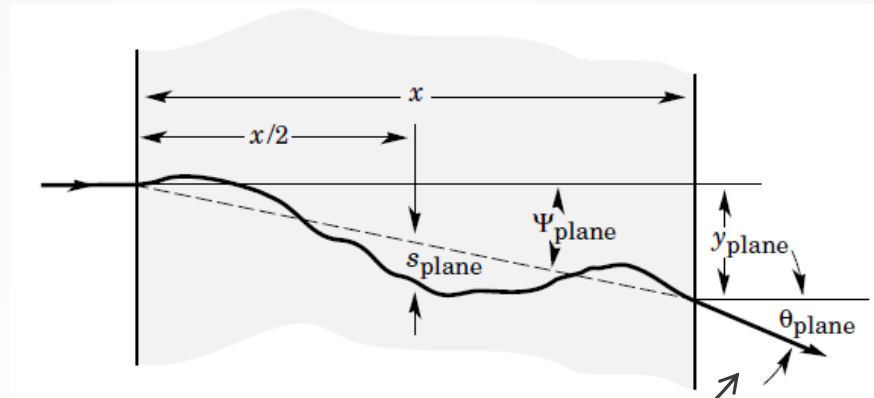
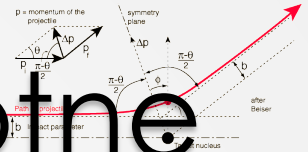
- ❑ To „koszmar” dla **detektorów pozycjo-czułych!**
- ❑ Naładowana cząstka przechodząc przez materię jest rozpraszana przez „Kolumbowski” **potencjał jądra** i innych elektronów (niewielki wpływ na cząstki ciężkie)
- ❑ Rozpraszanie **elastyczne** – nie obserwujemy **strat energii** cząstek jonizujących – **zmiany pędu**
- ❑ Głównie oddziaływanie typu **Coulomba** cząstka – jądro
 - ❑ Dla hadronów możliwy również wkład od oddziaływań silnych
- ❑ Cząstka podlega bardzo wielu zderzeniom z bardzo małym odchyleniem w każdym procesie (dlaczego?).
- ❑ Rozkład kąta rozproszenia jest gaussowski wokół $\theta = 0$



300 micron Si : RMS = 0.9 mrad / βp

1 mm Be : RMS = 0.8 mrad / βp

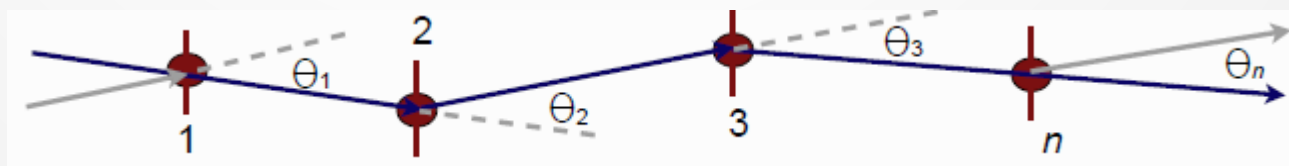
Rozpraszania wielokrotne



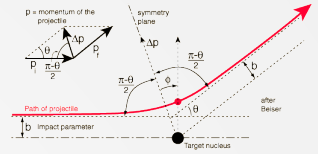
szerokość rozkładu kąta rozproszenia θ

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \cdot \ln \frac{x}{X_0} \right]$$

grubość medium rozpraszającego w jednostkach długości radiacyjnej X_0

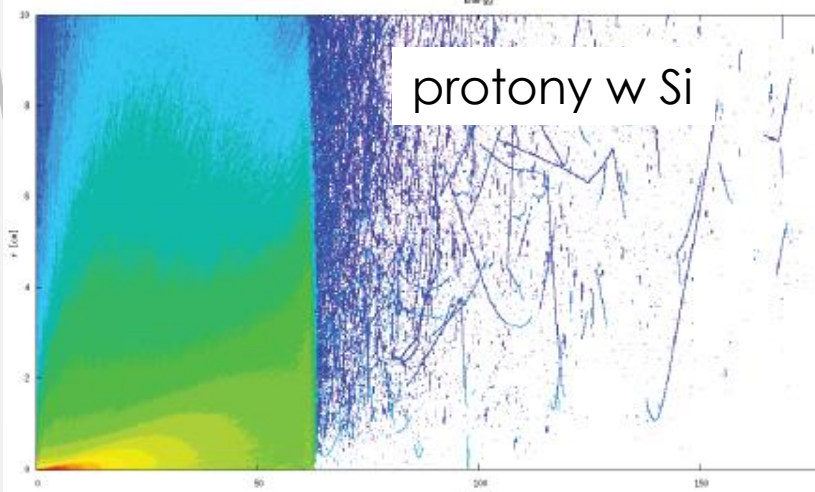


Zasięg cząstek (range)

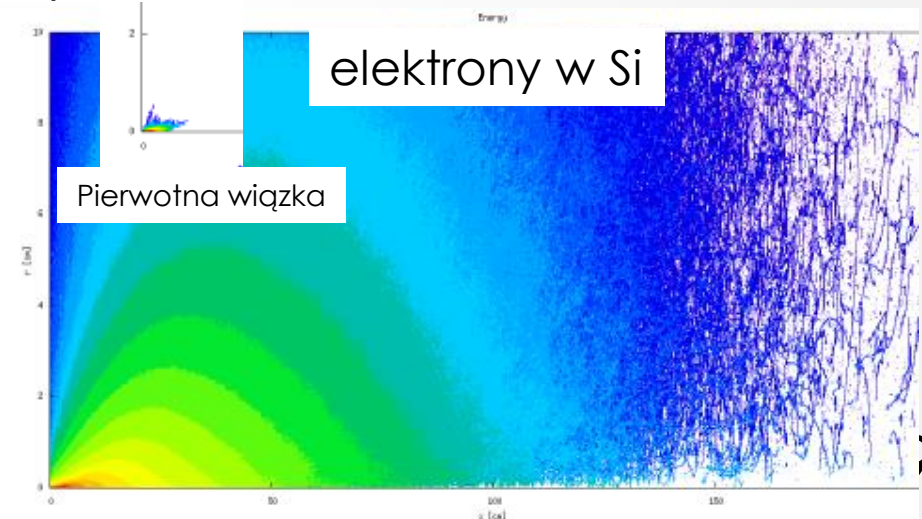


- ❑ Już wiemy, że cząstki naładowane tracą energię podczas oddziaływania z materią (detektorem)
- ❑ Skoro tak... to jak daleko mogą one penetrować materiał?
 - ❑ Musi nastąpić taki moment, w którym cząstka traci całą swoją energię i po prostu zatrzymuje się
 - ❑ Wydaje się, że dla danego **typu cząstek**, ich **energii** oraz **penetrowanego materiału** zasięg powinien być dobrze zdefiniowaną wartością (stałą)
 - ❑ Nie zapominajmy o statystyce – proces depozycji energii jest stochastyczny!

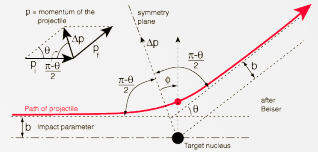
dE/dm



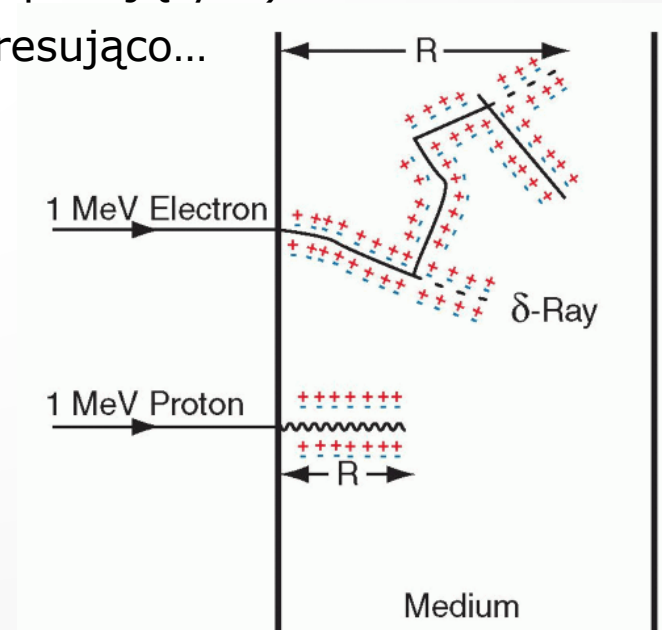
dE/dm



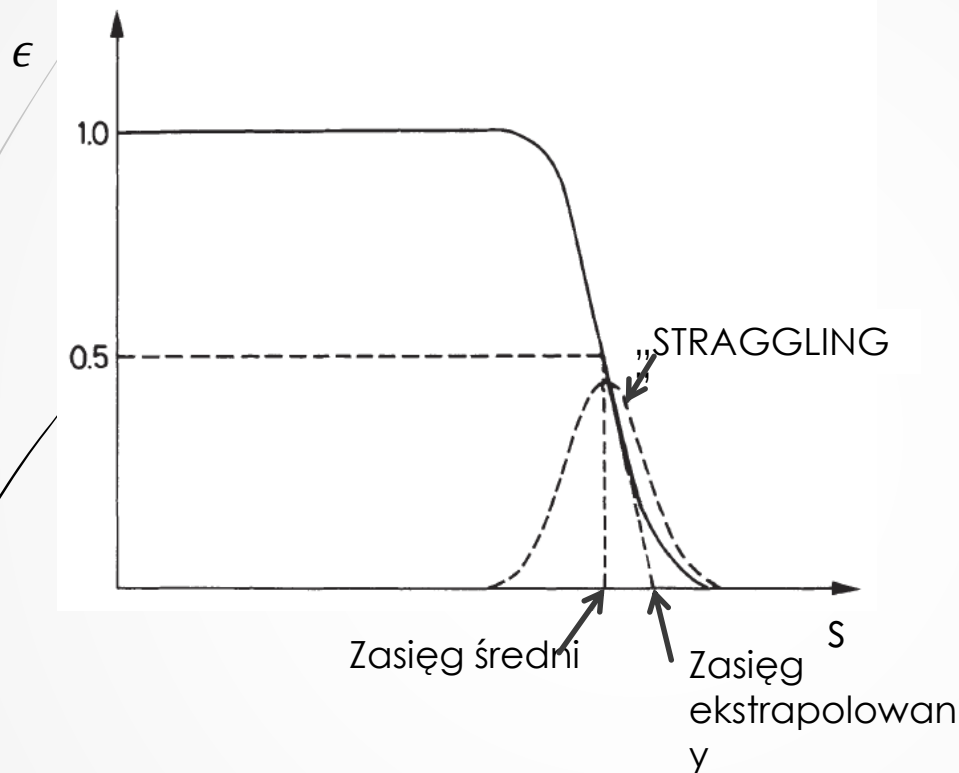
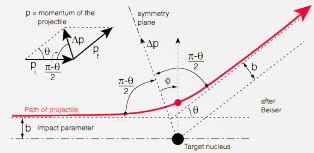
Zasięg cząstek (range)



- ❑ Pomiar zasięgu cząstek są w zasadzie dość proste
 - ❑ „Produkujemy” wiązkę cząstek o danej energii, a następnie naświetlamy nią badany materiał
 - ❑ Używając różnych grubości materiału możemy zmierzyć współczynnik transmisji (liczba cząstek za materiałem do liczby cząstek padających)
 - ❑ Krzywa transmisji wygląda interesująco...



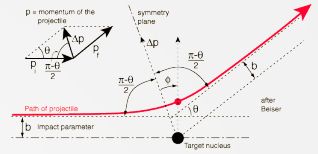
Krzywa zasięgu



- ϵ – współczynnik transmisji cząstek
- s – grubość absorbera

- Nawet w przypadku cząstek o tej samej energii zasięg nie jest liczbą stałą – statystyczny rozrzut deponowanej energii
- W rezultacie obserwujemy **rozzrut** zasięgu penetracji, który nazywamy „**straggling**”-iem

Wyznaczanie zasięgu

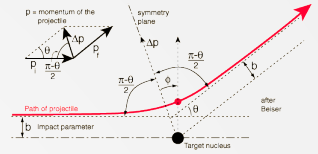


- ❑ W przybliżeniu rozrzut zasięgu można opisać przy pomocy rozkładu normalnego, którego wartość średnia odpowiada współczynnikowi transmisji cząstek $\epsilon = 0.5$
- ❑ Zasięg wyznaczony przy $\epsilon = 0.5$ nazywamy też „zasięgiem średnim” co oznacza grubość materiału przy której absorbowanych jest około 50% cząstek z wiązki pierwotnej
- ❑ Prowadząc prostą styczną do krzywej zasięgu w punkcie $\epsilon = 0.5$ dostaniemy estymator tak zwanego zasięgu efektywnego (która lepiej odzwierciedla grubość absorbera zatrzymującego wszystkie cząstki)
- ❑ Obliczenia „teoretyczne” zasięgu można w zasadzie przeprowadzić używając formuły BB, zapiszemy:

$$s(E_{kin}^0) = \int_0^{E_{kin}^0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

- ❑ Formuła ta nie uwzględnia niestety MS oraz innych sposobów przekazu energii (w szczególności „katastroficznym”)

Wyznaczanie zasięgu



- ❑ Biorąc pod uwagę te problemy – musimy posłużyć się efektywną formułą półempiryczną:

$$s_{eff}(E_{kin}^0) = s_{eff}^0(E_{kin}^{min}) + \int_{E_{kin}^{min}}^{E_{kin}^0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

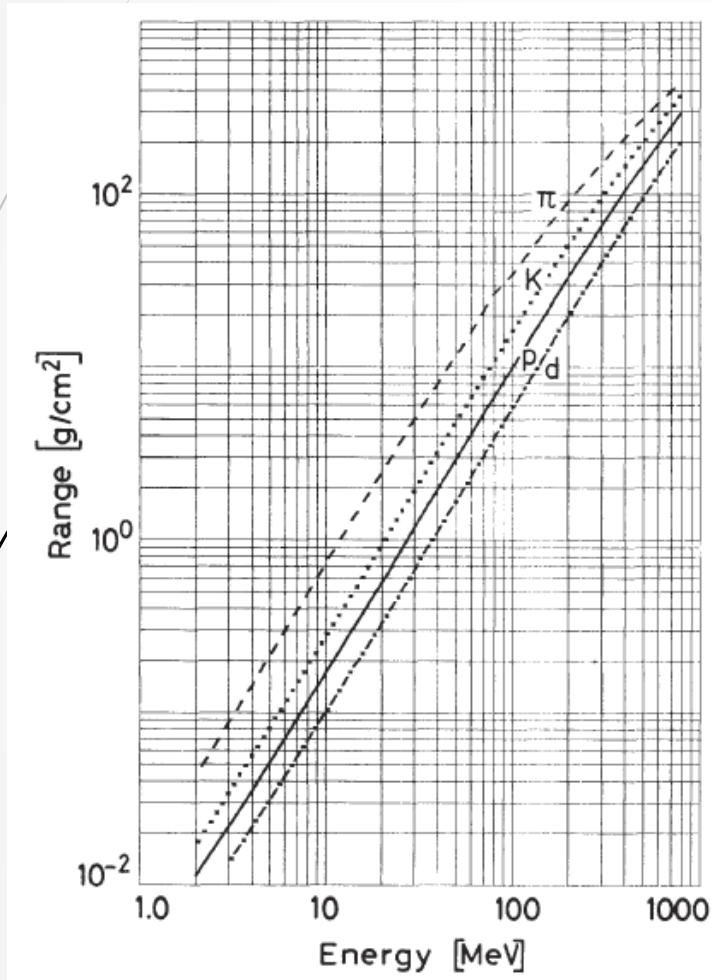
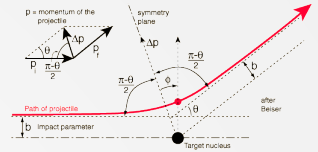
- ❑ Energia odcięcia oznacza minimalną wartość energii cząstki przy której formuła BB jeszcze obowiązuje, składnik $s_{eff}^0(E_{kin}^{min})$ wyznaczany jest doświadczalnie i opisuje straty energii przy b. niskich energiach
- ❑ Zakładając, że dla niezbyt wysokich energii równanie BB jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu prędkości:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \propto \beta^{-2} \propto E_{kin}^{-1}$$

- ❑ Zasięg powinien być proporcjonalny do kwadratu energii:

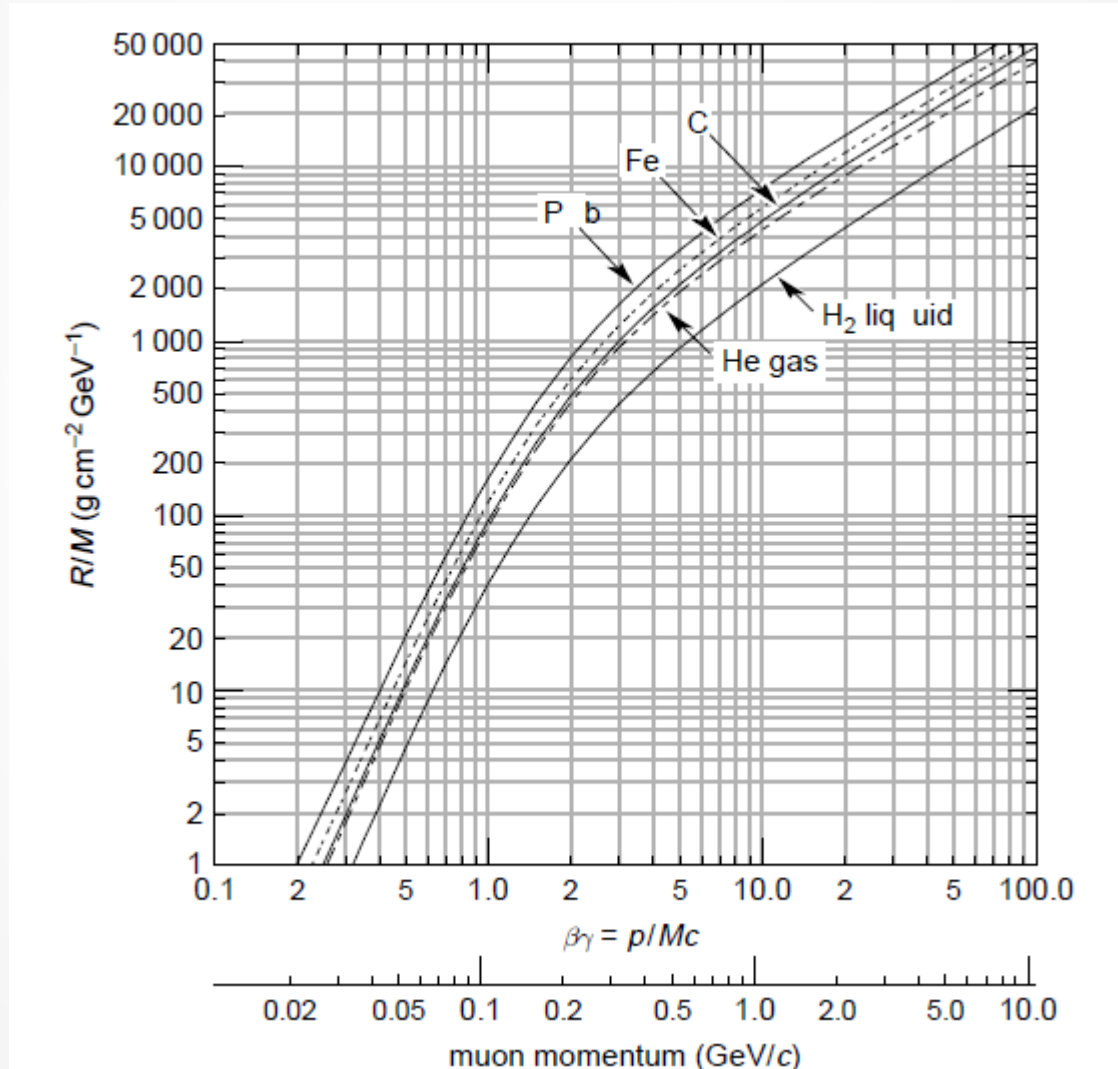
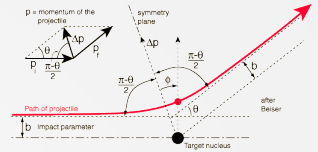
$$s_{eff}(E_{kin}^0) \propto E_{kin}^2$$

Pomiar zasięgu

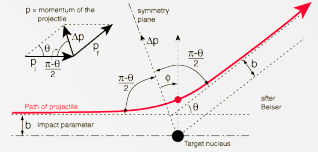


- ❑ Pomiar zasięgu wykonany dla różnych cząstek (aluminium)
- ❑ W skali log-log zasięg ma charakter liniowy, nasze „grube” przybliżenia są więc całkiem dobre!
- ❑ Dokładne dopasowanie daje nam zależność pomiędzy zasięgiem a energią w postaci: $s_{eff}(E_{kin}^0) \propto E_{kin}^{1.75}$
- ❑ Znajomość zasięgów dla różnych cząstek ma zastosowanie do szybkiego szacowania ich energii
- ❑ Znajomość zasięgów ma też wielkie znaczenie przy konstrukcji detektorów (wymiary aparatury) oraz...
- ❑ Przy wyznaczaniu osłon (biologicznych oraz technologicznych) przed różnymi typami promieniowania

Pomiar zasięgu



Skalowanie zasięgu



- Z uwagi na to, że straty radiacyjne podlegają skalowaniu możemy zapisać podobne formuły dla zasięgu dla **różnych cząstek w tym samym materiale**:

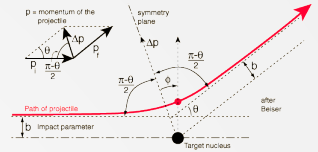
$$s_{eff}^{(2)}(E_{kin}^{(02)}) = \frac{M_2 z_1^2}{M_1 z_2^2} \cdot s_{eff}^{(1)}(E_{kin}^{(01)}) = \frac{M_2 z_1^2}{M_1 z_2^2} \cdot s_{eff}^{(1)}\left(E_{kin}^{(01)} \frac{M_1}{M_2}\right)$$

- Podobną formułę możemy zapisać w przypadku takich samych cząstek dla różnych materiałów czynnych (Bragg-Kleeman):

$$\frac{s_{eff}^{(1)}}{s_{eff}^{(2)}} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{\sqrt{A_1}}{\sqrt{A_2}}$$

gdzie: ρ_i - gęstości materiałów, A_i - masa atomowa

Przykład

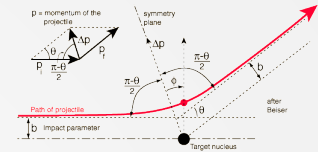


- ❑ Przykład 1. Załóżmy, że chcemy oszacować ilość energii zdeponowanej w liczniku scyntylacyjnym, o grubości 2 cm, przez miony pochodzące z promieniowania kosmicznego
 - Miony z PK posiadają **wysoką energię** (muszą, żeby można je obserwować na Ziemi...)
 - Możemy więc założyć, że są one **cząstkami minimalnie jonizującymi** (~ 300 MeV dla mionów)
 - Dla plastikowego scyntylatora minimalna jonizacja wynosi $\sim \frac{dE}{dx} \approx 1.9 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2} \right]$, z uwagi na prawie stałą wartość strat energii możemy stratę energii policzyć jako (przyjmujemy, że gęstość plastiku wynosi $1.03 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$):

$$\Delta E \approx \int_0^x \frac{dE}{dx} dx = \frac{dE}{dx} x = 1.9 \cdot 1.03 \cdot 2 = 3.9 [\text{MeV}]$$

- Ten depozyt powinien być widoczny przy pomiarze amplitudy sygnału z detektora (idealny do kalibracji)

Przykład



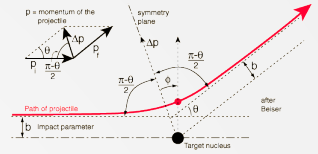
- Terapia protonowa wymaga z reguły zmiany energii wiązki, można to zrobić stosując np. przesłony. Jaka powinna być grubość przesłony wykonanej z miedzi aby zmniejszyć energię wiązki od 600 do 400 MeV?
 - Ponownie możemy odwołać się do równania BB

$$\Delta x = - \int_{600}^{500} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

Range (MeV)	$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$	$\Delta x = \Delta E \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)^{-1}$
600 – 580	1.768	11.31
580 – 560	1.791	11.17
560 – 540	1.815	11.02
540 – 520	1.841	10.86
520 – 500	1.870	10.69
500 – 480	1.901	10.52
480 – 460	1.934	10.34
460 – 440	1.971	10.15
440 – 420	2.012	9.94
420 – 400	2.056	9.73

$$\Delta x_{Cu} = 105.73 \left[\frac{g}{cm^2} \right] = 11.8 [cm]$$

To nie jest koniec historii...



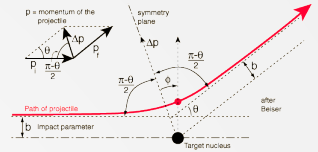
- ❑ Wkład (zależny od energii!) do całkowitej straty energii dadzą nam jeszcze:
 - ❑ **Bezpośrednia produkcja par** elektron-pozyton
 - ❑ **Reakcje foto-nuklearne** (foto-jądrowe)
- ❑ Dla cząstek ciężkich (naładowanych) ten mechanizm może nawet dominować nad promieniowaniem hamowania
 - ❑ Polega na produkcji par e-p przez wirtualne fotony w silnym polu elektrycznym jąder atomowych
 - ❑ Wartość straty energii proporcjonalna do energii cząstek penetrujących:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{pair} = b_{pair}(Z, A, E) \cdot E \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$

- ❑ Np. dla mionów o energii $\sim 100 GeV$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{pair} = 3.0 \cdot 10^{-6} \cdot 10^5 = 0.3 \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$

to dopiero początek



- ❑ Naładowane cząstki mogą też bezpośrednio oddziaływać nieelastycznie z jądrami atomowymi
 - ❑ Stosunek przekrojów czynnych na oddziaływanie z elektronami atomowymi do na oddziaływanie z jądrem atomowym ma się w przybliżeniu tak jak stosunek i przekrojów geometrycznych $\sim 10^4 - 10^5$)
 - ❑ Wartość strat energii można wyrazić jako poniżej:

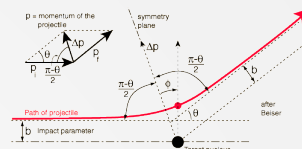
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{photo} = b_{photo}(Z, A, E) \cdot E \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$

- ❑ Dla mionów o energii $\sim 100 GeV$ mamy:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{photo} = 0.04 \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$

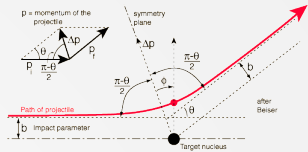
- ❑ Mechanizm ten ma znaczenie wyłącznie dla leptonów naładowanych – dla cząstek hadronowych dominują całkowicie bezpośrednio oddziaływania silne

Co chcemy zrobić?



- ❑ Konstrukcja (rodzaj) detektora zależy bezpośrednio od tego jaką wielkość fizyczną chcemy zmierzyć
- ❑ Zwykle jesteśmy zainteresowani:
 - ❑ Detekcją cząstek (wykrycie obecności, np. Geiger-Müller – duże ograniczenia związane z brakiem **zależności** pomiędzy **energiją zdeponowaną a sygnałem** oraz **saturation** dla dużych strumieni cząstek związane z **czasem martwym**)
 - ❑ Pomiar energii (np. detektory krzemowe)
 - ❑ Pomiar położenia, trajektorii oraz pędu
 - ❑ Identyfikacją cząstek
- ❑ Intuicyjnie rozumiemy, że **wykrycie** bądź pomiar **energii** są „łatwe” i nie wymagają (zwykle) skomplikowanych urządzeń hybrydowych
 - ❑ To się może zmienić, jeżeli widmo energii jest szerokie,
 - ❑ Bądź kompozycja strumienia cząstek jest złożona (fotony, elektrony...)
- ❑ Pomiar trajektorii, pędu (wektor!) czy rodzaju cząstki są trudne

Małe i duże



↑
↓

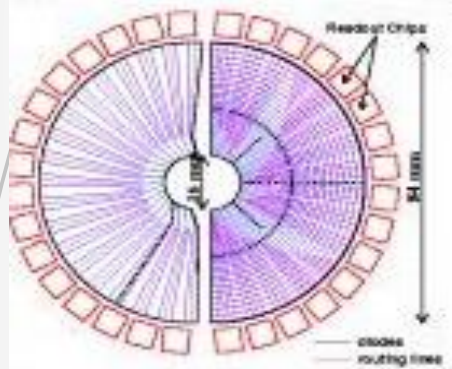
$\sim O(a \cdot 10)cm$



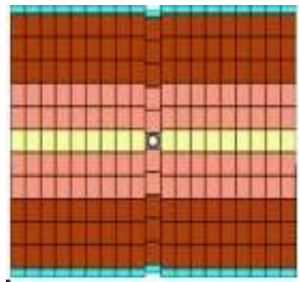
↗
↘

$\sim O(a \cdot 10)cm$

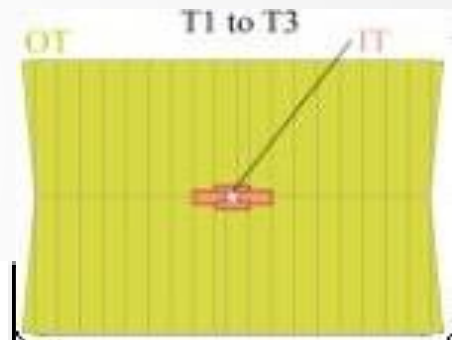
$\sim O(10)cm$



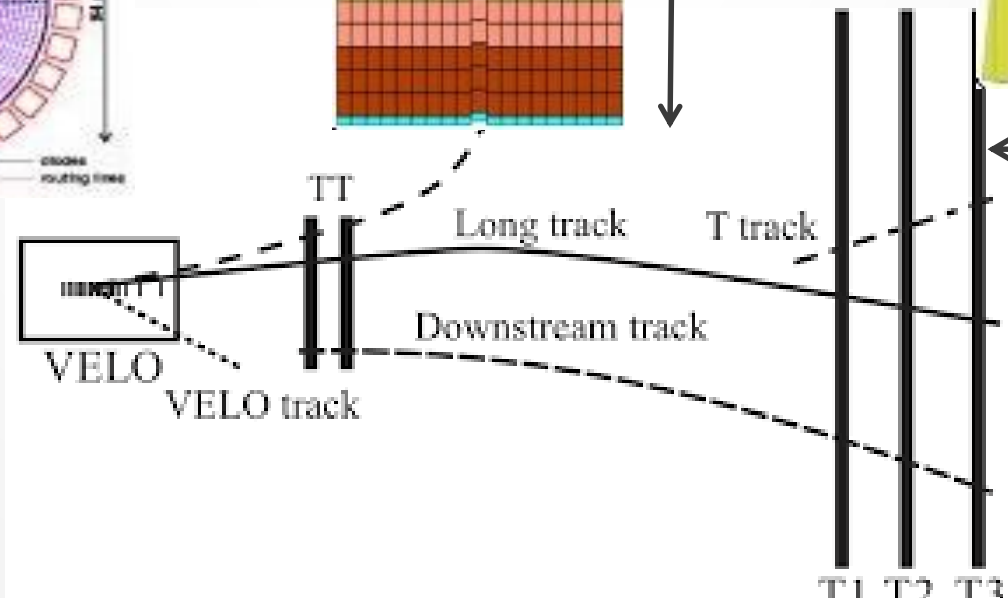
$\sim O(1)m$



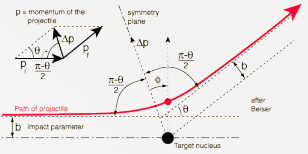
↑
↓



$\sim O(a \cdot 1)m$

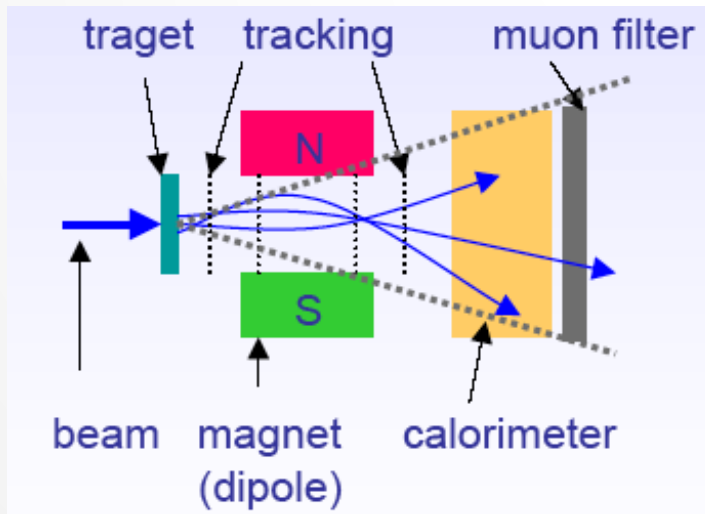


I bardzo skomplikowane

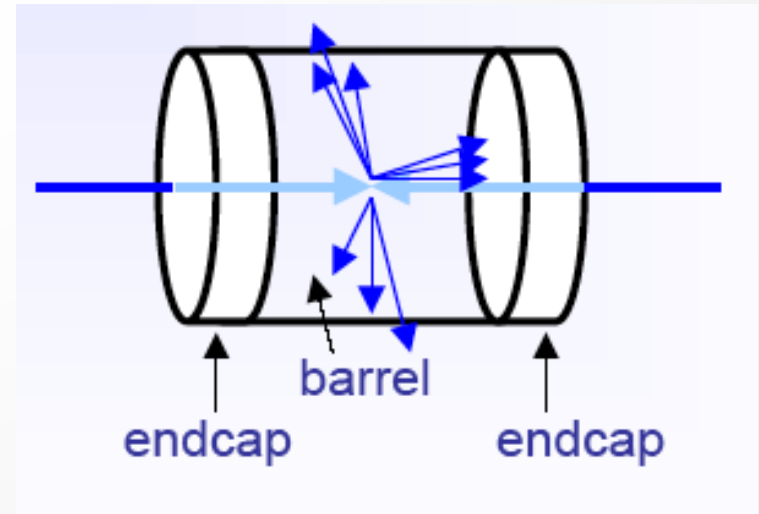


- Bez względu na rodzaj promieniowania oraz aparatury jakiej używamy, zawsze interesować nas będzie (skrót myślowy...):
 - Detekcja cząstek
 - Estymacja 4-pędu p^μ
 - Identyfikacja (PID – Particle IDentification)

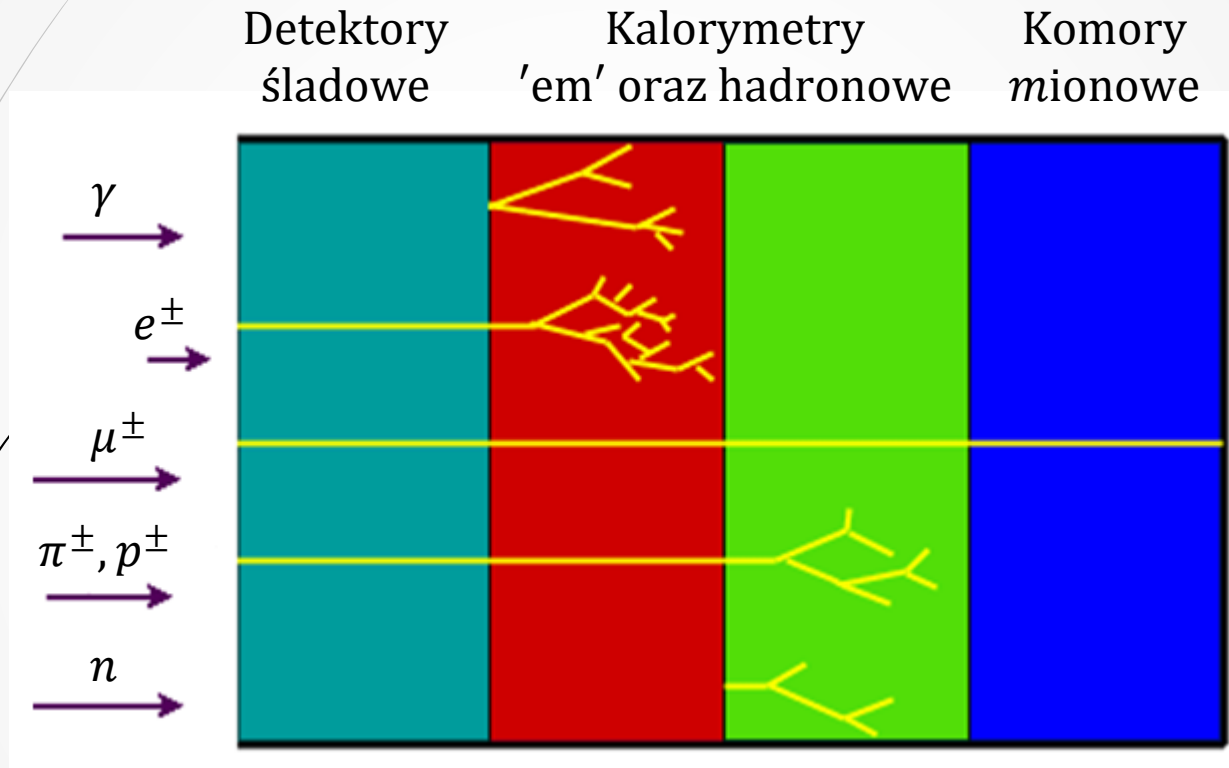
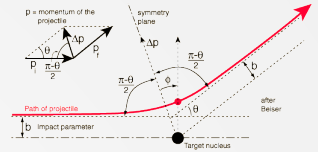
Geometria typu spektroskop



Geometria typu 4π



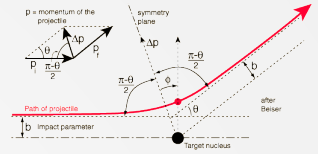
Eksperymenty FWE



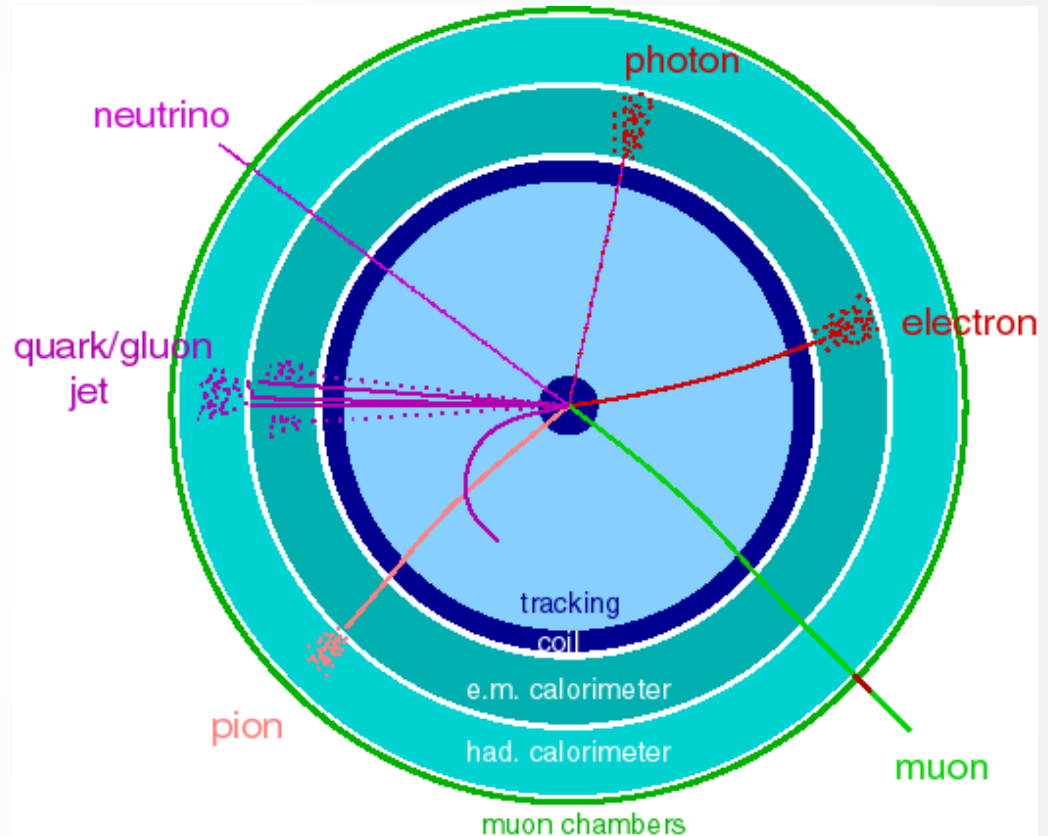
blisko źródła \longrightarrow daleko od źródła

- ❑ Obserwacja cząstek zawsze jako konsekwencja oddziaływania z materiałem „czynnym” detektora
- ❑ Bez względu na typ cząstki i własności oddziaływania na końcu zawsze mamy **jonizację!**

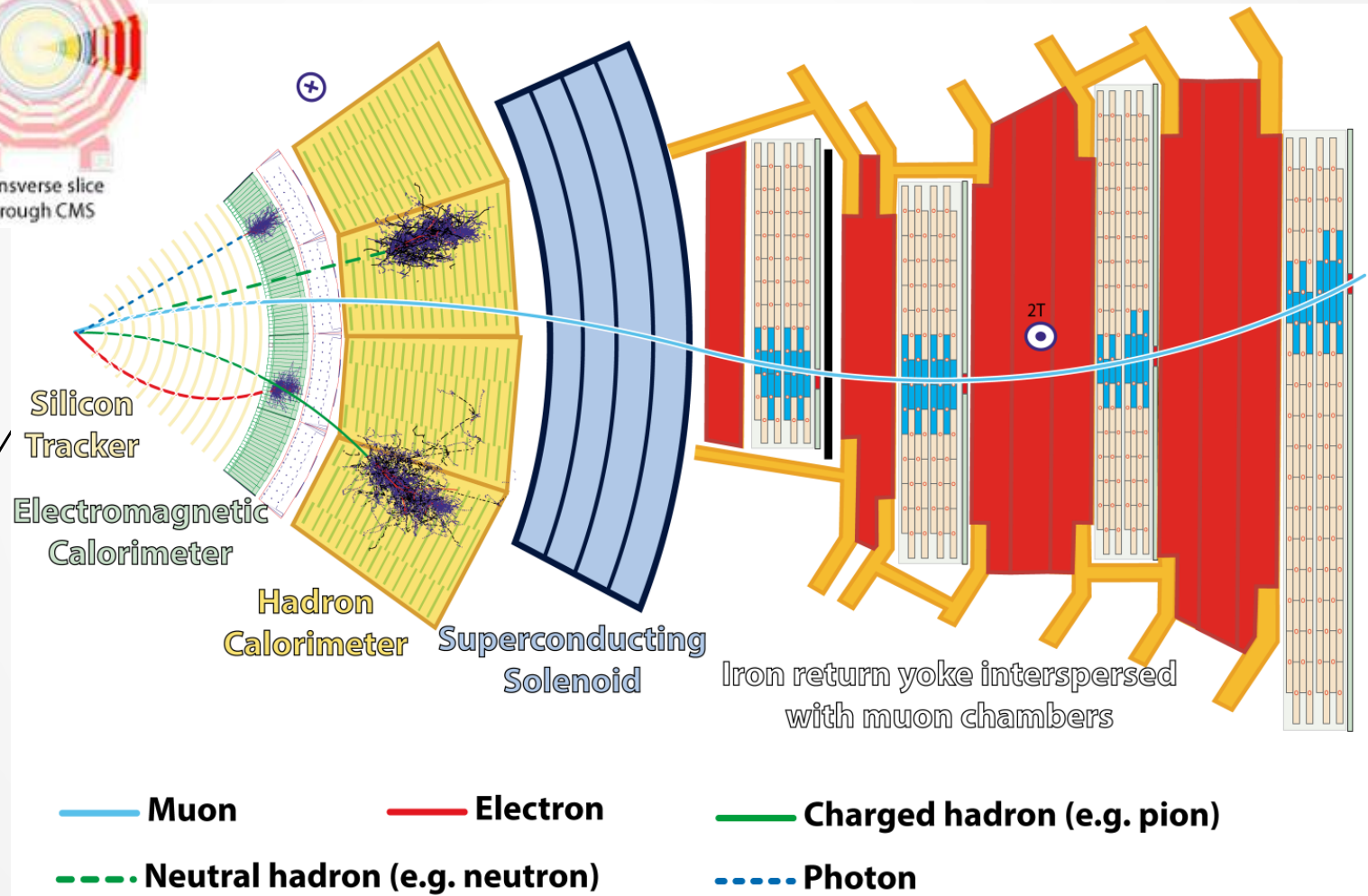
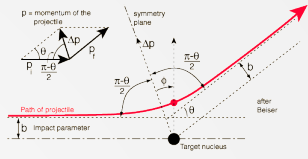
Eksperymenty FWE



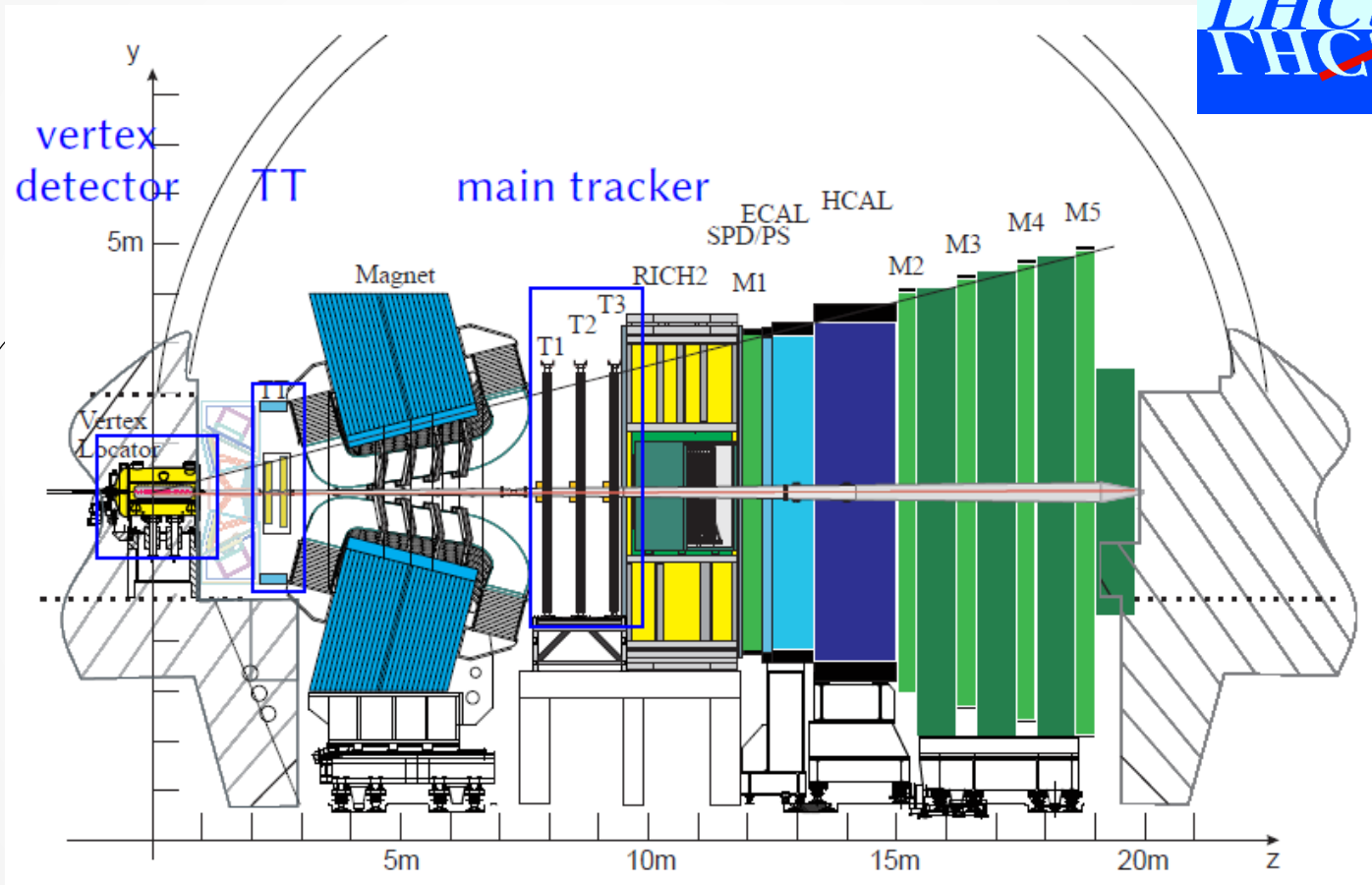
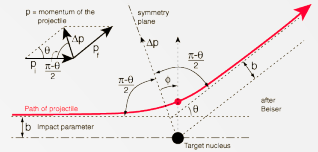
- ❑ Układy śladowe powinny zawierać jak **najmniej materiału** (wielokrotne rozproszenia, straty na jonizację)
- ❑ Kalorymetry „odwrotnie” powinny zawierać jak **najwięcej materiału** („katastroficzne” pochłonięcie cząstek)



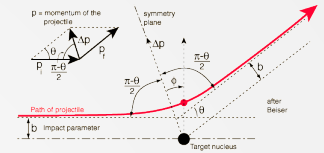
Eksperymenty (IV)



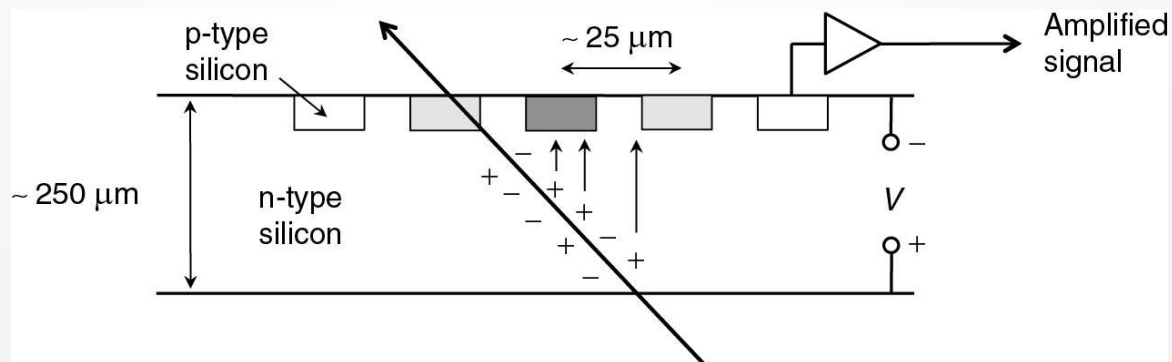
Eksperymenty FWE



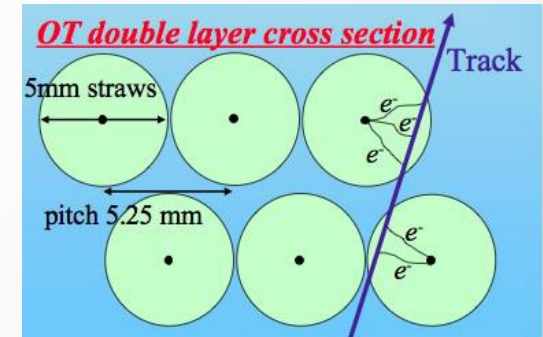
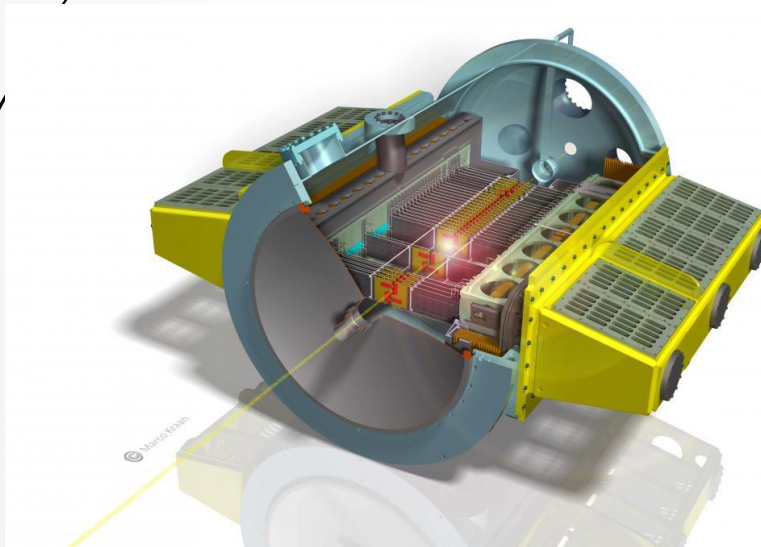
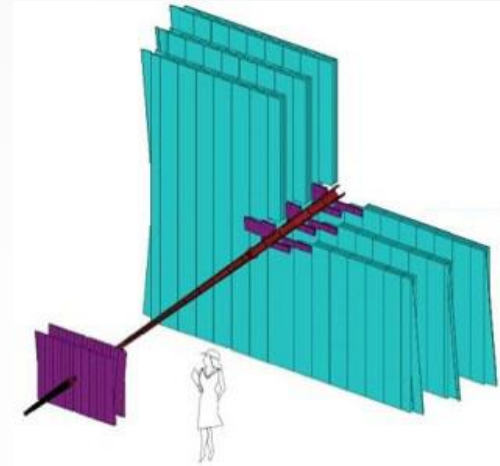
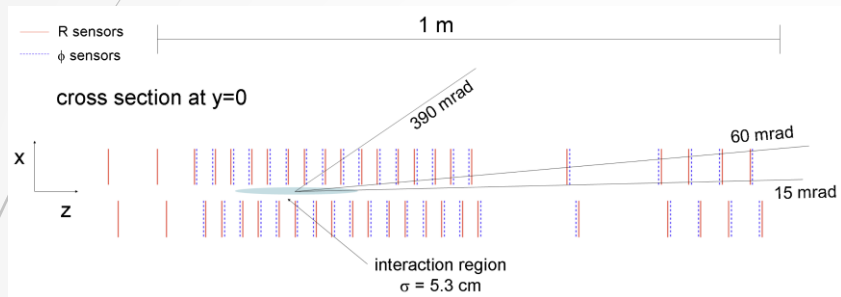
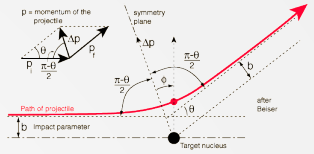
Układy śladowe (I)



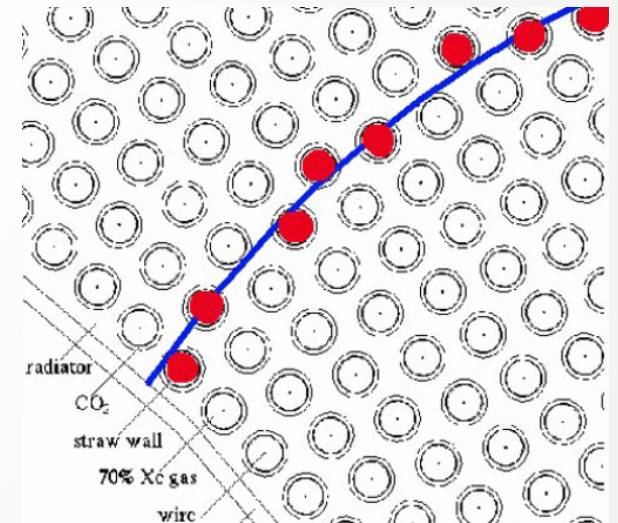
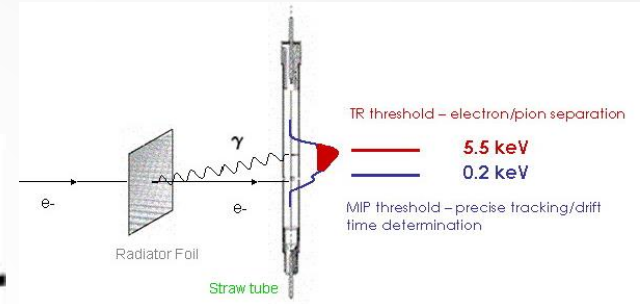
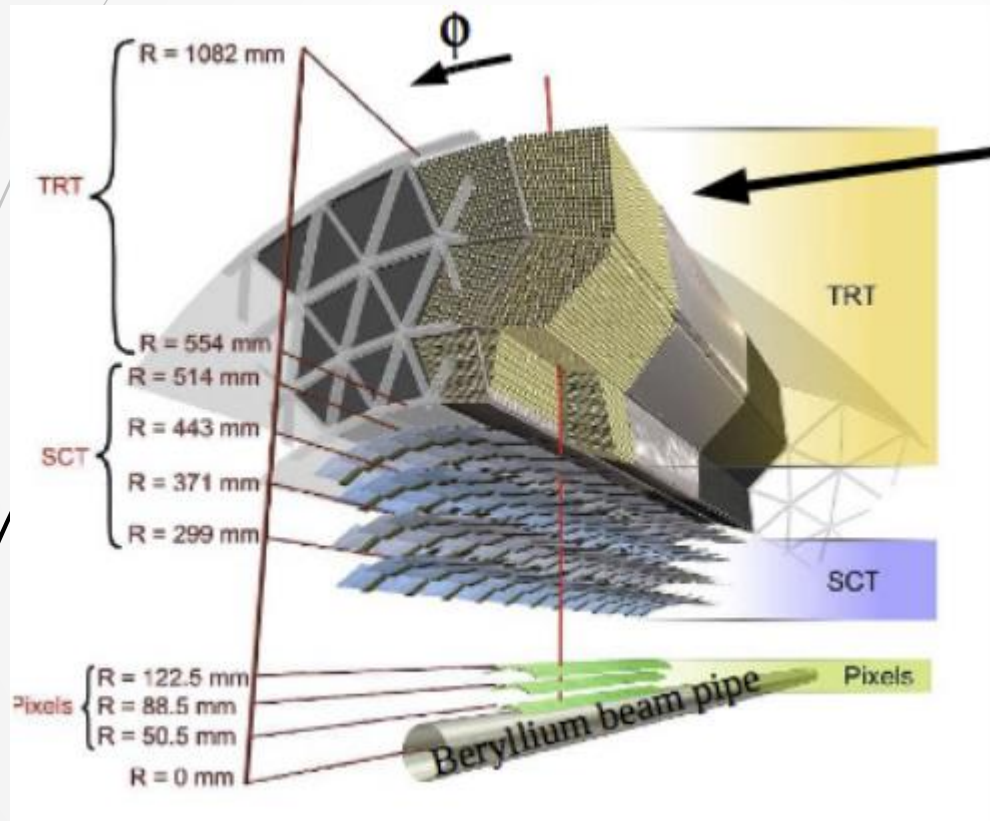
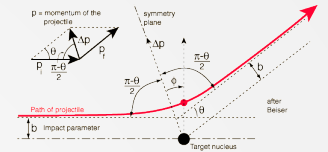
- ❑ **Pomiar pędu** jest procesem b. skomplikowanym i wymaga użycia detektorów hybrydowych
- ❑ Odpowiednio skonstruowany detektor, który jest w stanie zmierzyć **pozycję cząstki naładowanej** (na podstawie wygenerowanego w detektorze ładunku) umożliwia pomiar pędu
 - ❑ Cząstka naładowana musi poruszać się w polu magnetycznym
- ❑ Do pomiaru pozycji używa się głównie detektorów **gazowych** oraz **półprzewodnikowych** (mikro-paskowe lub pikselowe)
 - ❑ Zasada detekcji oraz rekonstrukcji położenia praktycznie jednakowa – komory jonizacyjne
 - ❑ Fizyka oddziaływania inna – detektory krzemowe oferują znacznie większą amplitudę generowanego sygnału



Układy śladowe (II)

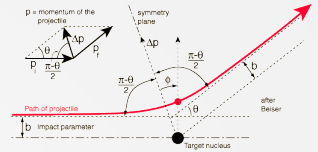


Układy śladowe (III)

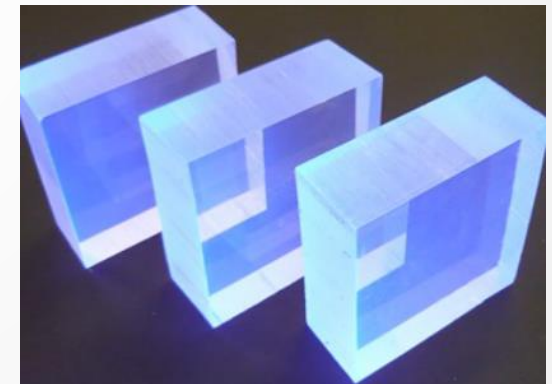
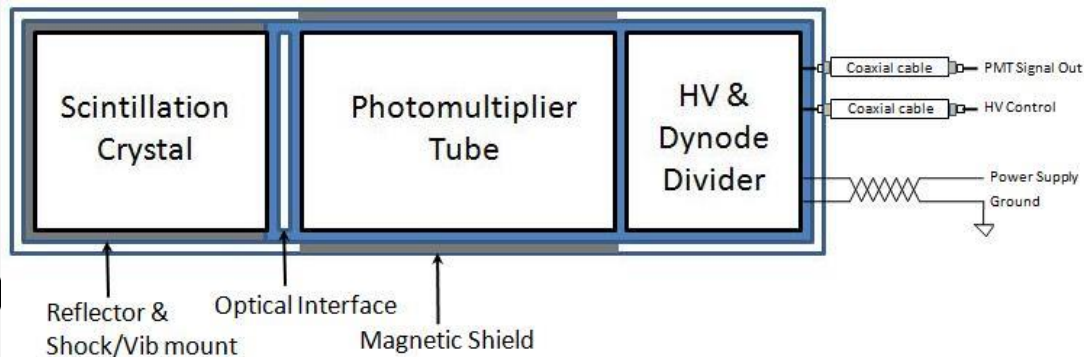


Atlas TRT – Transition Radiation Tracker

Scyntylatory



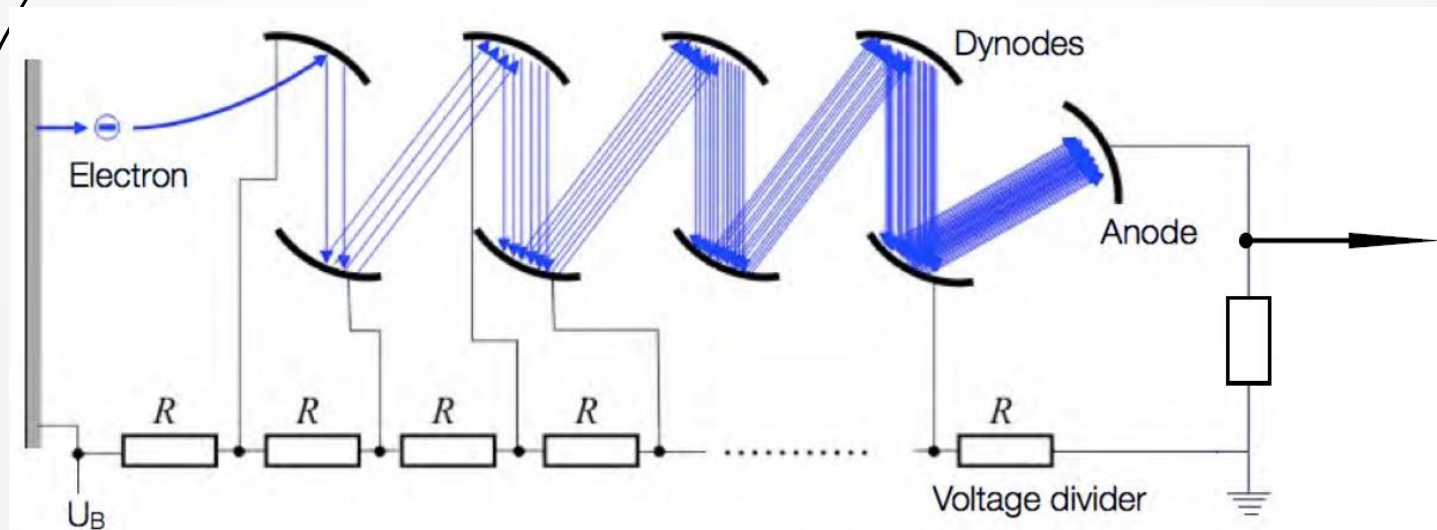
- ❑ Bardzo popularne detektory do detekcji przejścia cząstek naładowanych
 - ❑ Ograniczona czułość dotycząca krotności
 - ❑ Niezwykle użyteczne, gdy **nie potrzebna** jest **dokładna** informacja dotycząca **położenia cząstek**
 - ❑ Również użyteczne w budowaniu układów koincydencyjnych
- ❑ Materiały scyntylacyjne wykazują własności tzw. **luminescencji**, na skutek wzbudzenia przez cząstki naładowane – cząstki scyntylatora pochłaniają energię i emitują fotony przy de-ekscytacji



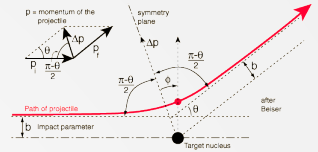
Fotopowielacze



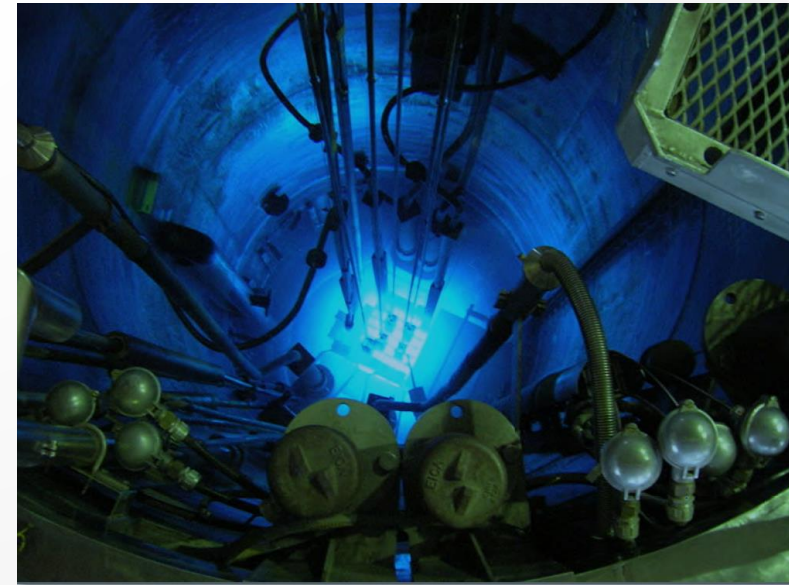
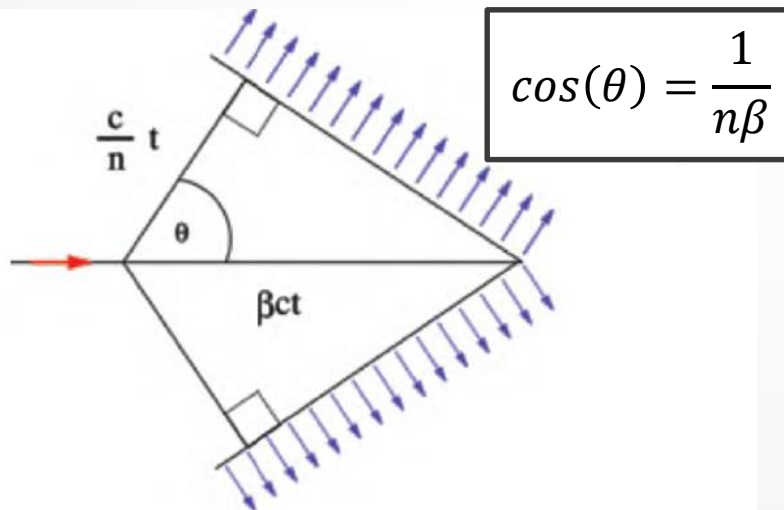
- ❑ Detektory światła
- ❑ Fotony są absorbowane na fotokatodzie, wybity fotoelektron jest następnie przyspieszany i powielany na kolejnych fotodynodach
- ❑ Wzmocnienia ok. 10^6 - 10^8 , a sygnał jest proporcjonalny do liczby pierwotnych fotonów
- ❑ Problem: praca w polu magnetycznym



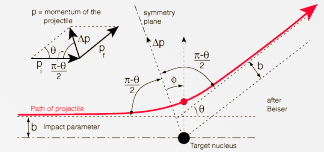
Efekt Czerenkowa



- ❑ Naładowane cząstki mogą powodować polaryzację molekuł materiału o własnościach dielektrycznych, który penetrują
- ❑ Po przejściu molekuly powracają do stanu podstawowego poprzez emisję fotonów
- ❑ Jeżeli prędkość cząstek jest większa niż prędkość światła w tym materiale, $v = c/n$, wówczas może zajść konstruktywna interferencja – czyli obserwujemy promieniowanie Czerenkowa
- ❑ Promieniowanie to jest koherentne i emitowane pod ściśle określonym kątem, θ , w stosunku do toru cząstki



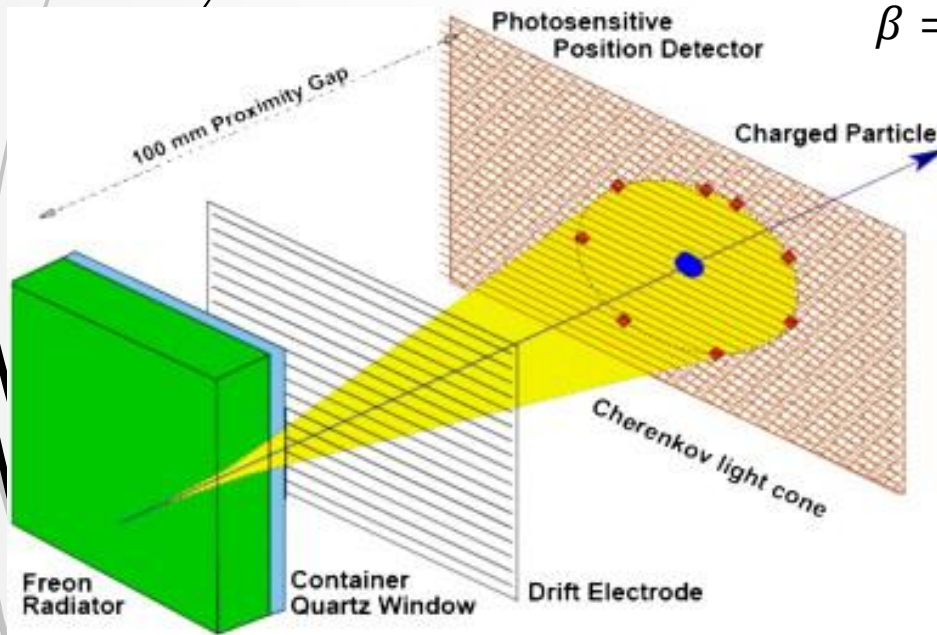
Efekt Czerenkowa



- ❑ Efekt Czerenkowa pozwala wykryć **cząstki relatywistyczne**
 - ❑ Powszechne zastosowanie w **detekcji neutron**
- ❑ Detektory Czerenkowa powszechnie stosuje się do identyfikacji naładowanych hadronów – **efekt progowy**
- ❑ Promieniowanie jest emitowane tylko wtedy gdy prędkość cząstki jest większa niż $\beta > 1/n$, można łatwo pokazać, że:

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

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





35

Symulacja

- ❑ Symulacje oddziaływania promieniowania z materią przeprowadzamy programem FLUKA.
- ❑ Instrukcja jest na: <https://agnieszkamucha.github.io/OPJzM/>
- ❑ Będzie on dostępny z naszego grupowego serwera poprzez połączenie z taurusa.
- ❑ Lokalnie można spróbować zainstalować program z:

<https://fluka.cern/>

