Katarzyna Grebieszkow
Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej
Zakład Fizyki Jądrowej
Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

”Fizyka zderzeń ciężkich jonów”

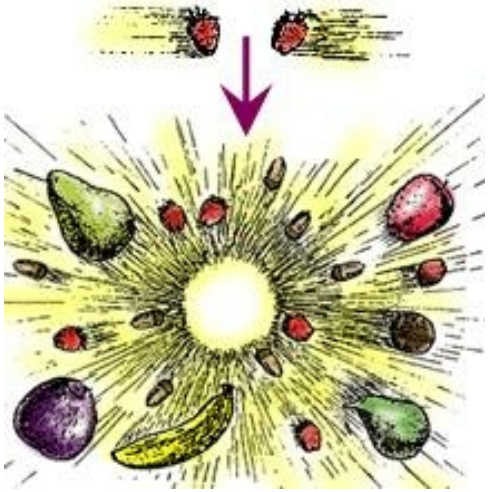
semestr letni 2024/2025

Wykład 4

1. Akceleratory, detektory i układy detektorów w fizyce zderzeń ciężkich jonów, akceptancja detektora.
2. Identyfikacja cząstek.

Nasz cel:
1. Przyspieszyć
2. Zderzyć
3. Zarejestrować
4. Zmierzyć i zidentyfikować

3. i 4. – najlepiej jak największą liczbę produkowanych cząstek



Rys. PA

Eksperymenty ekskluzywne (program maksimum) – rejestrujemy, mierzymy i identyfikujemy wszystko co się da; **nieosiągalny ideał** bo wymagają akceptancji w pełnym kącie bryłowym

Eksperymenty inkluzywne (jednocząstkowe, dwucząstkowe, ...) – np. interesuje nas tylko produkcja konkretnej cząstki i nic poza tym; niekonieczna pełna akceptancja

Większość eksperymentów to formy przejściowe. Typ użytego detektora zależy jaki eksperyment chcemy zrobić i co chcemy mierzyć

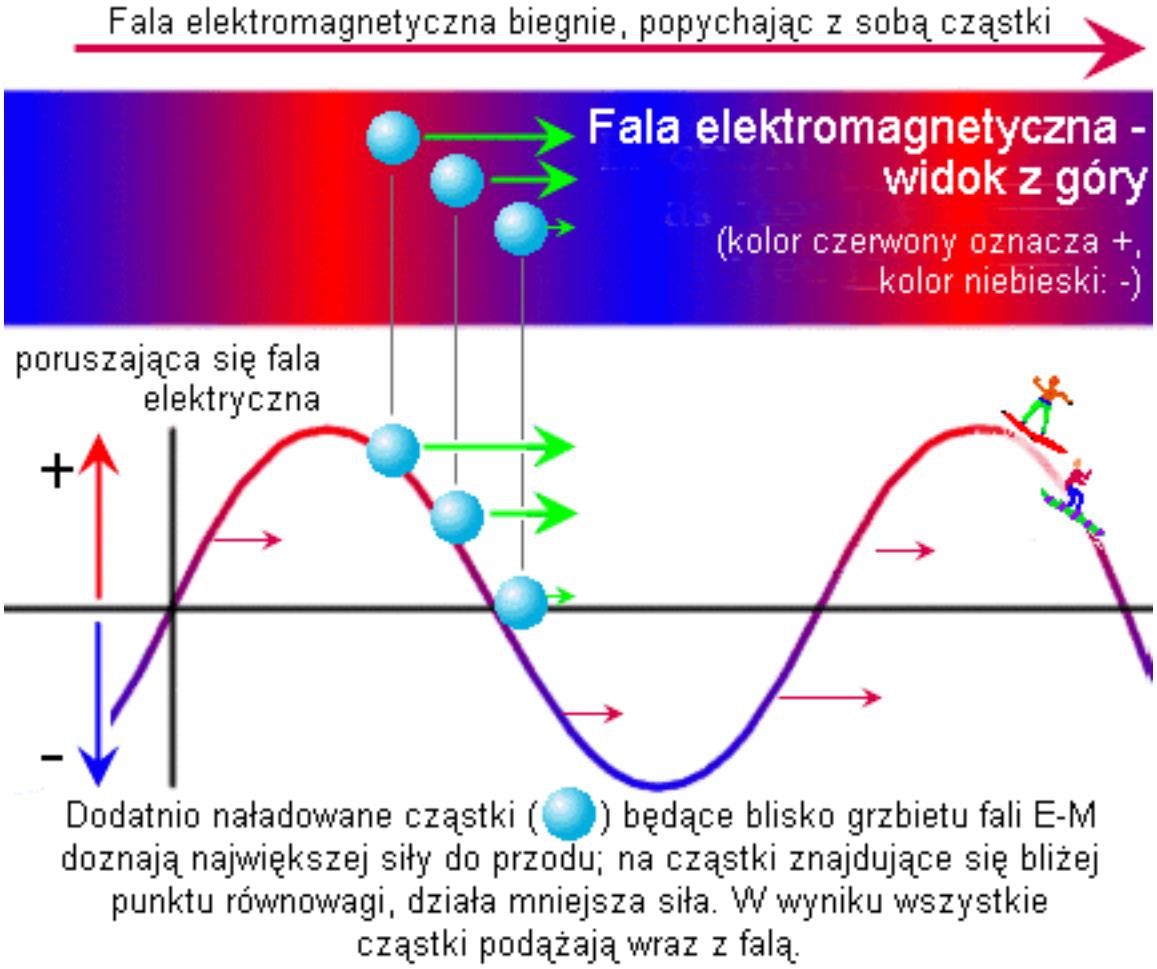
No to na początek przyspieszamy...

Akcelerator – przyspiesza STABILNE cząstki NAŁADOWANE (e, p, jony)

Pobiera cząstkę, rozpędza ją za pomocą **pola elektrycznego** i uderza nią w tarczę. Tarczę otaczają detektory do rejestracji produkowanych cząstek

Najprostszy akcelerator – źródło stałego napięcia (akc. **Van de Graaffa**) max. energia 20 MeV; do wyższych energii – źródło zmiennego napięcia (wysoka częstość) + precyzyjna synchronizacja ruchu paczek cząstek ze zmianami napięcia (żeby uzyskać ciąg następujących po sobie przyspieszających pchnięć)

Rys. PA



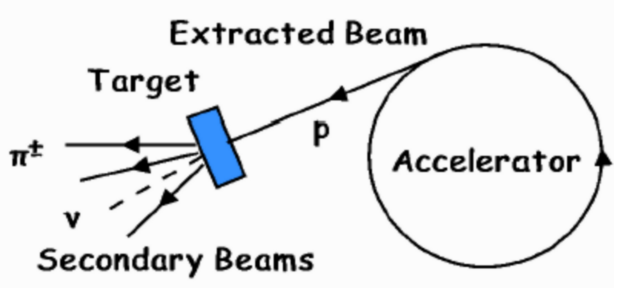
Akcelerator przyspiesza naładowane cząstki przez **silne pole elektryczne**, które przyciąga lub odpycha cząstki. Pole jest przesuwane wzdłuż akceleratora „popychając” cząstki do przodu

Kiedy fala EM uderza w wiązkę cząstki znajdujące się z tyłu zostaną popchnięte najmocniej, a cząstki z przodu słabiej.
W ten sposób cząstki „surfują” po fali EM

Jak otrzymać wiązkę:

elektronów – podgrzewanie metalu powoduje wyrzucenie elektronów z jego powierzchni (kineskop telewizora to też akcelerator!)
wiązki elektronów – do badania struktury rozciągłej protonu (funkcje struktury); obiekt punktowy (e+p) lepiej to zbada niż obiekt rozciągły (p+p)

protonów – z jonizacji wodoru
antycząstek – najpierw uderzamy cząstkami w tarczę i produkujemy antycząski, następnie odseparowujemy je przy użyciu pól magnetycznych

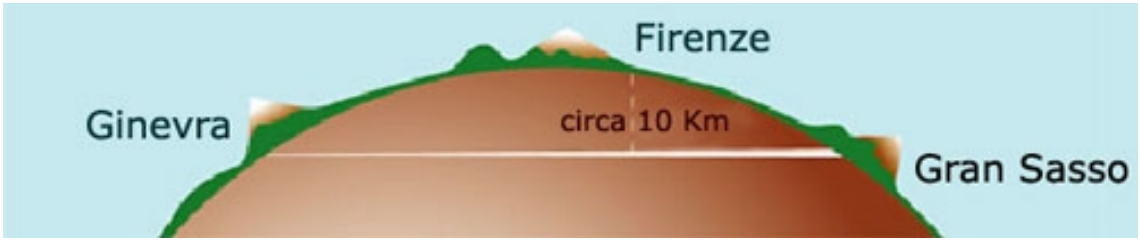


neutrin – p + tarcza → piony, kaony, protony → (różne magnesy + rozróżnianie licznikiem Czerenkowa) → piony (kaony) → (rozpad) → miony → (magnesy odchylające miony) → neutrina (+ absorber dla pewności). Mamy całe spektrum energii neutrin; nie da się otrzymać wiązki monoenergetycznej. Mówi się o górnej granicy energii neutrin np. E < 250 GeV (CERN)

Neutrina przechodzą swobodnie przez magnes i bardzo słabo oddziałują z materią (oddziaływania wyłącznie słabe). Absorber np. 400 m Fe+marmur – żadna cząstka tego nie „przeżyje” z wyjątkiem neutrin

CERN: z początkowej wiązki 10^{13} protonów zostaje 70 neutrin lub 30 antyneutrin w wiązce końcowej ! Badanie zderzeń neutrin jest b. trudne, zwłaszcza, że przekrój czynny dla neutrin jest b. mały. Trzeba czekać b. długo na oddziaływanie lub robić jak najcięższe tarcze (duże A np. Fe)

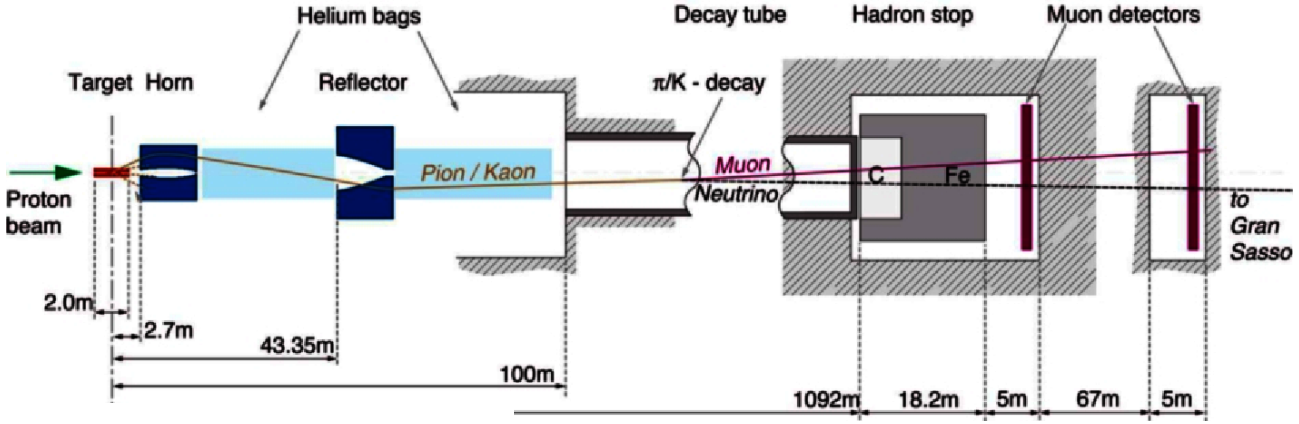
Wiązki neutrin w CNGS
(do 2012 roku)

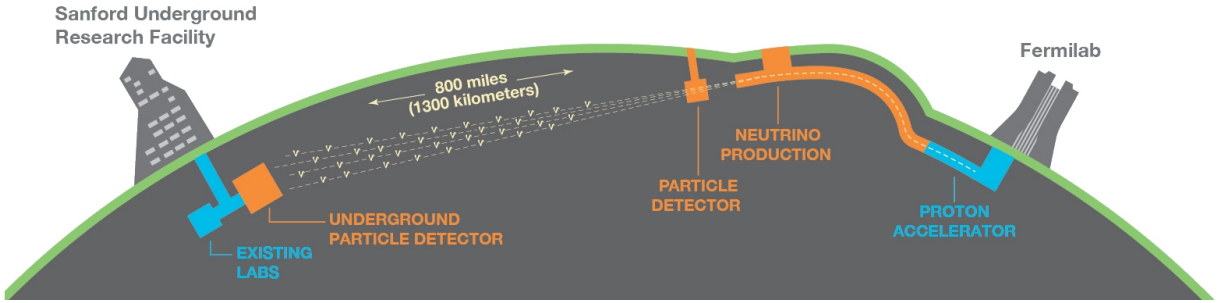


CNGS = CERN neutrino to Gran Sasso – projekt dedykowany badaniu oscylacji neutrin a ściślej przejścia $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ tak jak obserwuje się dla neutrin atmosferycznych

Wypuszczało się wiązkę neutrin **mionowych** z CNGS a eksperymenty w Gran Sasso (Włochy, 730 km od CERN) ICARUS i OPERA szukały sygnałów oddziaływań neutrin taonowych (czyli już po oscylacji)

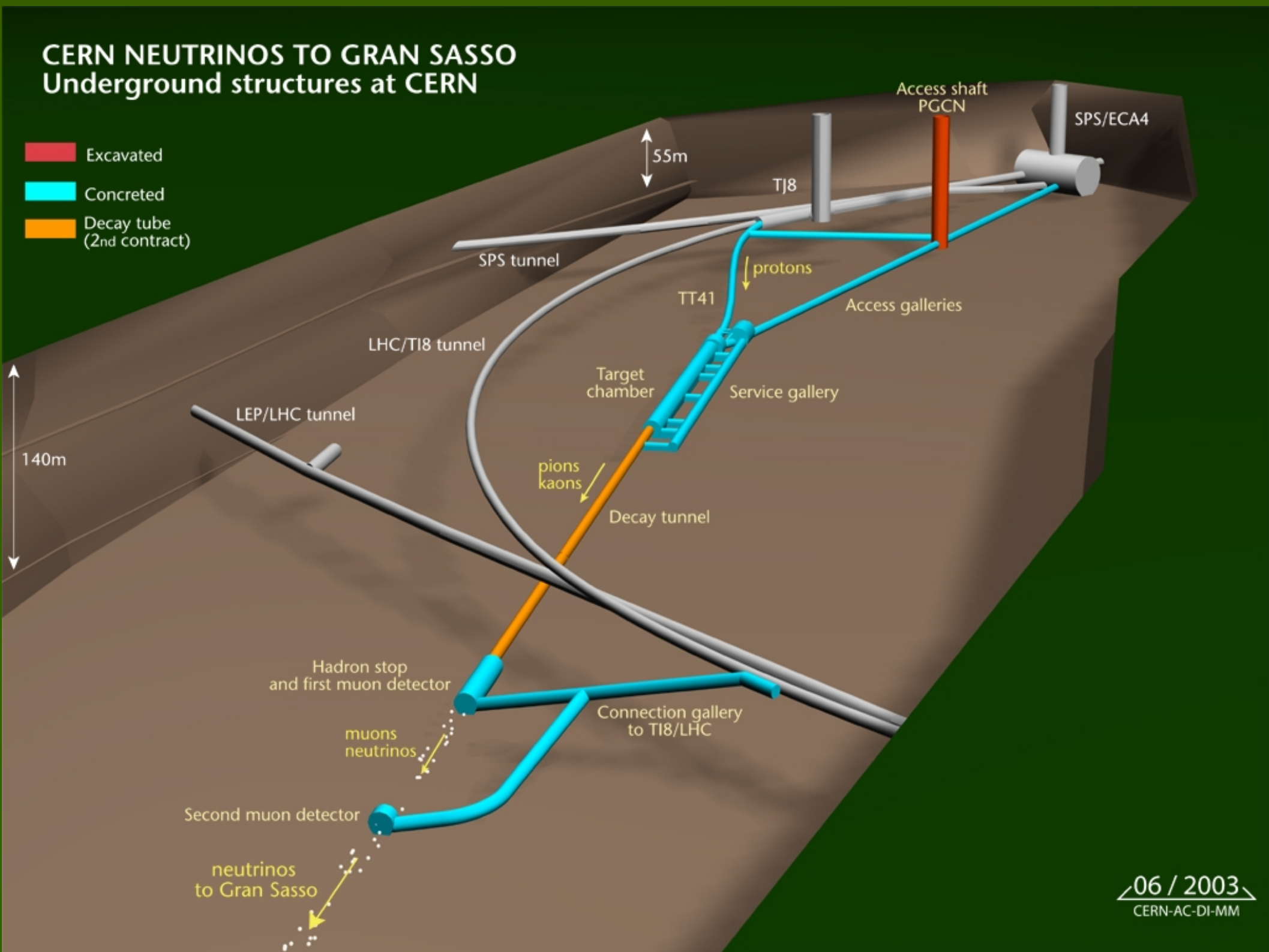
Neutrina były uzyskiwane z początkowej wiązki protonów z CERN SPS o pędzie 400 GeV/c





← zob. też przyszły eksperyment **DUNE** (The Deep Underground Neutrino Experiment; m.in. oscylacje neutrin w tym hierarchia mas mas i łamanie CP w sektorze leptonów, poszukiwanie rozpadu protonu)

Rys. z arXiv:2502.08493


CERN NEUTRINOS TO GRAN SASSO
Underground structures at CERN
Excavated
Concreted
Decay tube
(2nd contract)
55m
Access shaft
PGCN
SPS/ECA4
TI8
SPS tunnel
protons
TT41
Access galleries
LHC/TI8 tunnel
Target
chamber
Service gallery
LEP/LHC tunnel
140m
pions
kaons
Decay tunnel
Hadron stop
and first muon detector
Connection gallery
to TI8/LHC
muons
neutrinos
Second muon detector
neutrinos
to Gran Sasso
06 / 2003
CERN-AC-DI-MM

Symulacja – spektrum energii neutrin w Gran Sasso

Rys. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 168, 169 (2007)

Almost all ν_μ and $\bar{\nu}_\mu$ are generated in π^+ (97 %) and π^- (85 %) decay respectively, while ν_e comes from μ^+ ($\sim$ 47 %), K^+ ($\sim$ 39 %) and only $\sim$ 10 % from K^0, which however largely contributes (70 %) to the small $\bar{\nu}_e$ component.

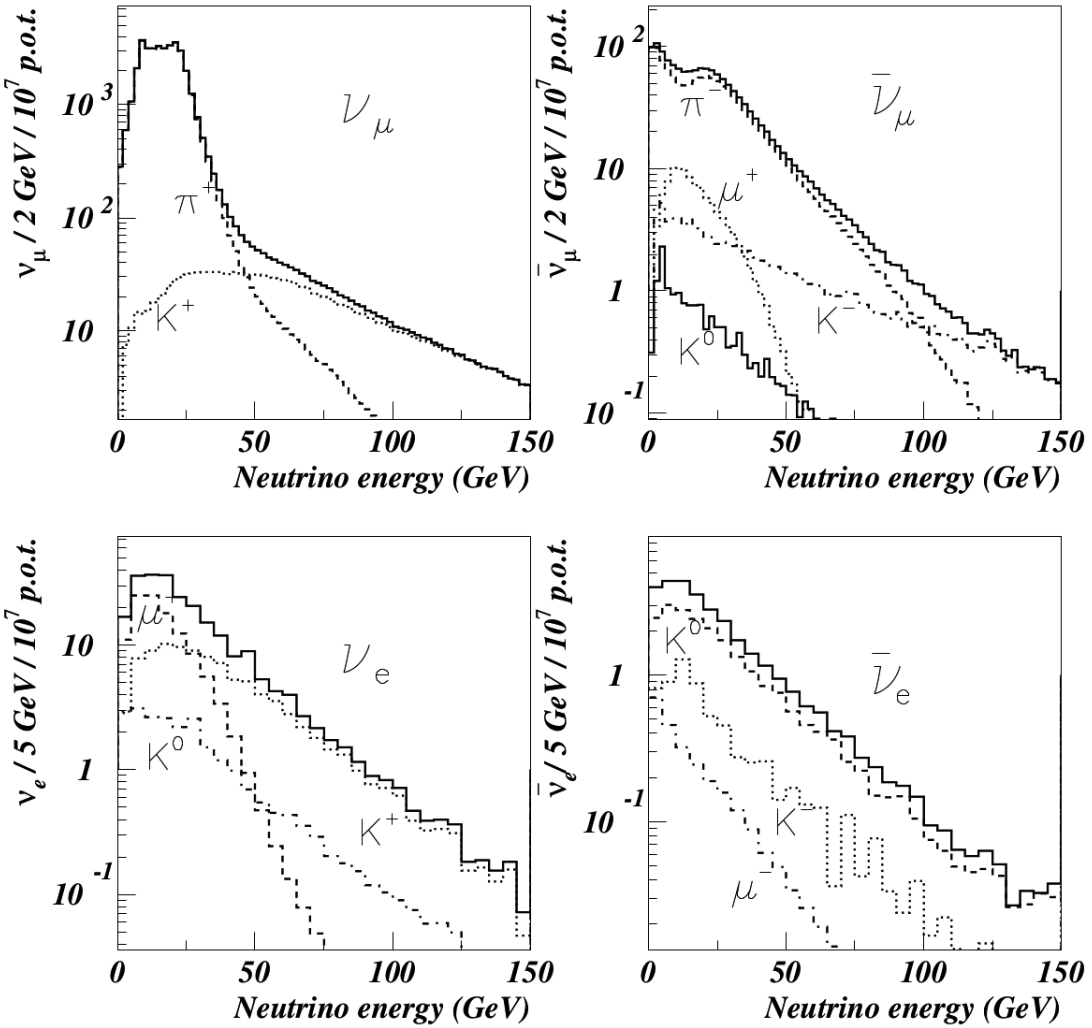


Figure 3. Neutrino spectra with last decay parents at the Gran Sasso site.

Typy akceleratorów:

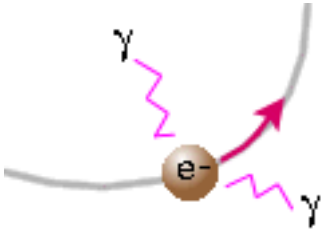
1. **Liniowe** (liniaki) – długa tuba
- do eksperymentów ze stacjonarną tarczą lub do zderzaczy
- do przyspieszania lekkich cząstek (elektrony) bo mniejsze promieniowanie hamowania; największy w Stanford (SLC) dł. 3 km a maksymalna energia elektronów była 50 GeV
- jako działka do akceleratorów kołowych
- konstrukcja prostsza niż synchrotronu (brak magnesów)

Nowinka: **tabletop**-size **laser-plasma accelerators** (LPAs) przyspieszają elektrony do energii rzędu kilku GeV na odcinku rzędu kilku cm !!

Planowany w przyszłości (po 2035 roku): Compact Linear Collider (**CLIC**) do zderzeń e+p, 10x dłuższy niż SLC, w CERN

2. **Synchrotrony** (akceleratory cykliczne, zwykle kołowe) – cząstka krąży wielokrotnie po tej samej pętli, zakrzywiona w polu magnetycznym; za każdym razem małe porcje energii; pole B nie wpływa na energię a jedynie na kierunek cząstki (zob. siła Lorentza)
- nie potrzebne są konstrukcje o dużych rozmiarach jak liniaki
- efekt negatywny: promieniowanie synchrotronowe (podobne do prom. hamowania) – straty energii znacznie większe niż w liniowych; dużo większe dla lekkich cząstek niż dla np. protonów

Obecnie używamy całych układów akceleratorów do przyspieszania cząstek!



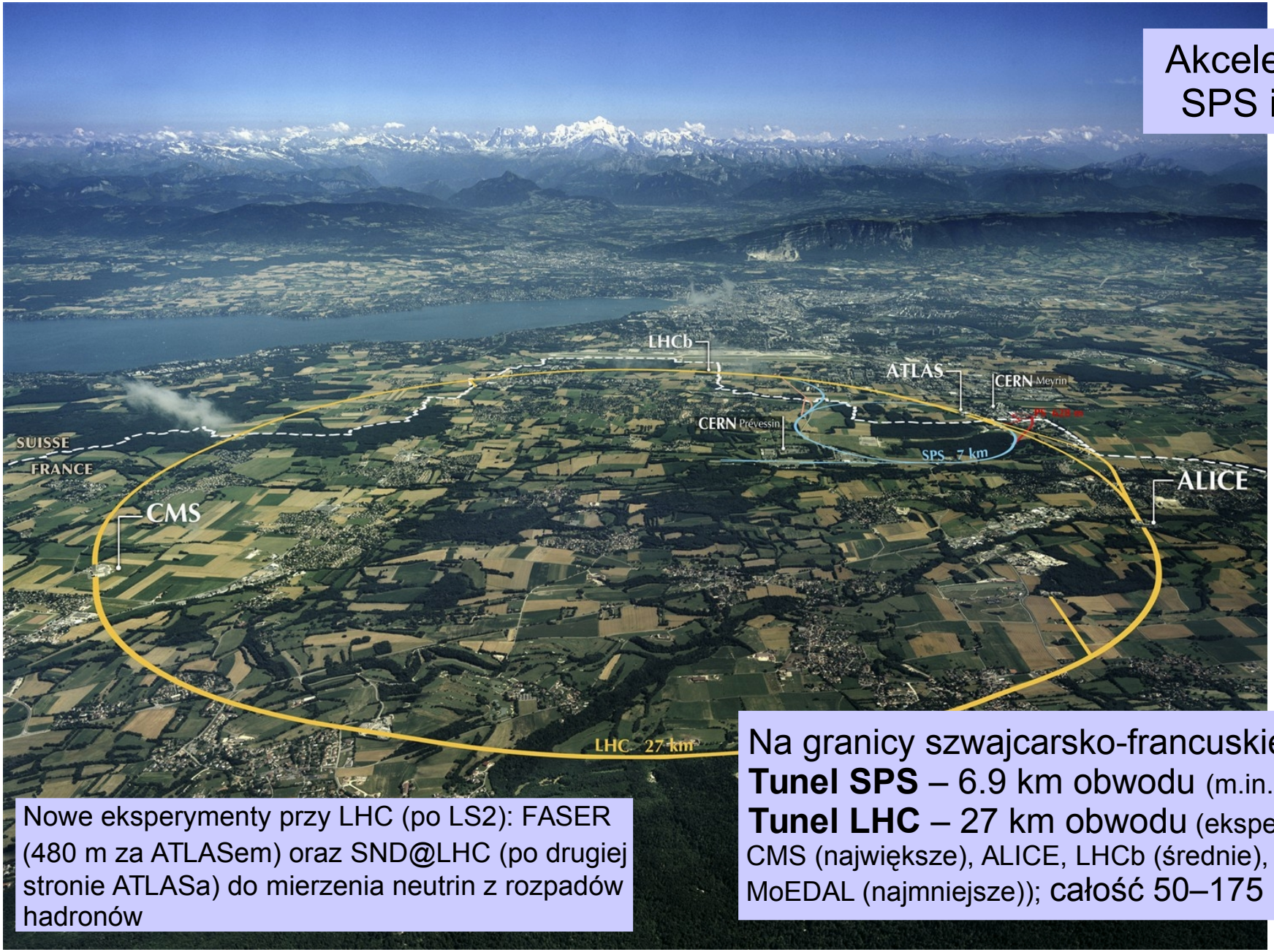
Rys. PA

(po osiągnięciu maksymalnej prędkości wiązki dostarczane są do kolejnego akceleratora „cząstkowego”)

Wypromieniowana energia na okrążenie $\Delta E \propto 1/R\ (E/m)^4$
elektron o E = 10 GeV w pierścieniu r = 1 km traci 1 MeV na okrążenie
elektron o E = 20 GeV w pierścieniu r = 1 km traci 16 MeV na okrążenie !!!
straty dla protonu zaniedbywalne

Laboratorium CERN (Szwajcaria)

tu powstała sieć www (1990) !!! Tu opracowano sieci gridowe
tu pierwszy raz uzyskano obraz z PET (pozytronowa tomografia emisyjna) (1977)



Akceleratory SPS i LHC

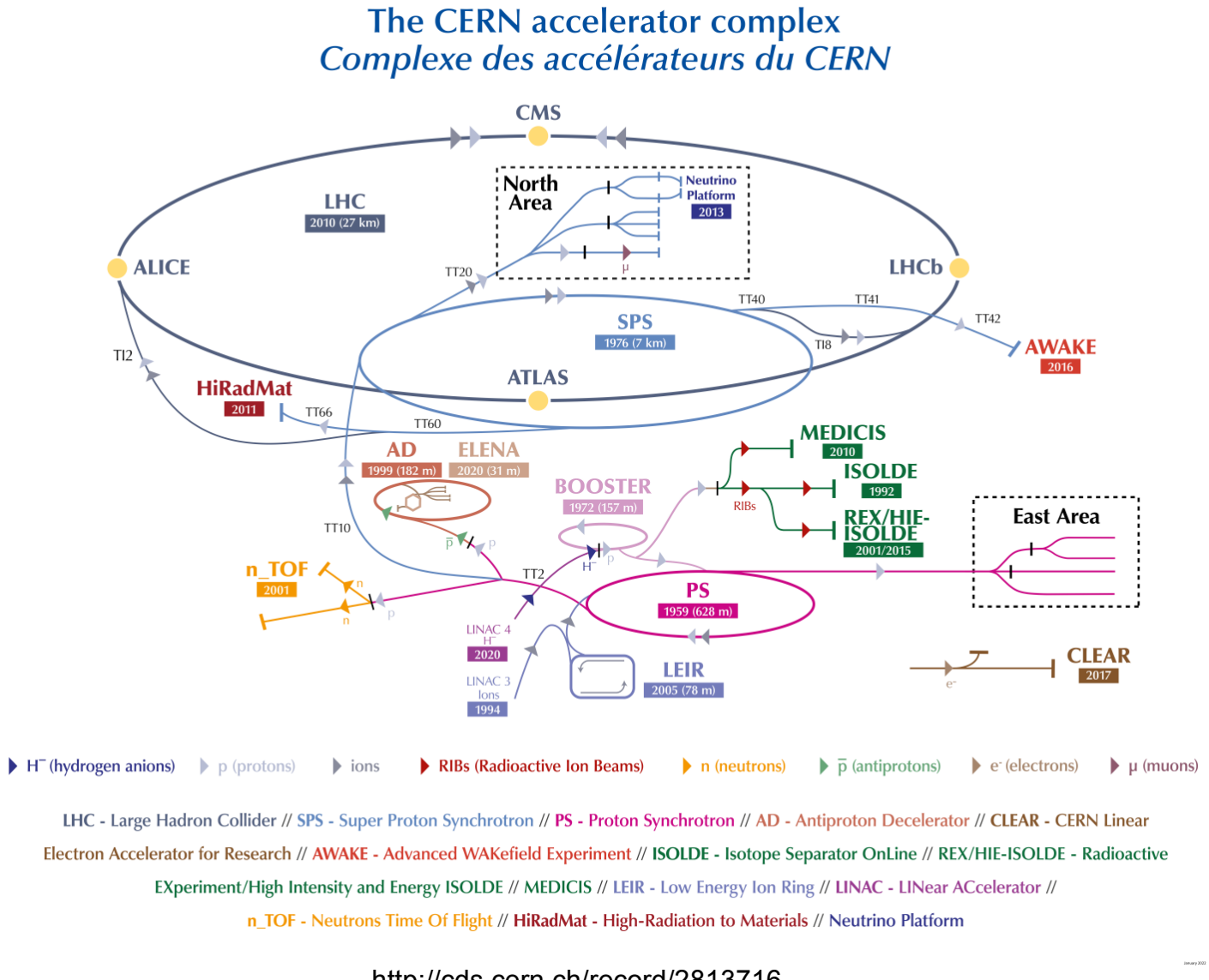
Na granicy szwajcarsko-francuskiej
Tunel SPS – 6.9 km obwodu (m.in. NA61/SHINE)
Tunel LHC – 27 km obwodu (eksperymenty: ATLAS, CMS (największe), ALICE, LHCb (średnie), TOTEM, LHCf, MoEDAL (najmniejsze)); całość 50–175 m pod ziemią

Nowe eksperymenty przy LHC (po LS2): FASER (480 m za ATLASem) oraz SND@LHC (po drugiej stronie ATLASa) do mierzenia neutrin z rozpadów hadronów

Schemat akceleratorów w CERN

Przyspieszanie (p) kolejno w:

1. LINAC 2
2. PS BOOSTER
3. PS
4. SPS – 7 km obwodu
5. LHC – 27 km obwodu; próżnia w rurze akcel. podobna do tej w kosmosie, > 9 tys. nadprzewodzących magnesów w temp. -271.3 ^{0}C czyli 1.9 K (najniżej we Wszechświecie!) – do chłodzenia ciekły hel



http://cds.cern.ch/record/2813716

W listopadzie 2018, po 40 latach, zamknięto LINAC 2. Po „Long Shutdown 2” w CERN zastępuje go LINAC 4 jako pierwszy przyspieszacz w łańcuchu akceleratorów. Może przyspieszać protony do energii 160 MeV (ponad 3x więcej niż LINAC 2)

Kolejne etapy przyspieszania i obdzierania z elektronów w SPS (starszy schemat)

ECR source	
⇓	Pb^{28+} 2.7A keV
RFQ	
⇓	Pb^{28+} 250A keV
Linac	
⇓	Pb^{28+} 4.2A MeV
1st stripper	
⇓	Pb^{53+} 4.2A MeV
Booster	
⇓	Pb^{53+} 94A MeV
PS	
⇓	Pb^{53+} 4.25A GeV
2nd stripper	
⇓	Pb^{82+} 4.25A GeV
SPS	
⇓	Pb^{82+} 158A GeV

J. Bartke „Introduction ....” World Scientific 2009
ECR – Electron Cyclotron Resonance

Wstępne obdzieranie z elektronów już w źródle jonów (ECR) a pozostałe elektrony były usuwane później na dwóch foliach (*stripping foils*)

Dla danego $^{A}_{Z}X^{N=A-Z}$ stosunek Z/A określa do jakiej energii można przyspieszyć dane jądro w danym akceleratorze

Przykład: jeśli SPS przyspiesza protony do energii 400 GeV, to jądra z Z/A około 0.5 (np. siarka) do energii 200 GeV/nukleon, a $^{208}_{82}$Pb tylko do energii 158 GeV/nukleon (GeV/nukleon oznaczamy A GeV)

Schemat po Long Shutdown 2:
Pb (dla LHC): podgrzewanie Pb, częściowa jonizacja → LINAC 3 (4.2A MeV) → jonizacja na folii węglowej → LEIR (72A MeV) → PS (5.9A GeV) → jonizacja na folii → SPS (176A GeV) → LHC (2.68A GeV na wiązkę)

Protony (dla LHC): wodór → jonizacja (H^-, czyli atom wodoru i dodatkowy elektron) → LINAC 4 (160 MeV) → jonizacja (zostają tylko p)→ PS BOOSTER (2 GeV) → PS (26 GeV) → SPS (450 GeV) → LHC (6.8 TeV na wiązkę)

Pęd Fermiego nukleonów w jądrze rozmywa energię wiązki jonów

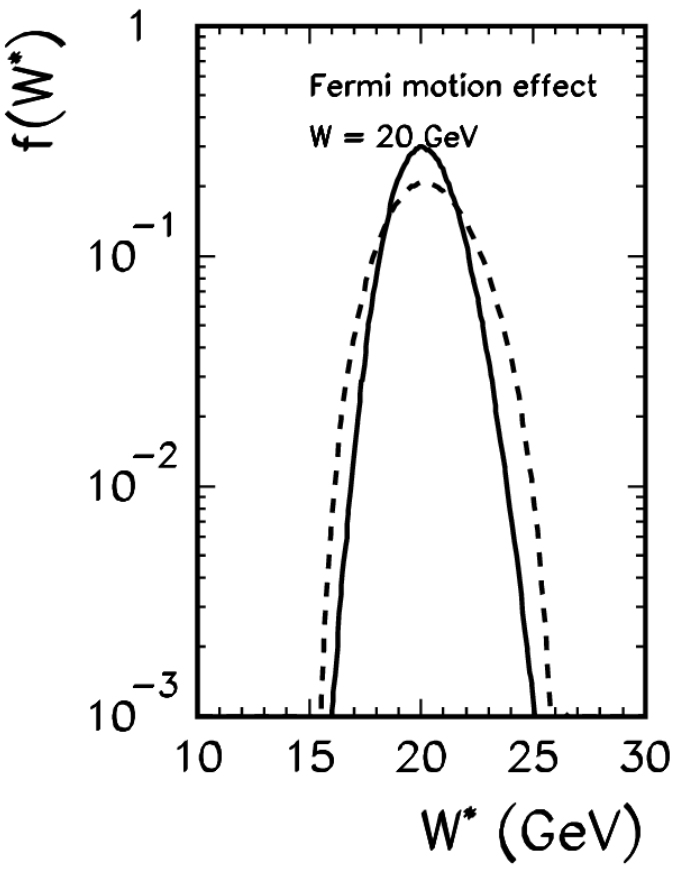
Nukleony w jądrze nie są nieruchome ale poruszają się chaotycznym ruchem Fermiego

Przykładowe wartości pędu Fermiego:

^{6}Li p_F = 169 MeV/c
^{12}C p_F = 221 MeV/c
^{24}Mg p_F = 235 MeV/c
^{40}Ca p_F = 251 MeV/c
^{181}Ta p_F = 265 MeV/c
^{208}Pb p_F = 265 MeV/c

- W zderzeniu elementarnym (np. pp, e^+e^-) energia w środku masy jest jednoznacznie zdefiniowana
- W zderzeniu nukleonów które są w jądrze ta energia jest rozmyta

(korzyści: w szczególności może to obniżyć próg energetyczny na dany proces. Odkrycie antyprotonów w Bevatronie (1955): dla p+p wymagana energia wiązki na produkcję pary proton-antyproton byłaby 5.6 GeV a użycie tarczy węglowej spowodowało że ta energia progowa mogła być obniżona do 4.3 GeV; antyprotony rzeczywiście odkryto przy energii poniżej 5 GeV)



Mod.Phys.Lett.A19:1669-1680,2004 (nucl-th/0311025)

Rozkład „prawdziwej” energii w środku masy N+N w zderzeniu C+C dla nominalnej energii W=20 GeV
kreskowana – model gazu Fermiego
ciągła – parametryzacja Gaussowska

Efekt duży (do 20%); podobnie duże efekty w LHC

Tunel akceleratora SPS

Tunel akceleratora LHC

(instalacja magnesów i sam magnes nadprzewodzący)

Akcelerator będzie (przy maks. energii) zużywał 120 MW prądu i rozpędzał wiązki protonów do maksymalnej prędkości **0.99999991 c**

Koszt akceleratora LHC to około 5 miliardów CHF a koszt detektorów i gridu (w CERNie) to 1.53 mld CHF; magnesy pracujące w temp. 1.9 K i wytwarzające **pole 8.3 T** (1232 główne nadprzewodzące magnesy dipolowe)

Ciekawostki o LHC

- Żeby uzyskać silne pole magnetyczne magnesy nadprzewodzące trzeba chłodzić – wykorzystuje się **60 ton nadciekłego helu**
- **Cząstki poruszają się z prędkością** bliską c czyli 300 000 km/s (wiązki protonów rozpędzane do prędkości **0.999999991 c**)
- LHC zderza zarówno p+p jak i Pb+Pb; ostatnimi laty również p+Pb
- W akceleratorze może zachodzić **600 mln zderzeń p+p w ciągu sekundy**, protony które nie zderzyły się mogą krążyć dalej wciąż mając szanse na zderzenie
- Maksymalna **energia krążących w tunelu protonów** jest **porównywalna do energii 400-tonowego pociągu TGV jadącego z prędkością ponad 200 km/h** (uwaga: mimo że atomy wodoru z których uzyskano krążące protony w normalnych warunkach zajęłyby kostkę o boku 0.2 mm)
- **Docelowa energia w pojedynczym zderzeniu p+p równa 14 TeV** (7+7) jest porównywalna do zderzenia dwóch lecących szybko komarów lub delikatnego klaśnięcia dłoni (uwaga: ale energia jest bardzo „skoncentrowana” – w miliardy razy mniejszym obszarze więc znacznie poważniejsze skutki zderzenia, por. uderzenia dłonią w dłoń a dłonią w szpilkę)
- **protony okrążają tunel (27 km obwodu) około 11 tysięcy razy na sekundę**
- **pobór energii w LHC (120 MW)** – jedynie kilka razy mniejszy od elektryczności zużywanej przez województwo mazowieckie

Uwaga: ww. dane dotyczą oryginalnego projektu LHC. W latach 2018–2027/29 planowany jest upgrade LHC (High-Luminosity LHC, HL-LHC) który znacząco zwiększy liczbę zderzeń (tzw. świetlność) w eksperymentach. Zwiększy to prawdopodobieństwo odkrycia rzadkich sygnałów nowej fizyki. Planowana maksymalna energia w zderzeniu p+p będzie 14 TeV

Ciekawostki techniczne z LHC (przed uruchomieniem)

- Największy detektor przy LHC to ATLAS (46 x 25 x 25 m) – zajałby połowę katedry Notre Dame. Przy tych rozmiarach niektóre składowe detektora muszą być ustawione z dokładnością do 50 μm

- ATLAS i CMS w ciągu sekundy zapisywałby danymi 100 płyt CD ⇒ potrzeba kilku poziomów trygera żeby wybrać interesujące nas zderzenia. Ostatecznie zostaje zapisanych około 100 zderzeń na sekundę

- Gdy Księżyc jest w pełni, w fazie przypływu grunt w pobliżu Genewy wznosi się o 25 cm a obwód LHC rośnie o 1 mm. W związku z tym energia wiązki (protony) zmienia się o 0.02%. Ten fakt został uwzględniony (!!) bo fizycy muszą znać energie wiązki z dokładnością do 0.002%

W listopadzie 2009, po około 20 latach przygotowań, ruszył LHC z wiązkami protonów. Do roku 2018 LHC zderzał m.in.:

- **p+p** przy energiach $\sqrt{s}$ = 0.9, 2.36 (mało), 2.76, 7, 8 TeV oraz 5.02 i 13 (2015 rok ↗) TeV
- **Pb+Pb** przy energii $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 oraz 5.02 (2015 rok ↗) TeV
- **p+Pb** przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.02 oraz 8.16 (2015 rok ↗) TeV
- **Xe+Xe** przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.44 TeV (testy w 2017 roku)

Planowane najwyższe energie były: 14 TeV dla p+p oraz 5.5 TeV dla Pb+Pb.
Po LS2 (Long Shutdown 2 – więcej niż 3 lata): od lata 2022 – **p+p** przy **$\sqrt{s}$ = 13.6 TeV**; testowe **Pb+Pb** (11.2022) przy **$\sqrt{s_{NN}}$ = 5.36 TeV**; 2023: **p+p, Pb+Pb** przy **$\sqrt{s}$ = 5.36 TeV**

W LHC są również programy „fixed target" (FT) np. LHCb: p(2.5 TeV)+Ne(FT) → $\sqrt{s_{NN}}$ = 68.5 GeV; Pb(2.5 TeV)+Ne(FT) → $\sqrt{s_{NN}}$ = 68.5 GeV

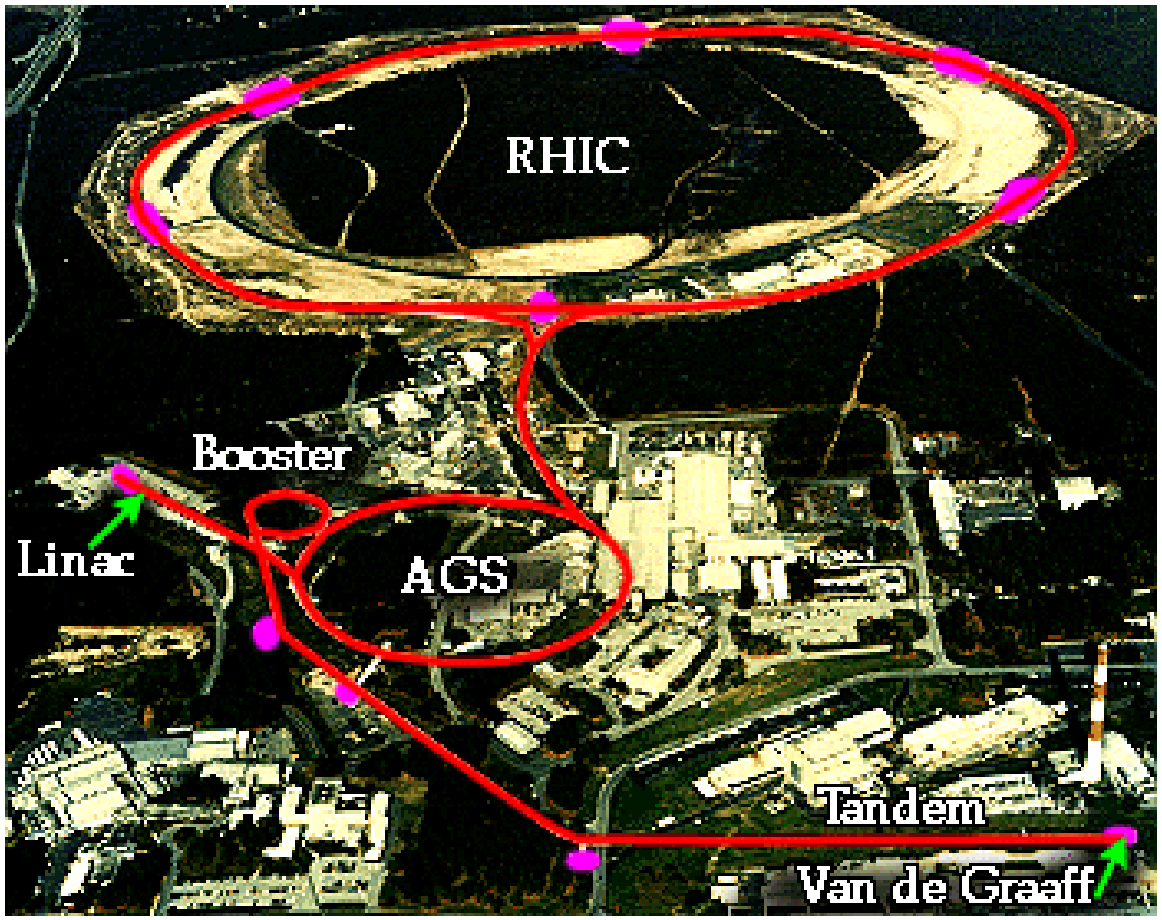
arXiv:1106.2443

Project	Original cost $\times 10^9$ dollars	Estimated cost in 2011 $\times 10^9$ dollars
Manhattan Project [23]		
Estimated cost at approval (1942): 3 years 1942-1944	0.148	
Total cost: 5 years 1942-1946	2.2	27
Apollo Program [24]		
Estimated cost (1966): 13 years	22.7	
Total cost: 14 years 1960-1973	19.4	120
Hubble Space Telescope (HST) [25]		
Initial estimated cost	0.5	
Construction cost	1.5	
Total estimated cost: 25 years 1990-2014	6.0	8
Superconducting Super Collider (SSC) [26]		
Estimated cost at approval (1987)	4.4	
Estimated cost at cancellation (1993)	11.8	18
International Space Station (ISS) [27]		
Initial estimated cost	17.4	
Estimated cost for development, assembly and operation (1998)	96	120
Human Genome Project (HGP) [28]		
Scientific program in genomics total cost: 14 years 1990-2003	3	4
International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) [29]		
Estimated construction cost (2010): 10 years 2008-2017	17.9	18
Large Hadron Collider (LHC)		
Materials for construction of accelerator and detectors	5.4	6

Table 1: Original cost estimates of some Big Science projects in billions of dollars and their equivalents in billions of 2011 dollars [22]. I used the following conversion factors: 1 euro = 1.4 dollars = 1.5 Swiss francs. I chose an average value of the Swiss franc at the time of construction of the LHC rather than today's exchange rate.

Laboratorium BNL (USA)

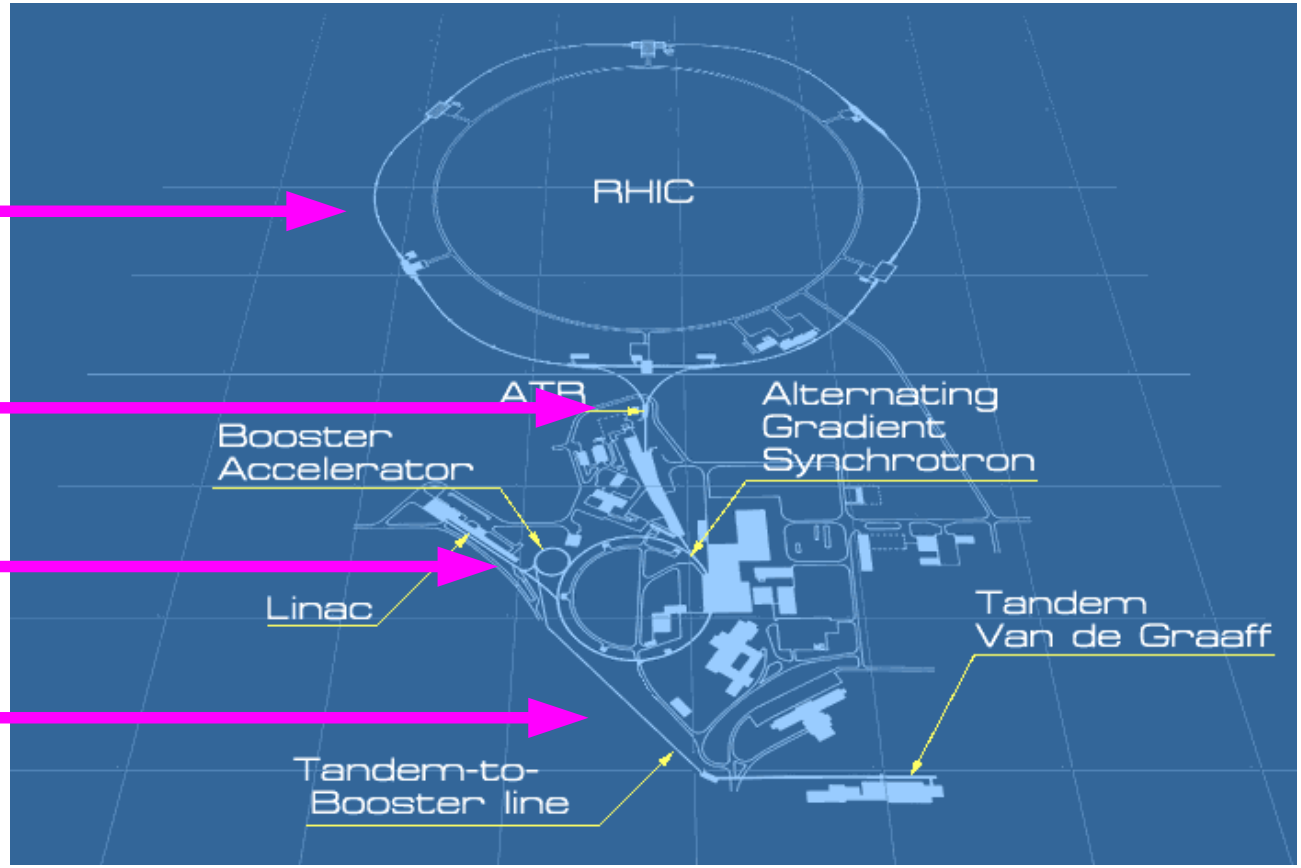
Schemat akceleratorów w BNL



Etapy przyspieszania cząstek:

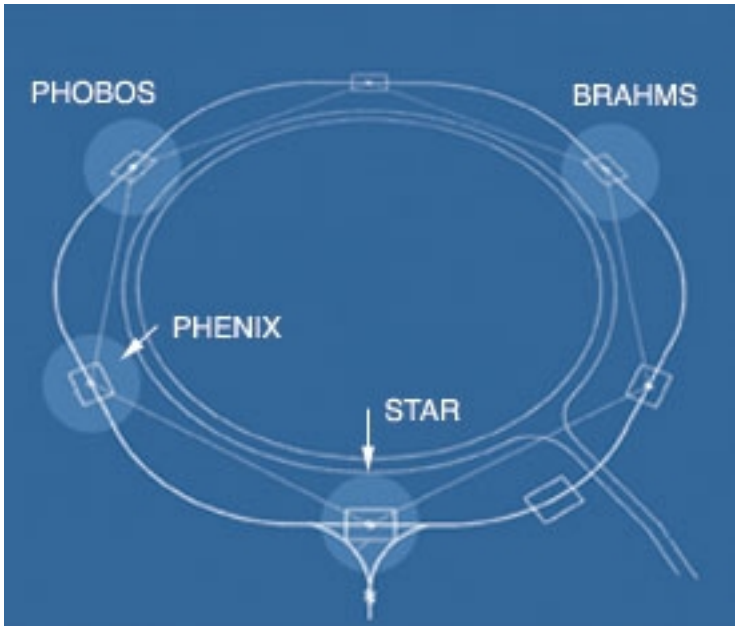
1a. Linac – 145 m (przyspiesza protony do 0.2 GeV)
1b. Generator Van de Graaffa – wytwarza ciężkie jony
2. Booster – 50 m średnicy
3. AGS – 250 m średnicy (przyspiesza ciężkie jony do energii całkowitej 11–15 GeV)
4. pierścień RHIC – 3.8 km obwodu

Obdzieranie Au z elektronów:
1) Tandem Van de Graaf
2) pomiędzy Booster Synchrotron a AGS
3) pomiędzy AGS a RHIC



Elementy RHIC zostaną niedługo wykorzystane do budowy nowego akceleratora EIC (Electron-Ion Collider)

Prędkości jakie kolejno uzyskują cząstki przed wejściem do głównego pierścienia RHIC (góra)

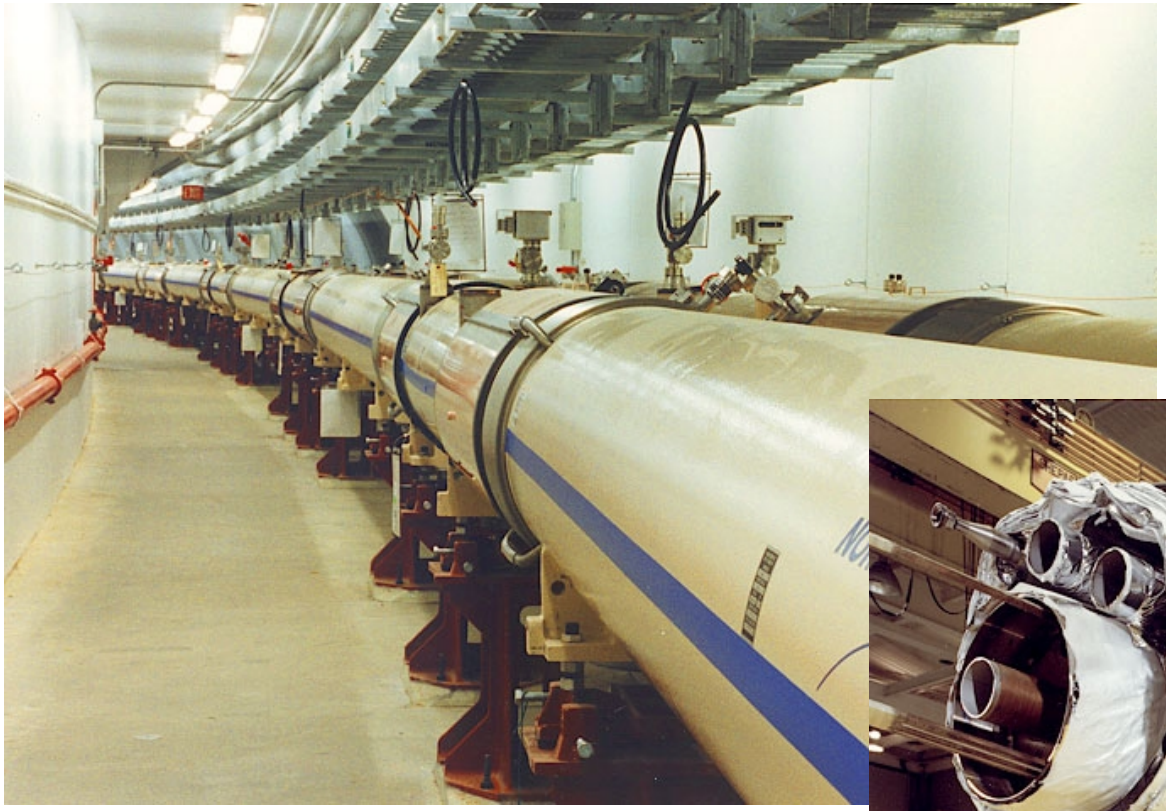


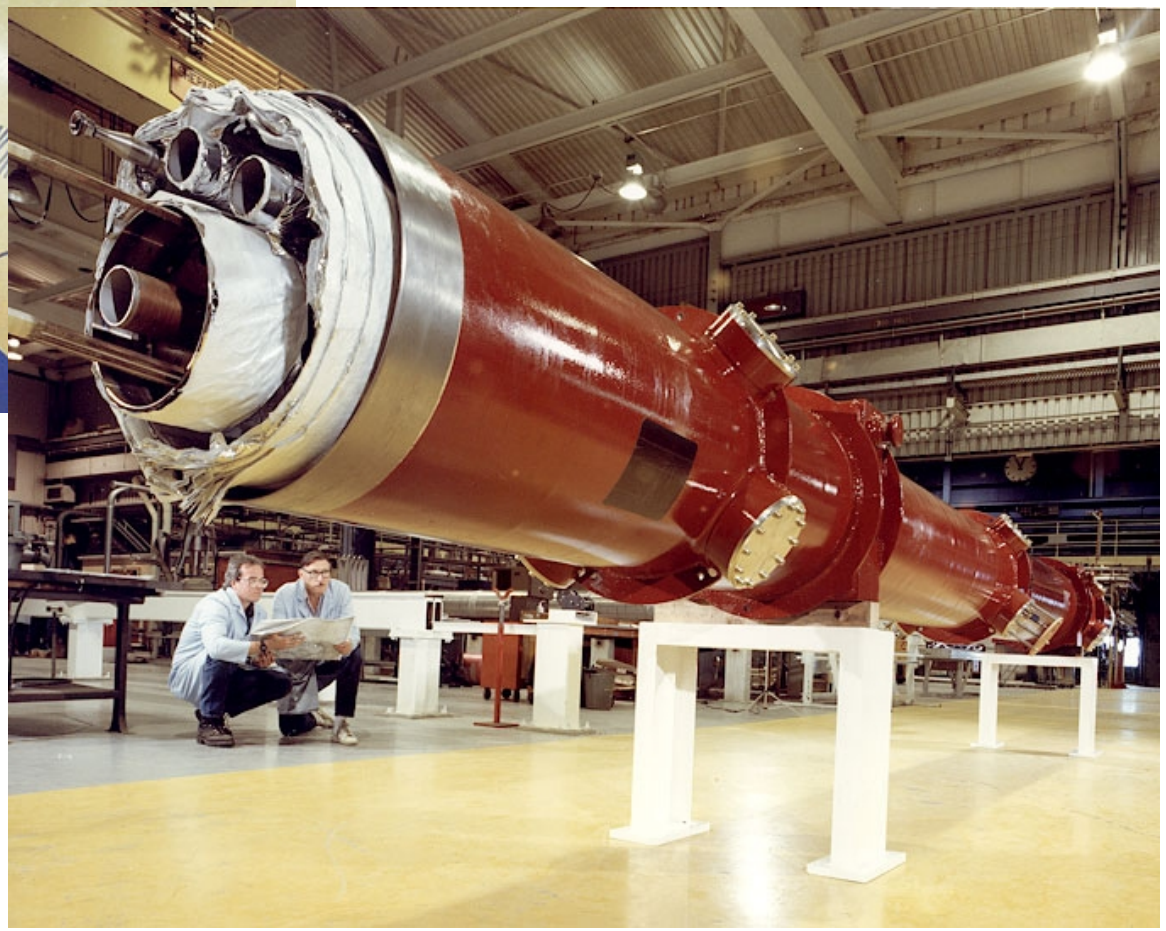
Rys. prawy – eksperymenty przy RHIC:

- BRAHMS, PHOBOS – zbieranie danych zakończone (nie brały udziału w Beam Energy Scan – BES)
- PHENIX działał do 2016 roku (BES); na jego miejscu został zbudowany sPHENIX (zob. dalej)
- STAR – nadal zbiera dane, uczestniczył w BES (zbieranie danych w BES-II zakończone w 2021)

Kontynuacja badań w RHIC – m.in. spolaryzowane wiązki protonów → zob. np. arXiv:2302.00605

Tunel akceleratora RHIC



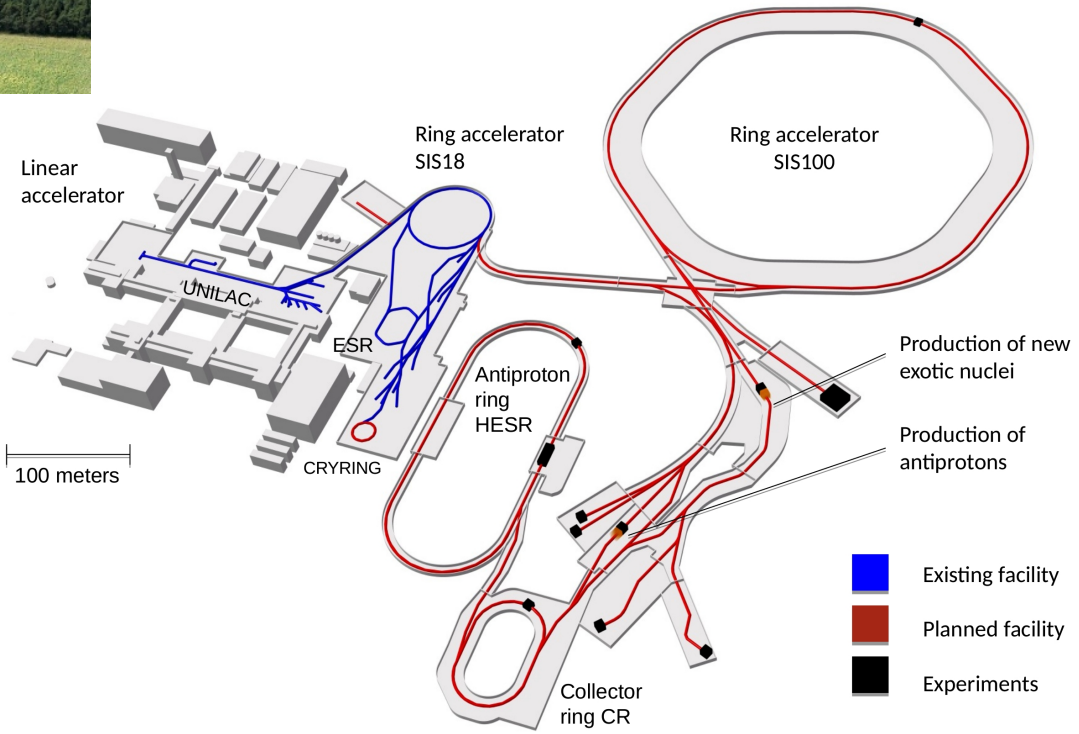


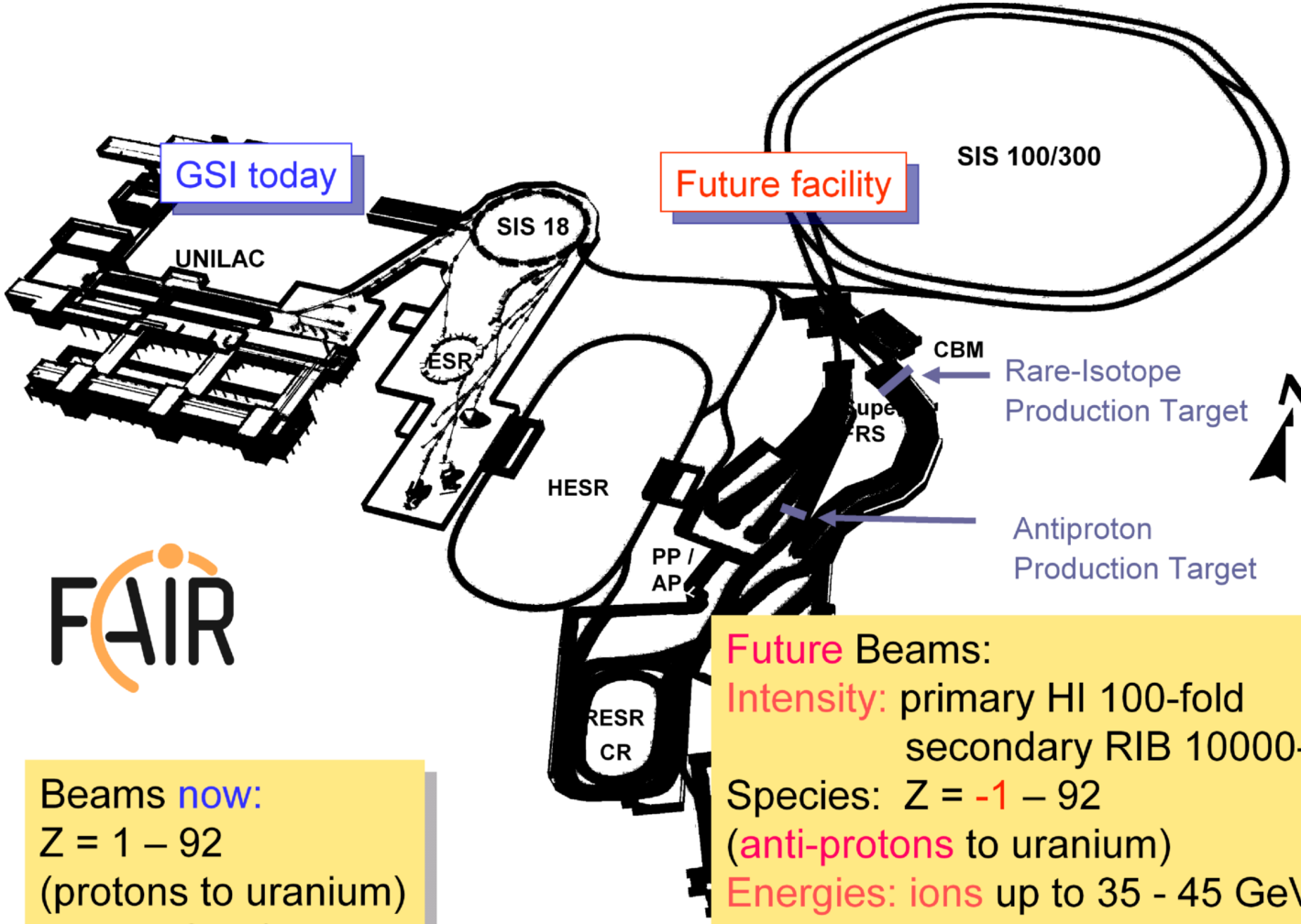
Laboratorium GSI (Darmstadt, Niemcy)
FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research)

Akcelerator dla antyprotonów i ciężkich jonów – budowa akceleratora SIS-100 rozpoczęta (w planach był również SIS-300); zbieranie danych w detektorze CBM od 2028/29 roku

Synchrotron ulokowany będzie na obszarze 20 hektarów w tunelu o głębokości dochodzącej do 17 m

Pierścienie akumulacyjne wyposażone będą w tzw. „chłodnice elektronowe” (*electron cooler*) zapewniające **wysoką jakość wiązek antyprotonów i jonów** – bardzo małe rozmycie energetyczne wiązki. Istniejące akceleratory GSI → injektor dla nowego synchrotronu





FAIR

Beams now:
Z = 1 – 92
(protons to uranium)
up to 2 GeV/nucleon
Some beam cooling

Future Beams:
Intensity: primary HI 100-fold
secondary RIB 10000-fold
Species: Z = -1 – 92
(anti-protons to uranium)
Energies: ions up to 35 - 45 GeV/u
antiprotons 0 -15 GeV/c
Precision: full beam cooling

CBM at SIS-100

$\sqrt{s_{NN}}$ = 2.7–4.9 GeV (arXiv:1607.01487)

$\sqrt{s_{NN}}$ = 2.9–4.9 GeV (arXiv:2209.05009)

CBM at SIS-100 (CPOD 2017)

Beam	$p_{lab,\,max}$	$\sqrt{s_{NN,\,max}}$
heavy ions (Au)	11A GeV	4.7 GeV
light ions (Z/A = 0.5)	14A GeV	5.3 GeV
protons	29 GeV	7.5 GeV

Laboratorium JINR (Dubna, Rosja)

Nuclotron based Ion Collider fAcility **oraz eksperyment MPD**

NICA complex

Booster
$2 \cdot 10^9$ ions/bunch
E/A = 608 MeV
Q=+32, electron cooling

The MultiPurpose Detector is proposed for study of hot and dense baryonic matter in collisions of heavy ions over mass range A=1-197 at a centre-of-mass energy $\sqrt{s_{NN}}$ = 4-11 GeV.

działający już eksp. BM@N
→ zob. arXiv:2312.17573

$\sqrt{s_{NN}}$ = 4–11 GeV

https://nica.jinr.ru

Początek budowy: 2013

Wiązki testowe od 2025 roku

Nuclotron
E/A = 2..5.5 GeV
Q=+79

Collider
Beams – p,d(↑)..$^{197}Au^{79+}$
Collision energy – $\sqrt{s}$ = 4-11 GeV
No bunches – 2x17
Luminosity: 10^{27} cm^{-2}s^{-1}(Au), 10^{32} (p↑)
Interaction points – 2 (MPD and SPD detectors)

Ion source+Linac
$2 \cdot 10^9$ ions/pulse
E/A = 6.2 MeV
Q = +32

zob. też
arXiv:2204.01056
arXiv:2202.08970
arXiv:2503.21117

Detekcja cząstek produkowanych w zderzeniach jest możliwa dzięki ich oddziaływaniom z materią i / lub z polem elektromagnetycznym

Oddziaływania z materią:

1. **Jonizacja** (**dE/dx**, zob. krzywe Bethe-Blocha) (dla naładowanych cząstek) – w ośrodku pojawiają się pary jonów; w jednym akcie jonizacji **straty energii w stosunku do energii cząstki są małe**

2. **Promieniowanie hamowania czyli straty radiacyjne** (dla naładowanych cząstek w pobliżu jąder) – **straty energii są duże** (proces mało oszczędny typu „wszystko albo nic"). Straty energii na emisję γ są odwrotnie proporcjonalne do m^4 $\Rightarrow$ **straty energii na promieniowanie hamowania są zauważalne głównie dla elektronów.**

elektrony (0.511 MeV), miony (105.7 MeV), piony (140 MeV), protony (938 MeV)

Piony, protony $\rightarrow$ straty energii przez jonizację ośrodka

Elektrony $\rightarrow$ jonizacja + promieniowanie hamowania

straty na prom. hamowania rosną liniowo z energią !

Dla wys. energii radiacyjne straty energii elektronów:

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

X_0 - długość radiacyjna

średnia energia wiązki elektronów E_0 po przejściu grubości x:

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

czyli X_0 - grubość warstwy ośrodka powodująca zmniejszenie śr. energii elektronów o czynnik e

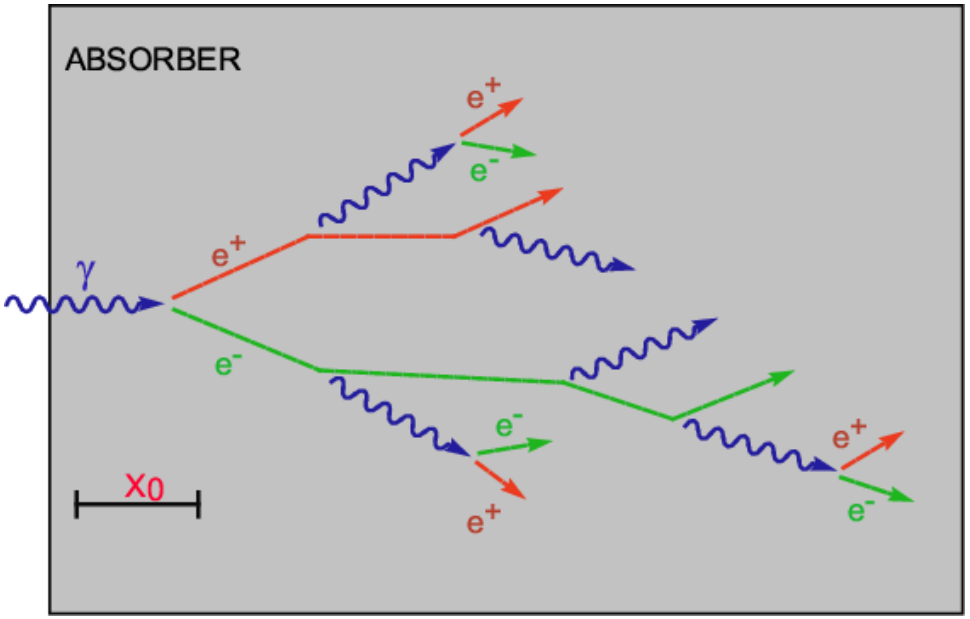
Długość radiacyjna cd.

Dla wysokoenergetycznych fotonów średnia droga przebyta w ośrodku przed konwersją na elektron-pozyton wynosi 7/9 X_0

Droga radiacyjna jest zwykle podawana w cm a czasami mnożona przez gęstość materiału i podawana w g/cm^2

substancja	X_0 [cm]	X_0 [g/cm^2]
powietrze	30420	36.7
woda	36.1	36.1
grafit	18.8	42.7
ciężki beton	10.7	26.7
aluminium	8.9	24.0
żelazo	1.76	13.8
ołów	0.56	6.37
uran	0.32	6.00

wielokrotne procesy promieniowania hamowania i produkcji par elektron-pozyton to tzw. **kaskada elektromagnetyczna**. Po pewnym czasie (straty energii) kaskada wygasa

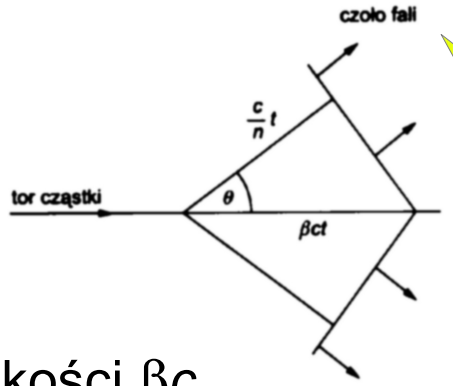


3. **Wzbudzanie atomów i cząsteczek (scyntylacja)** – polega na zjawisku luminescencji (emisja γ ultrafioletowego lub widzialnego) atomów pewnych ośrodków (np. jodek sodu aktywowany talem, siarczek cynku), wzbudzanych przez cząstki jonizujące. Luminescencję obserwuje się za pomocą fotopowielacza

4. **Przenoszenie elektronów do pasma przewodnictwa w półprzewodnikach**
$\rightarrow$ sygnały pochodzące od par elektron-dziura

5. **Promieniowanie Czerenkowa** – wysokoenergetyczna cząstka naładowana przy przechodzeniu przez dielektryk wzbudza atomy. **Część emitowanego przez nie światła tworzy spójne czoło fali.** Takie promieniowanie pojawia się gdy prędkość βc cząstki jest większa niż c/n (n – współczynnik załamania ośrodka)
Z zasady Huygensa: czoło fali ma kształt powierzchni stożka, którego osią jest tor cząstki

$$\cos\Theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \qquad \beta > \frac{1}{n}$$

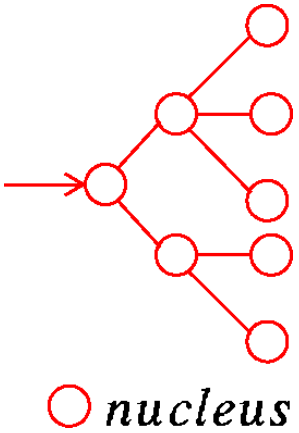


przypomina falę za płynącą po wodzie motorówką

Zalety:
Pomiary kąta stanowią bezpośredni pomiar prędkości βc
Progowe liczniki Czerenkowa – do rozróżnienia dwóch cząstek (np. w wiązce) o różnych masach ale tym samym pędzie (np. piony od kaonów). Można stosować gdy cięższa i wolniejsza cząstka ma energię tuż poniżej progu
Różniczkowe l. C. – identyf. cząstek przez pomiar kąta emisji promieniowania

6. **Silne procesy jądrowe** (dla naładowanych i neutralnych np. n) – czyli nieelastyczne oddziaływania z materią

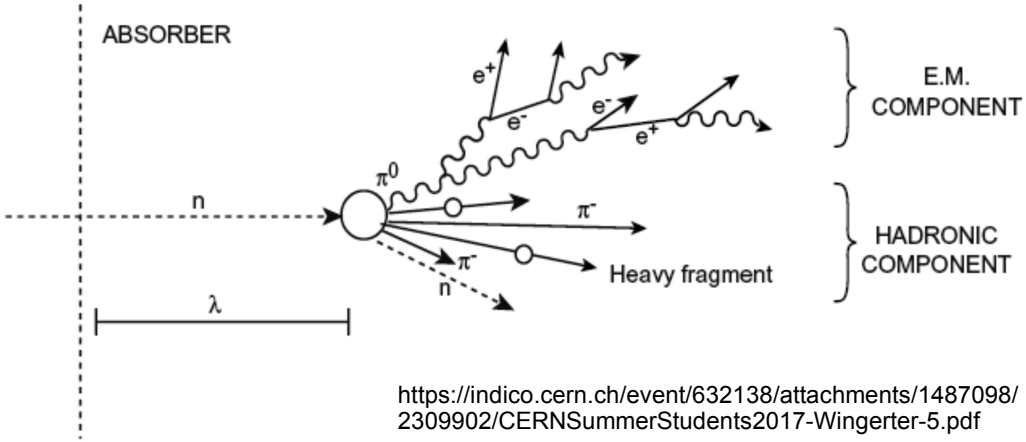
kaskada hadronowa: hadron oddziałuje nieelastycznie z jądrami ośrodka → wtórne hadrony → odział. nieelastyczne → kolejna generacja hadronów ... → na koniec już tylko jonizacja i wzbudzenia ośrodka przez cząstki naładowane. Kaskada hadronowa jest skomplikowana;
dodatkowo zawsze obecna jest składowa EM



kaskada elektromagnetyczna (elektrony, pozytony i fotony) rozwija się tylko przez produkcję par i prom. hamowania; jest znacznie mniej skomplikowana

skalę podłużnego rozwoju kaskady hadronowej określa **jądrowa długość absorpcji** λ_0 (jest dla tego samego materiału większa niż długość radiacyjna X_0) – średnia droga swobodna (na oddziaływanie hadronowe), $\sigma \sim 1/(\lambda_0 N)$, N – gęstość centrów oddziaływania

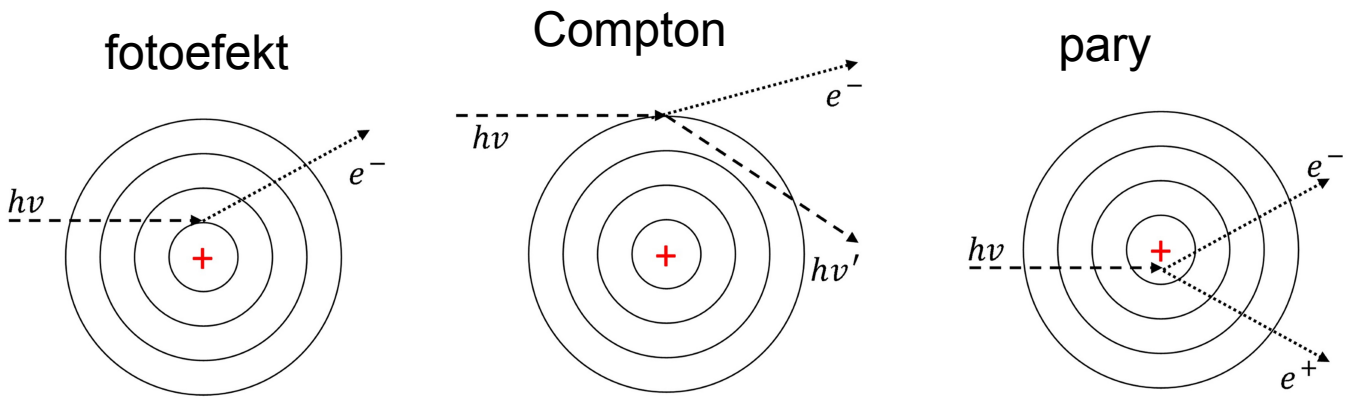
	X_0 [cm]	λ_0 [cm]
NaJ	2.6	41
szkło Pb	2.4	zal. od składu
Fe	1.8	17
Pb	0.56	17
U	0.32	10.5



https://indico.cern.ch/event/632138/attachments/1487098/2309902/CERNSummerStudents2017-Wingerter-5.pdf

7. Pochłanianie kwantów γ w materii

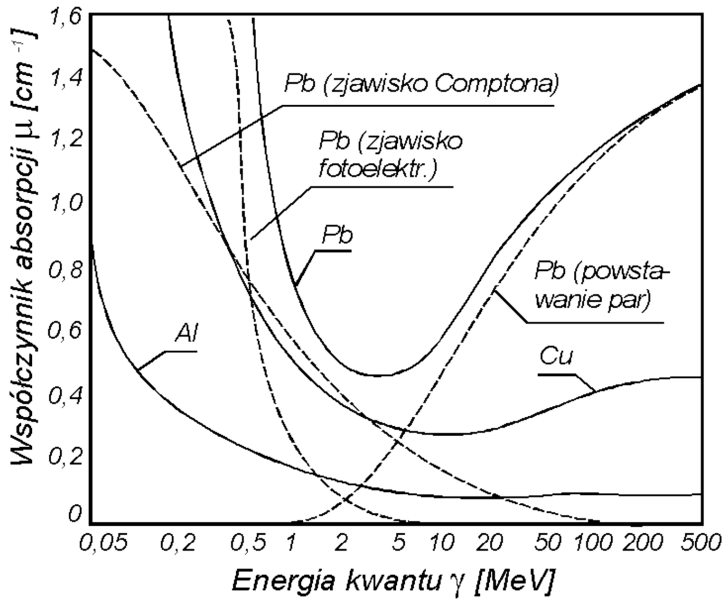
- Fotoefekt **γ + atom → atom⁺ + e⁻**
- Rozpraszanie komptonowskie **γ + atom → γ' + atom⁺ + e⁻**
- Produkcja par elektron-pozyton **γ + jądro → jądro' + e⁺e⁻**

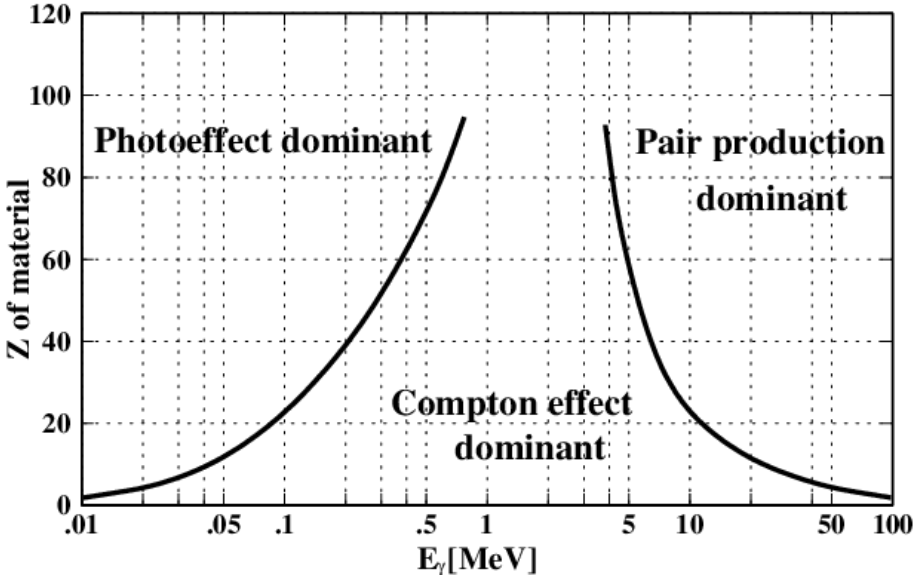


http://www.cityu.edu.hk/phy_portal/nru/pub_j329.pdf

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

$$\mu = \mu_{fot} + \mu_{Compt} + \mu_{pary}$$





https://www.researchgate.net/figure/Areas-where-the-photoeffect-Compton-effect-and-pair-production-gamma-ray-interaction_fig1_266453326

Typy detektorów pojedynczej cząstki naładowanej i ich budowa (oddzielny wykład)
Detektory rejestrują położenie, czas pojawienia się i rodzaj cząstki

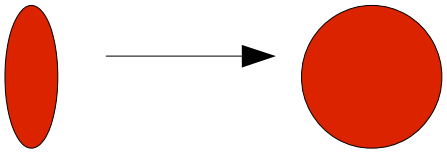
1. licznik proporcjonalny
2. wielodrutowa komora proporcjonalna
3. komora iskrowa i strumieniowa
4. komora dryfowa
5. komora projekcji czasowej (**T**ime **P**rojection **C**hamber)
6. licznik scyntylacyjny
7. detektor Czerenkowa (progowy i różniczkowy licznik Czerenkowa)
8. detektor półprzewodnikowy
9. komora pęcherzykowa

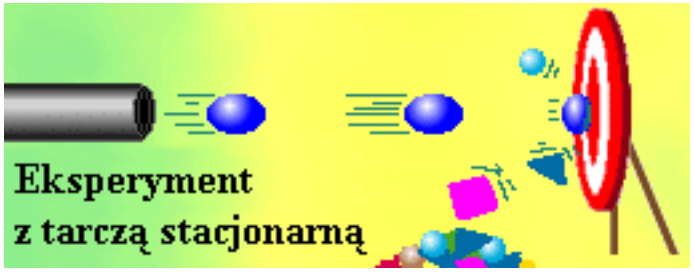
Dla wielu cząstek mamy również:
10. detektory kaskad i kalorymetry
    - kalorymetry elektromagnetyczne
    - kalorymetry hadronowe
    - kalorymetry jako trygery przypadku (kal. typu VETO/Z0 – energia spektatorów, kal. typu RING – energia poprzeczna)

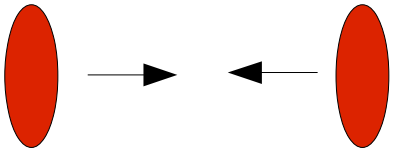
W fizyce wysokich energii i ciężkich jonów – **detektory hybrydowe** czyli ogromne układy detektorów mierzące i identyfikujące wszystko co się da (eksperymenty przy SPS, RHIC, LHC, NICA, SIS-100, etc.)

Typy dużych detektorów hybrydowych (eksperymentów):

1. Ze stacjonarną tarczą np. NA61/SHINE przy SPS w CERN (akcelerator kołowy), HADES przy SIS-18 w GSI (akcelerator kołowy)
2. Z wiązkami przeciwbieżnymi (kolajdery) np. STAR przy RHIC (akcelerator kołowy) w BNL, ALICE przy LHC (akcelerator kołowy) w CERN



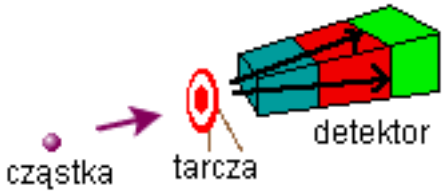




Rys. PA

Typy detektorów (detekcja w obszarach, gdzie spodziewany jest „deszcz” cząstek, powstałych w wyniku analizowanego zderzenia)

1. do eksperymentów ze stacjonarną tarczą (produkcja do przodu, np. stożek)



2. do eksperymentów z wiązkami przeciwbieżnymi (produkcja we wszystkich kierunkach, np. cylinder)

Zalety eksperymentów na stacjonarnej tarczy:

1. Pozwalają na uzyskanie znacznie większej świetlności (*luminosity*)
2. Nie trzeba zostawiać miejsca na rurę akceleratora w środku detektora $\Rightarrow$
3. detektory typu VETO do łapania spektatorów pocisku (centralność zderzenia)
4. Akceptancja cząstek zaczyna się od znacznie niższych p_T niż w kolajderach
5. Cząstki krótkożyciowe rozpadają się b. blisko wierzchołka – takie b. trudno bada się w zderzaczach bo blisko wierzchołka nie może być detektorów
6. Częstość zderzeń na grubej tarczy jest wyższa niż w zderzaczach (gdzie 2. tarcza = wiązka, niewielka gęstość)

Zalety eksperymentów z wiązkami przeciwbieżnymi:

1. wyższe energie w środku masy (produkcja cięższych cząstek) bo nie traci się energii na ruch środka masy $\Rightarrow$ cała energia dostępna dla „interesującej" nas fizyki
2. Dostępny obszar mid-rapidity (bo w stałej tarczy akceptancja głównie do przodu); dla kolajderów rapidity=0 jest w kierunku 90^0 od osi wiązki; przy mid-rapidity wysokie temperatury, prawie zerowe potencjały chemiczne (przy LHC) (wykład 9)

Cząstka o masie spoczynkowej m_A i całkowitej energii E_A
uderza w cząstkę tarczy o masie m_B i całkowitej energii E_B

$$m_A, m_B \ll E_A, E_B$$

Energia całkowita w układzie środka masy:

$$E^{*2} \simeq 4 E_A E_B \text{ - dla kolajdera, zderzenia centralne}$$

$$E^{*2} \simeq 2 E_A E_B (1+\cos\Theta) \text{ - dla kolajdera, wiązki przecinające się pod kątem}$$

$$E^{*} \simeq \sqrt{2 m_B E_A} \text{ - eksperyment ze stacjonarną tarczą}$$

wyprowadzenie – D. H. Perkins

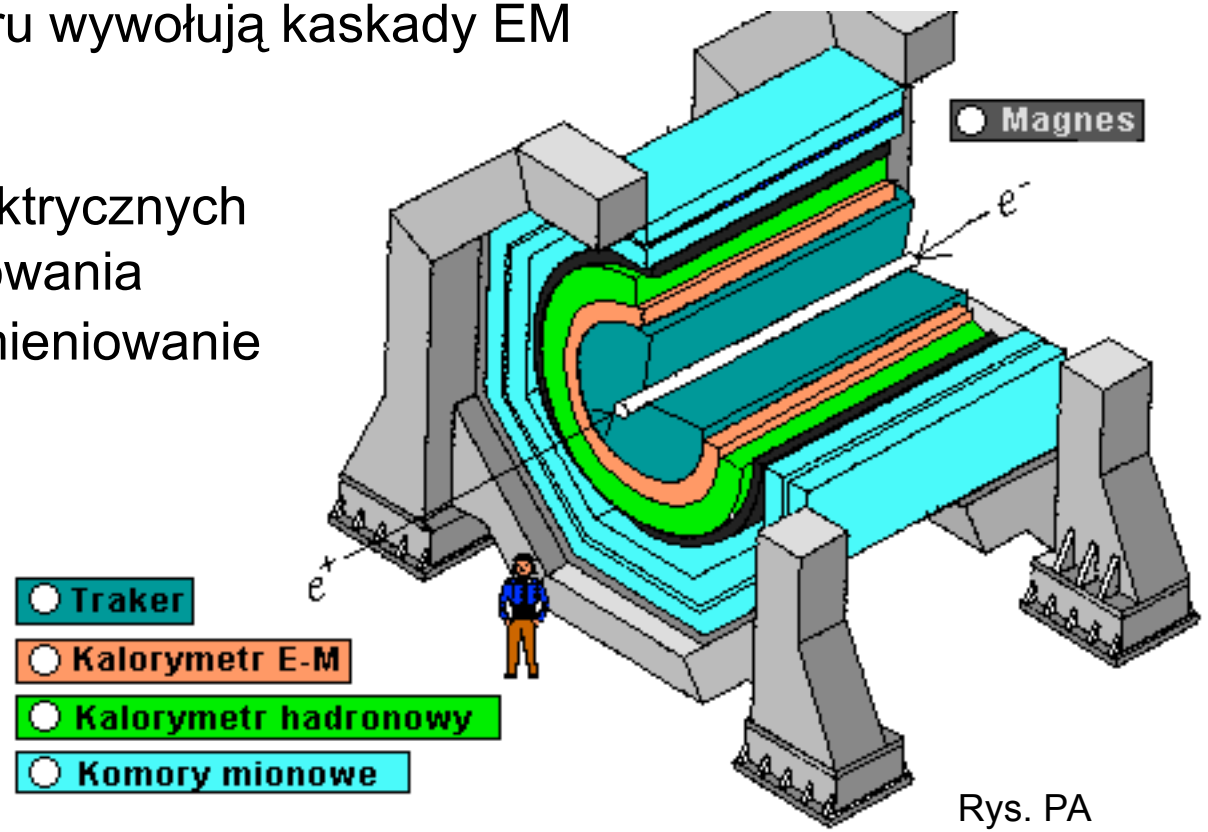
Podstawowe składniki dużych układów detektorów w fizyce wysokich energii i zderzeń ciężkich jonów (do mierzenia praktycznie wszystkiego a nie konkretnych i mocno specyficznych obserwabli – do tych drugich mogą być stosowane inne rozwiązania w zależności od typu pomiaru):

1. **Komora rejestrująca tory (detektor śladowy)** – np. komora dryfowa, TPC (*Time Projection Chamber*); wypełniona gazem w którym cząstki naładowane tracą energię na jonizację (dE/dx); całość w polu B do wyznaczenia dodatkowo ładunku i pędu)

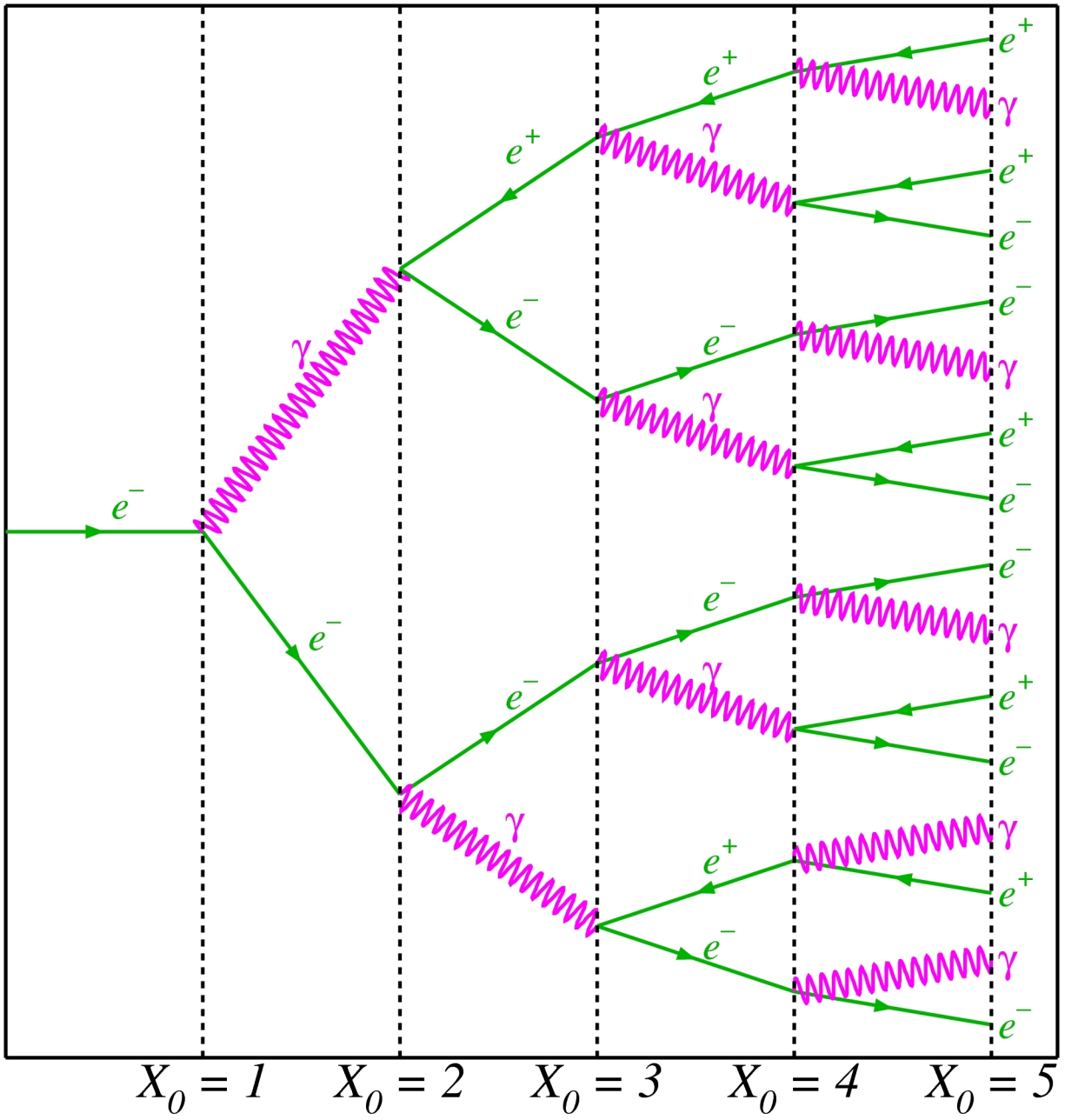
2. **Kalorymetr elektromagnetyczny** – **mierzy energię e^+ e^- i fotonów**; cząstki te w materiale kalorymetru wywołują kaskady EM

rozwój kaskady:
e^+ i e^- są odchylane w polach elektrycznych atomów $\rightarrow$ emisja fotonów hamowania $\rightarrow$ produkcja par e^+e^- $\rightarrow$ wypromieniowanie fotonów ...

liczba par e^+e^- proporcjonalna do energii cząstki wywołującej kaskadę



Rys. PA



Rozwój kaskady elektromagnetycznej

(*electromagnetic shower*)

w kalorymetrach (EM lub hadronowych) liczba cząstek na końcu ma związek z energią pierwotnej cząstki

kaskada hadronowa → hadron oddziałuje nieelastycznie z jądrem → wtórne hadrony → odział. nieelastyczne → kolejna generacja hadronów ...

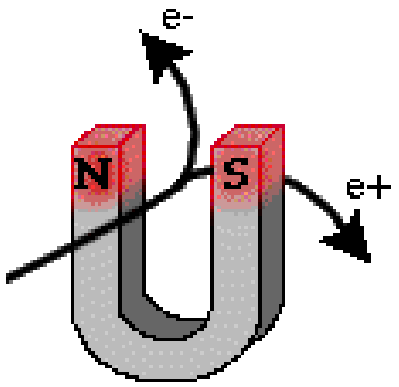
Rys. ZEUS

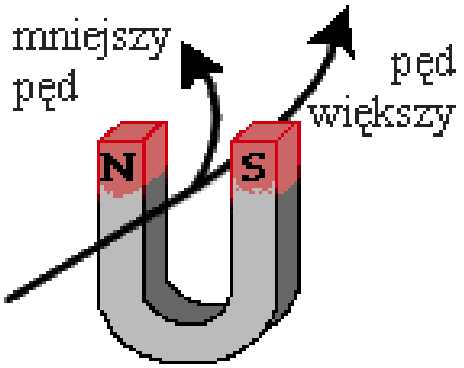
3. **Kalorymetr hadronowy** – mierzy całkowitą energię hadronów (**protony, neutrony, piony, etc**); oddziaływania silne z gęstym materiałem ośrodka (nieelastyczne) → produkcja cząstek wtórnych; pomiar energii naładowanych cząstek kaskady
Trzeba tak dobrać rozmiary kalorymetrów żeby kaskada (elektromagnetyczna lub hadronowa) nie wychodziła poza kalorymetr (tzw. wyciekanie kaskady)

Kalorymetry hadronowe umieszcza się ZA kalorymetrami elektromagnetycznymi i **są większe od EM** bo jądrowa długość absorpcji λ_0 jest dla tego samego materiału większa niż długość radiacyjna X_0

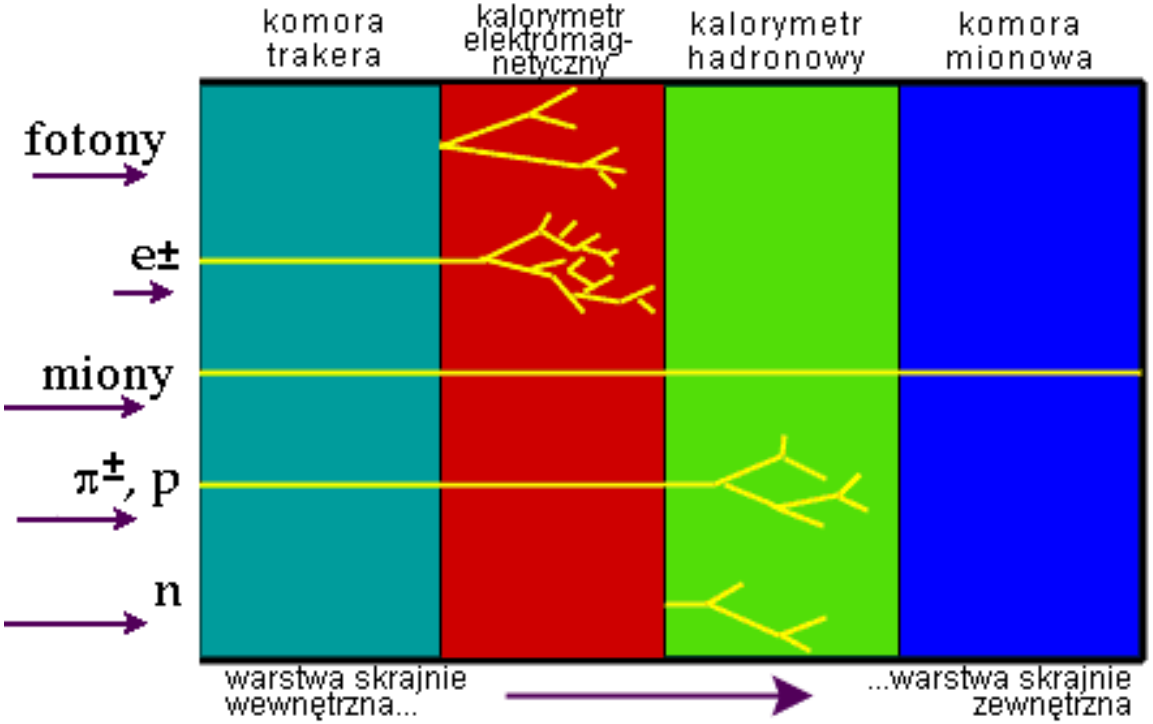
4. **Komory mionowe** – do tych komór dochodzą tylko miony i neutrina; miony zostawiają sygnał w komorach, neutrina uciekają (ich obecność – z brakującej energii)

5. **Magnesy** – zakrzywiają tor cząstek naładowanych, zgodnie z siłą Lorentza promień krzywizny – informacja o pędzie i ładunku





Rys. PA



Rys. gdzie poszczególne cząstki są rejestrowane; brak neutrin na rysunku (o nich wiemy tylko z brakującej energii)

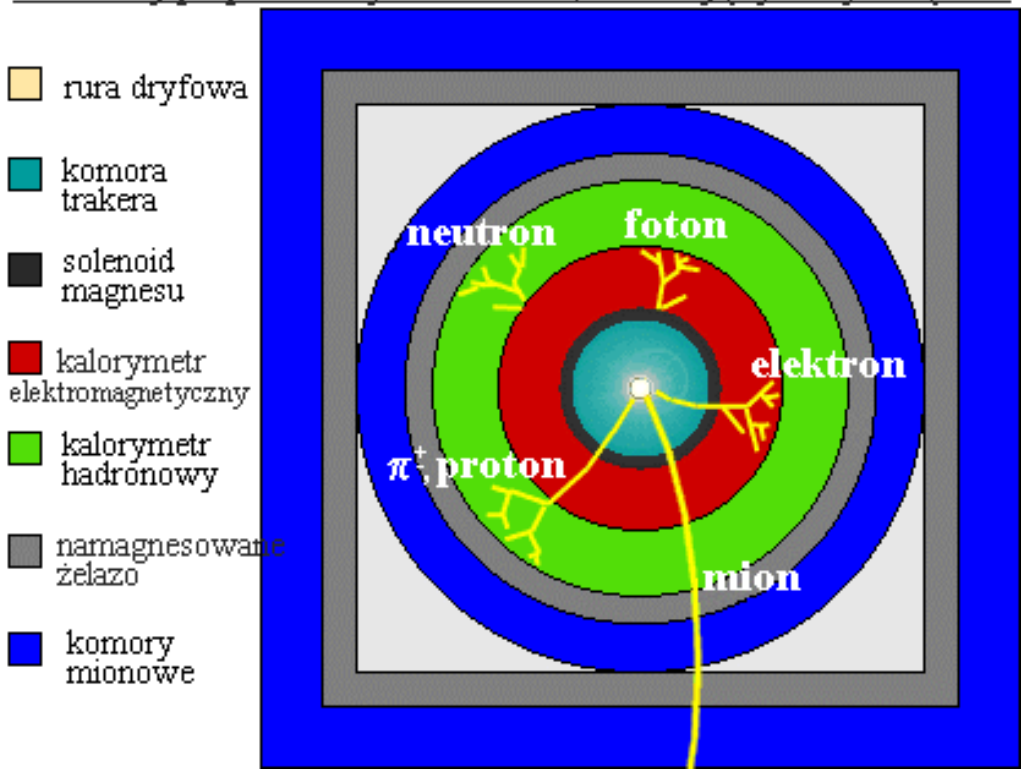
W detektorach śladowych – rejestracja tylko cząstek naładowanych!
Miony nie oddział. silnie (tylko EM i słabo) więc bez większych przeszkód opuszczają kal. hadronowy i mogą dolecieć do komór mionowych

W kaskadzie EM przeważająca część energii pierwotnej cz. pojawia się ostatecznie jako jonizacja. Typowa zdolność rozdzielcza to $\sigma(E)/E \sim 0.05/\sqrt{E(GeV)}$

(w LHC ATLAS $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E}$,
a w CMS $\sigma(E)/E = 2.7\%/\sqrt{E}$)

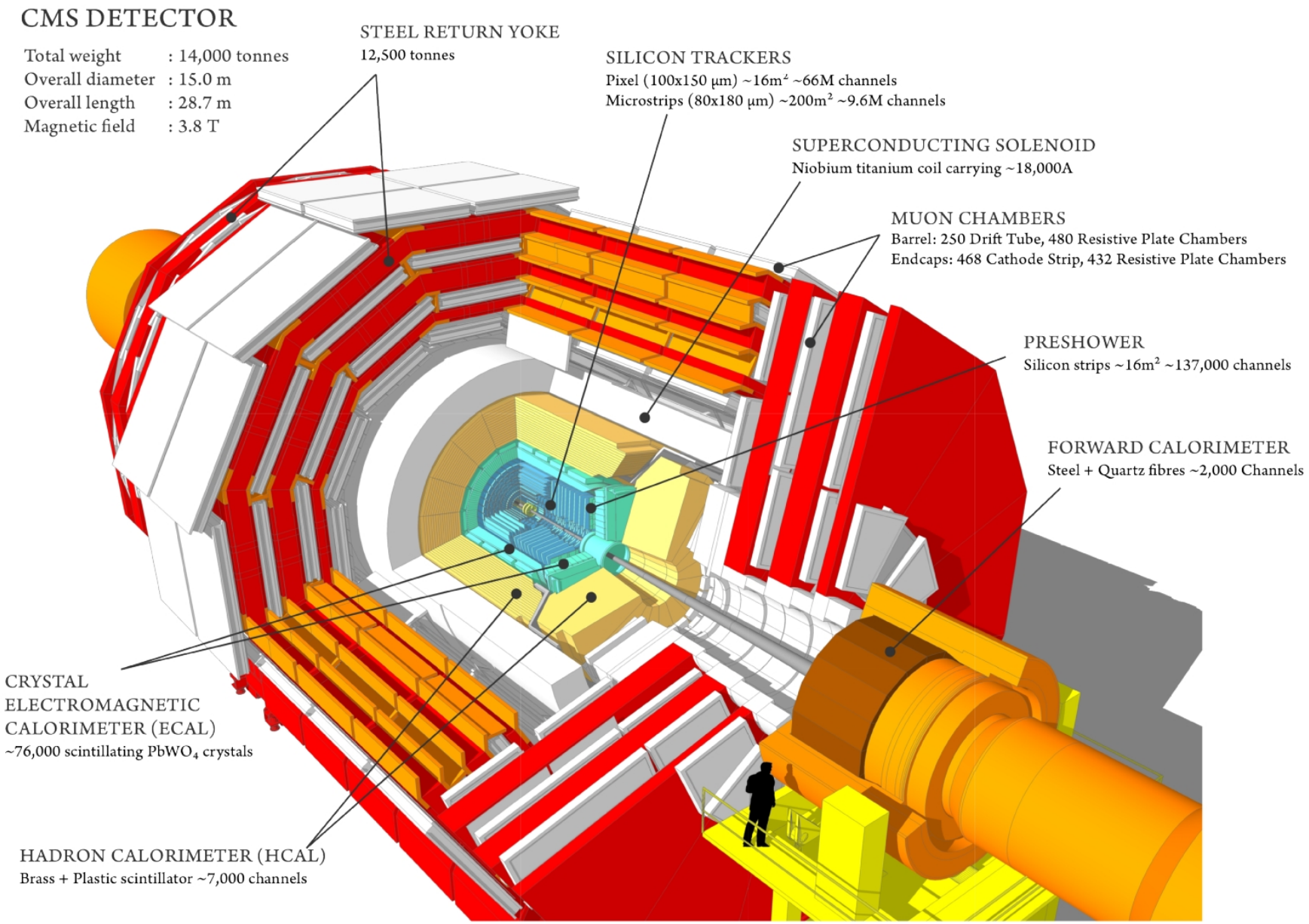
Kaskady hadronowe 30% energii hadronu padającego tracą na rozbicia i wzbudzenia jąder, parowanie neutronów i protonów.
$\sigma(E)/E \sim 0.5/\sqrt{E(GeV)}$

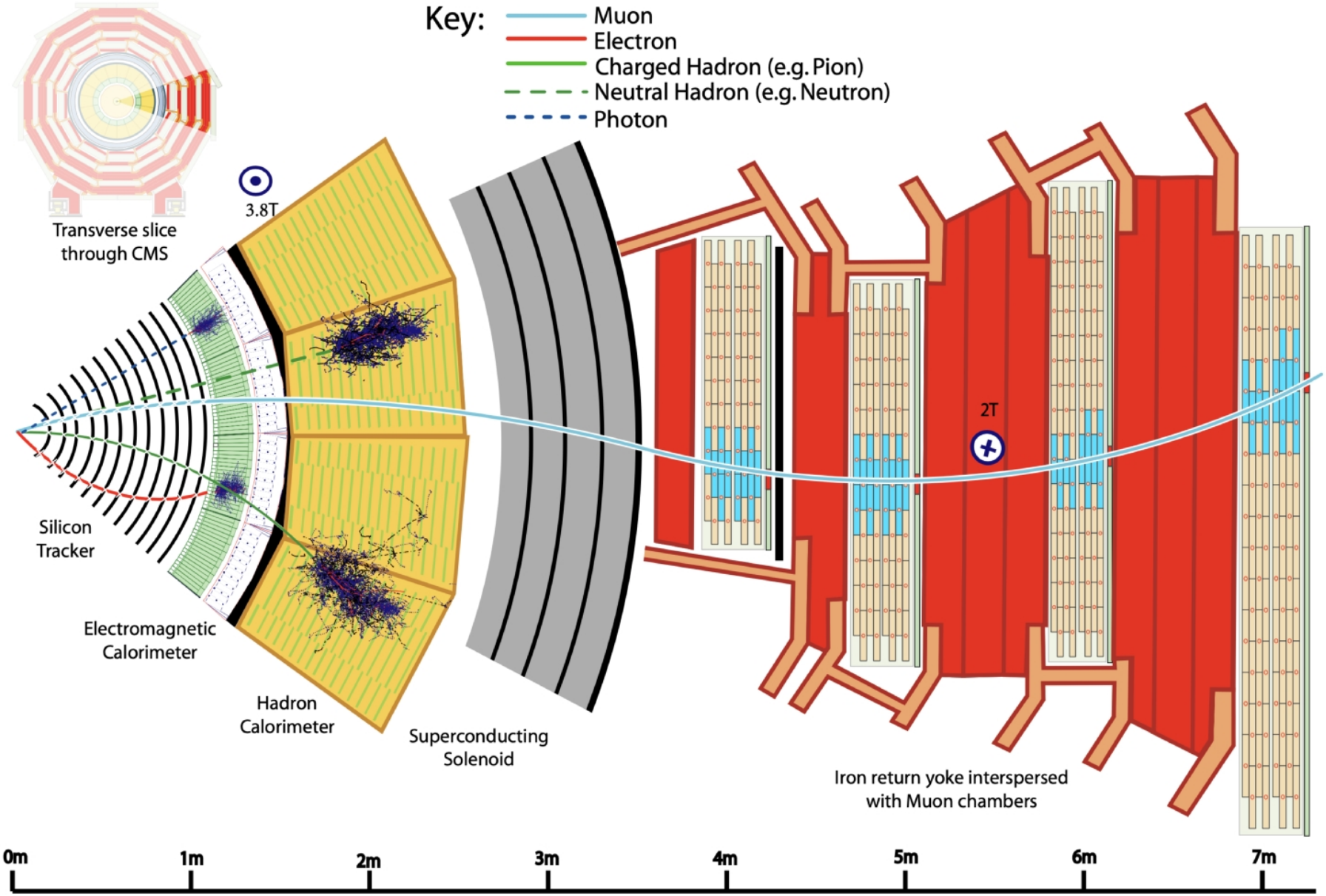
Przekrój poprzeczny detektora, ilustrujący tory cząstek



Rys. PA

Przykład rozmieszczenia detektorów – eksperyment CMS przy LHC w CERN

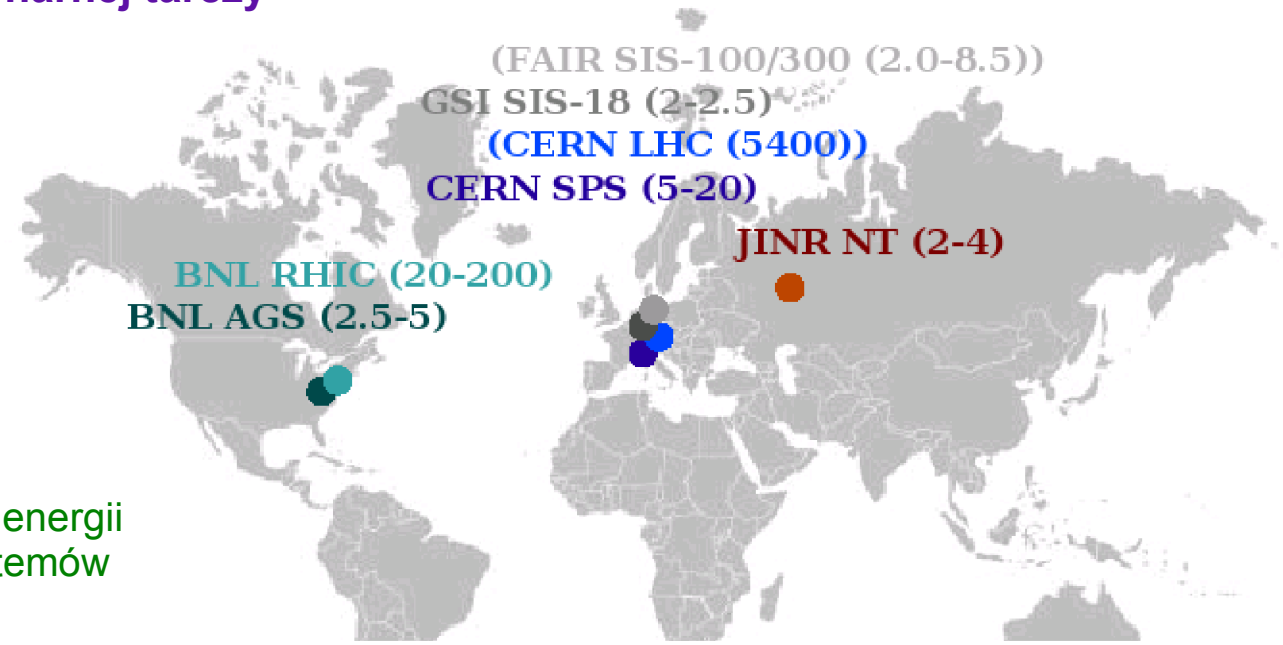



Key:
Muon
Electron
Charged Hadron (e.g. Pion)
Neutral Hadron (e.g. Neutron)
Photon
Transverse slice through CMS
3.8T
2T
Silicon Tracker
Electromagnetic Calorimeter
Hadron Calorimeter
Superconducting Solenoid
Iron return yoke interspersed with Muon chambers
0m
1m
2m
3m
4m
5m
6m
7m

przy AGS, SIS, SPS – eksp. na stacjonarnej tarczy
przy NICA, RHIC, LHC – kolajdery

Akceleratory ciężkich jonów na świecie

(lista nie jest pełna; SIS-100 i NICA – planowane; AGS/SPS – wcześniej tylko samodzielne, teraz również jako działka do RHIC/LHC)



Podane krotności dotyczą najwyższych energii danego akceleratora i najcięższych systemów

1. **A**lternating **G**radient **S**ynchrotron w BNL w Brookhaven
energia w CMS / NN: 2.7 – 4.8 GeV
2. **S**uper **P**roton **S**ynchrotron w CERN w Genewie
eksp. (stacj. tarcza) np. NA49 i NA61/SHINE, CERES: np. p+p, C+C, Si+Si, Pb+Pb, Pb+Au, Be+Be, Ar+Sc, Xe+La
energia w CMS / NN: 6.3 (a w NA61 od 5.1) – 17.3 GeV; około 1500 produk. cząstek naład.
3. **R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider w BNL w Brookhaven
eksp. (kolajdery) np. STAR, PHENIX: np. Au+Au, Cu+Cu, p+p, d+Au, p+Au, U+U, Zr+Zr
energia w CMS / NN: 7.7 (3 w modzie „fixed target") – 200 GeV; około 4000 cz. naład.
4. **L**arge **H**adron **C**ollider w CERN w Genewie
eksp. (kolajdery) np. ALICE, CMS, ATLAS: Pb+Pb, p+Pb, p+p (dla p+p dotychczas 13.6 TeV)
en. Pb+Pb w CMS / NN: plan. 5.5 TeV (na razie 2.76, 5.02, 5.36 TeV); pow. 22000 cz. naład.
5. **SIS-100** przy FAIR w GSI w Darmstadt
planowany eksp. np. CBM, energia w CMS / NN dla SIS-100: 2.7 – 4.9 GeV
6. **NICA** w JINR w Dubnej, eksp. MPD, energia w CMS / NN: 4 – 11 GeV

Duże eksperymenty (układy detektorów) w których uczestniczy WF PW

oprócz nich jesteśmy w planowanym CBM przy FAIR SIS-100, do 2022 roku byliśmy w planowanym MPD przy NICA, jesteśmy też w AEgIS → pomiar przyspieszenia ziemskiego na antywodorze

Eksperyment **HADES**; laboratorium GSI, Niemcy, Darmstadt; przy akceleratorze **SIS-18, stacjonarna tarcza.** Działa od 2003 (planowana kontynuacja przy FAIR SIS-100). Zderzenia m.in. p+p, p(π)+A, A+A; energia w śr. masy na parę nukleonów: 2.3 – 2.4 GeV (Au+Au) oraz 2.3 – 3.5 GeV (p+p). Około 17 naładowanych pionów w zderzeniu (2.4 GeV, Au+Au) Planowane energie (śr. masy) w ramach SIS-100 – do około 4.5 GeV

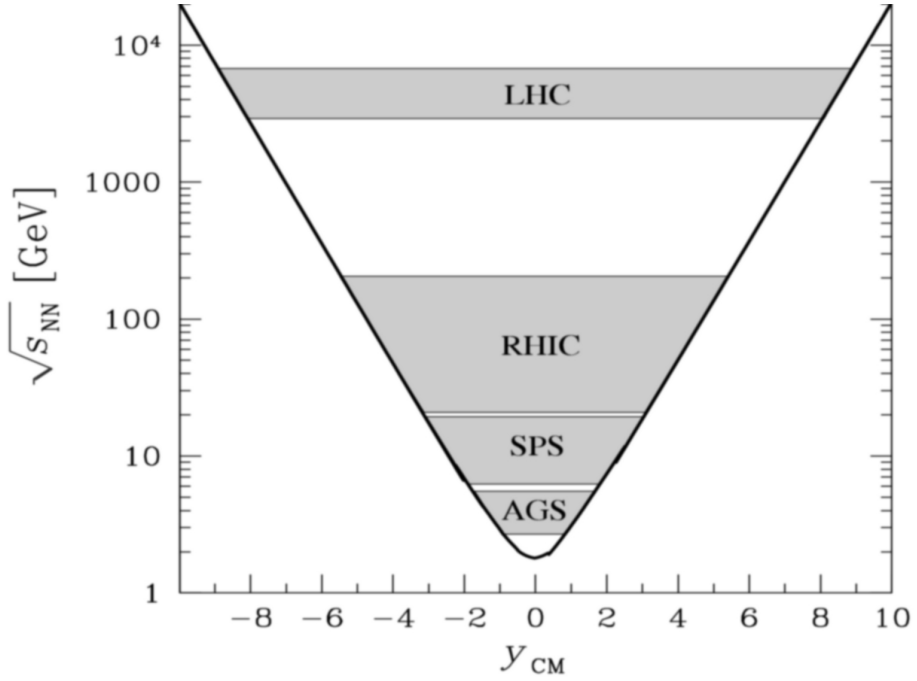
Eksperyment **STAR**; laboratorium BNL USA, stan Nowy Jork; przy akceleratorze **RHIC, wiązki przeciwbieżne.** Działa od 2001 roku. Zderzenia m.in. Au+Au, Cu+Cu, p+p, U+U; dostępna en. w środku masy: 7.7 (3 w modzie „fixed target") – 200 GeV na parę nukleonów; rzędu 4000 produkowanych naład. cząstek (najw. energia RHIC, Au+Au)

Eksperyment **NA49 (i jego następca NA61/SHINE)**; laboratorium CERN Szwajcaria, Genewa; przy akceleratorze **SPS, stacjonarna tarcza.** Działał 1994–2002 (NA49) i od 2007 (NA61/SHINE). Zderzenia m.in. Pb+Pb, C+C, Si+Si, p+p (NA49), p+p, p(h)+C, p+Pb, Be+Be, Ar+Sc, Xe+La, Pb+Pb (NA61/SHINE); energia w śr. masy (nie dla wszystkich systemów wszystkie energie): 6.3 (w NA61 5.1) – 17.3 GeV na parę nukleonów; rzędu 1500 produk. naład. cząstek (najwyższa energia SPS, Pb+Pb)

Eksperyment **ALICE**; laboratorium CERN Szwajcaria, Genewa; przy akceleratorze **LHC, wiązki przeciwbieżne.** Działa od 2009 roku (p+p) i 2010 (Pb+Pb); planowana maks. energia dla Pb+Pb w śr. masy była 5.5 TeV na parę nukleonów (dla p+p będzie 14 TeV); obecnie mamy 5.36 TeV dla Pb+Pb i 13.6 TeV dla p+p; krotności nawet powyżej 22 000 produk. naład. cząstek w Pb+Pb (dla najbardziej centralnych Pb+Pb przy 5.02 TeV to rzędu 22 000 cząstek naładowanych → ALICE, arXiv:1612.08966)

	AGS	AGS	SPS	SPS	SPS	RHIC	RHIC	LHC
Start year	1986	1992	1986	1994	1999+	2000	2001+	2009
A_{max}	^{28}Si	^{197}Au	^{32}S	^{208}Pb	^{208}Pb	^{197}Au	^{197}Au	^{208}Pb
E_P^{max}[A GeV]	14.6	11	200	158	30–80	0.91×10^4	2.1×10^4	1.9×10^7
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	5.4	4.7	19.2	17.2	7.5–12	130	200	6000
$\sqrt{s_{AA}}$ [GeV]	151	934	614	3.6×10^3	$1.5\text{–}2.5 \times 10^3$	2.6×10^4	4×10^4	1.2×10^6
$\Delta y/2$	1.72	1.58	2.96	2.91	2.08–2.57	4.94	5.37	8.77

Uwaga: tabelki są dość stare; chodzi jedynie o oszacowanie zakresów rapidity dla różnych energii zderzenia



Energie (pocisku na nukleon, w środku masy na dwa jądra i w środku masy na parę nukleonów oraz **zakres rapidity – pow. dla masy nukleonu**) w różnych akceleratorach

Wprowadza się energię na parę nukleonów lub na nukleon (to drugie jeśli mowa o energii wiązki) **zamiast całkowitej bo zwykle nie całe jądra oddziałują a jedynie tzw. partycypanci**

→ posługiwanie się np. $\sqrt{s_{NN}}$ ma większy sens

Laboratory	Energy (A.GeV)	Δy
LBL-Bevelac	2.0 Fixed target	1.81
Dubna	4.1 Fixed target	2.36
BNL-AGS	11.7 (Au) Fixed target	3.4
CERN-SPS	158 (Pb) Fixed target	6.0
BNL-RHIC	200 (Au+Au) Collider	11.7
CERN-LHC	5500 (Pb+Pb) Collider	18.0

energia w środku masy na parę nukleonów

$$\sqrt{s_{NN}} = \frac{2}{A_p + A_t} \sqrt{\left(E_p + E_t\right)^2 - \left(\vec{p}_p + \vec{p}_t\right)^2}$$

podobnie do: $m = \sqrt{E^2 - \vec{p}^{\,2}}$

Przykład dla SPS (centralne Pb+Pb, $A_p = A_t = 208$):
Pęd wiązki Pb (na nukleon) = 158 GeV/c (ozn. 158A GeV/c)
Pęd tarczy Pb (na nukleon) = 0 GeV/c (ozn. 0A GeV/c)
Pęd całkowity wiązki (tu ozn. p_p)= 208 x 158 GeV/c
Pęd całkowity tarczy (tu ozn. p_t) = 208 x 0 GeV/c
Energia (całk.) wiązki (tu ozn. E_p) = 208 x $\sqrt{(158^2 + 0.939^2)}$
Energia (całk.) tarczy (tu ozn. E_t) = 208 x $\sqrt{(0^2 + 0.939^2)}$
$\sqrt{s_{NN}}$ = 17.277 GeV

Wygodny wzór na obliczenie rapidity wiązki w układzie LAB:

$$y_{lab}^{beam} = arccosh\left(\frac{E_{lab}}{A\, m_N}\right)$$

Obserwacja: jeśli podany jest pęd wiązki od razu na nukleon (A GeV/c) to można skrócić te wszystkie liczby masowe (razem z 2 w liczniku) i liczyć $\sqrt{s_{NN}}$ tak jakby to było zderzenie nukleon+nukleon

dla SPS i dla $E_{lab} = 158\, A$ GeV $y_{lab}^{beam} \approx 5.8$

dla SPS i dla $E_{lab} = 40\, A$ GeV $y_{lab}^{beam} \approx 4.4$

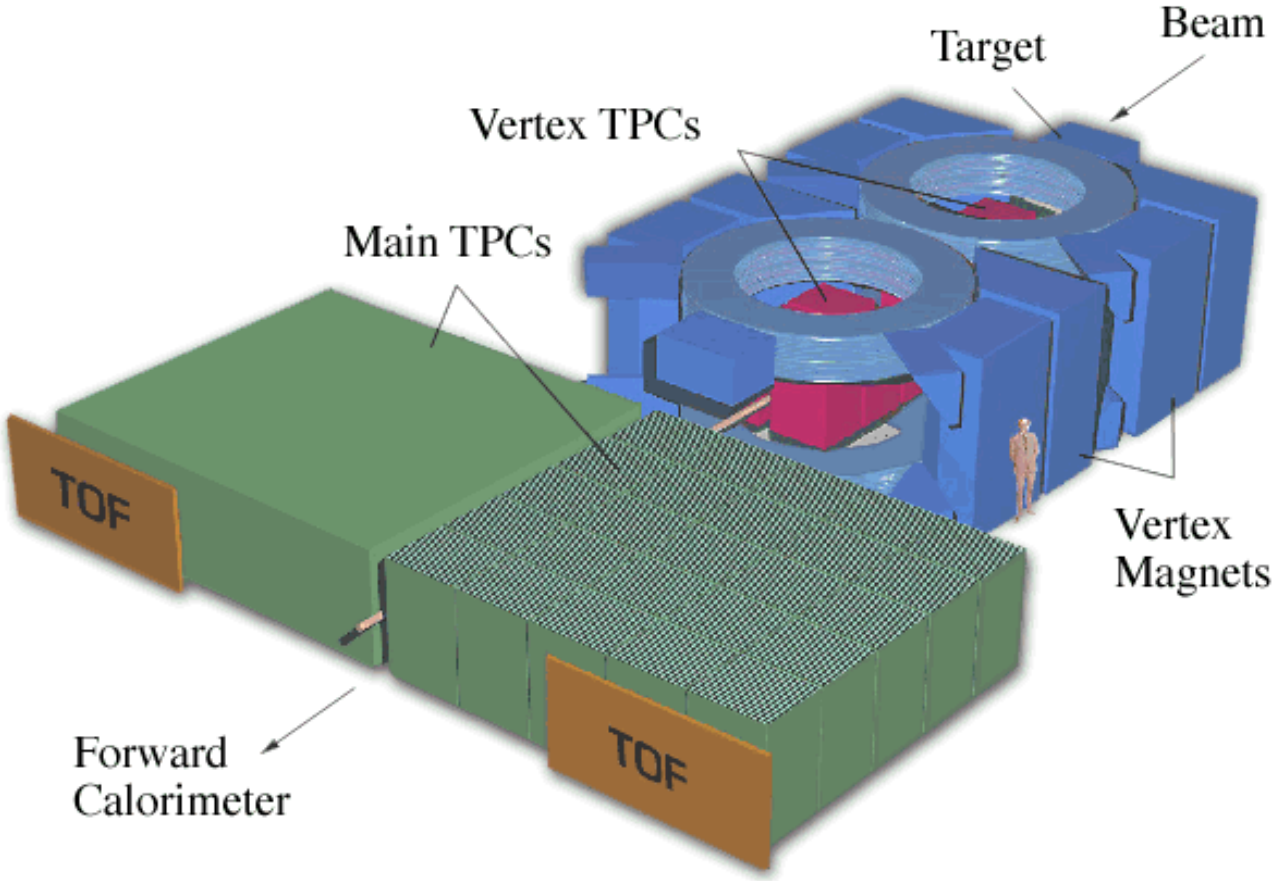
dla RHIC i dla maks. energii 200 GeV $y_{lab}^{beam} = 2 \cdot arccosh\left(100\, GeV / m_N\right) = 2 \cdot 5.36 = 10.7$

uwaga: RHIC to collider i 10.7 odnosi się do pomiarów w hipotetycznych układzie współrzędnych związanych z jednym jądrem

Zakres rozkładu rapidity jest zdeterminowany przez rapidity wiązki

Eksperyment NA49 przy akceleratorze SPS w CERN (Szwajcaria)

(zbieranie danych zakończone w 2002 roku)



Jony przyspieszane do prędkości bliskiej c!
max. 1500 nowych cząstek naładowanych

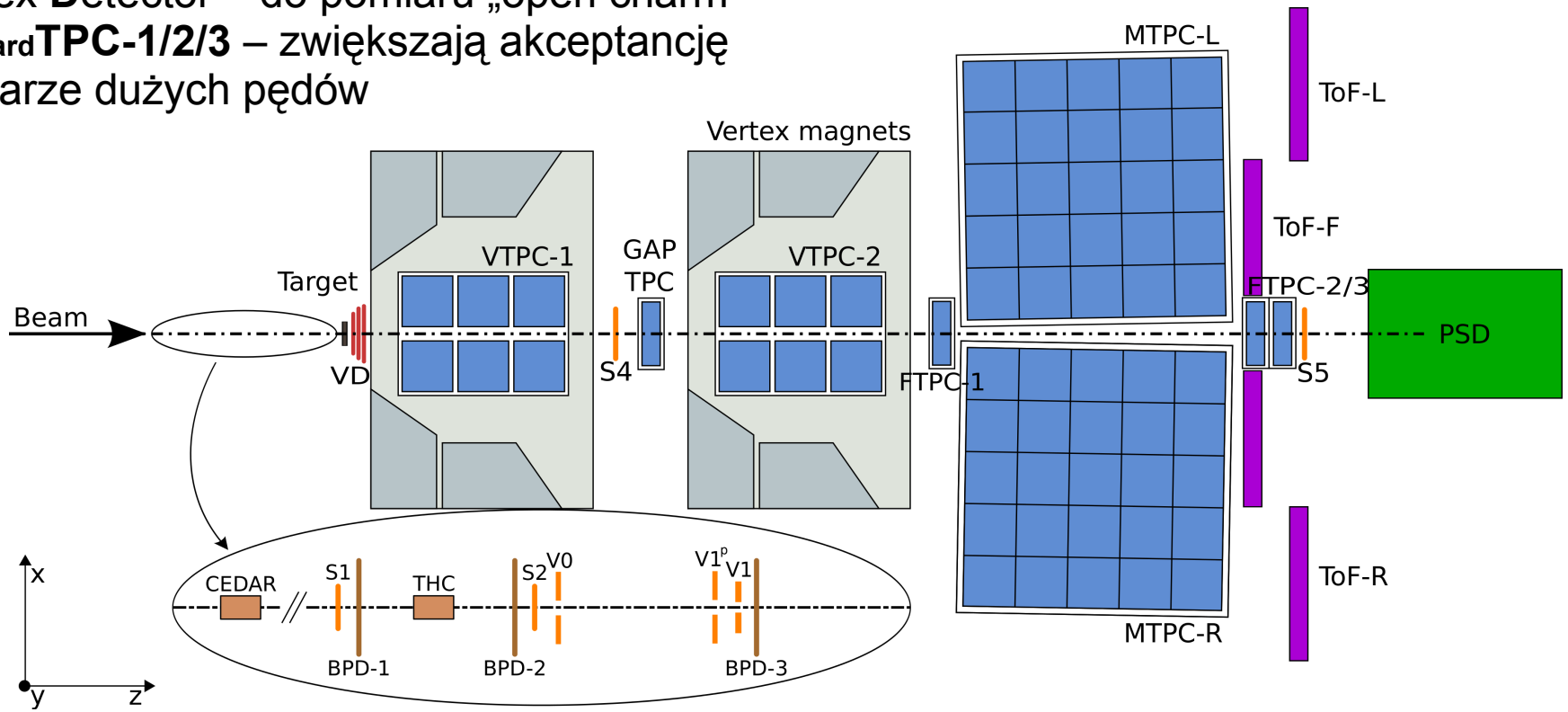
VTPC(1/2) w polu B (max. 1.5T) oraz MTPC(R/L) → do pomiaru pędu i dE/dx; komory wypełnione gazem

Identyfikacja: dE/dx+pęd lub czas przelotu (TOF)+pęd

VCAL → kalorymetr „Veto” do pomiaru centralności

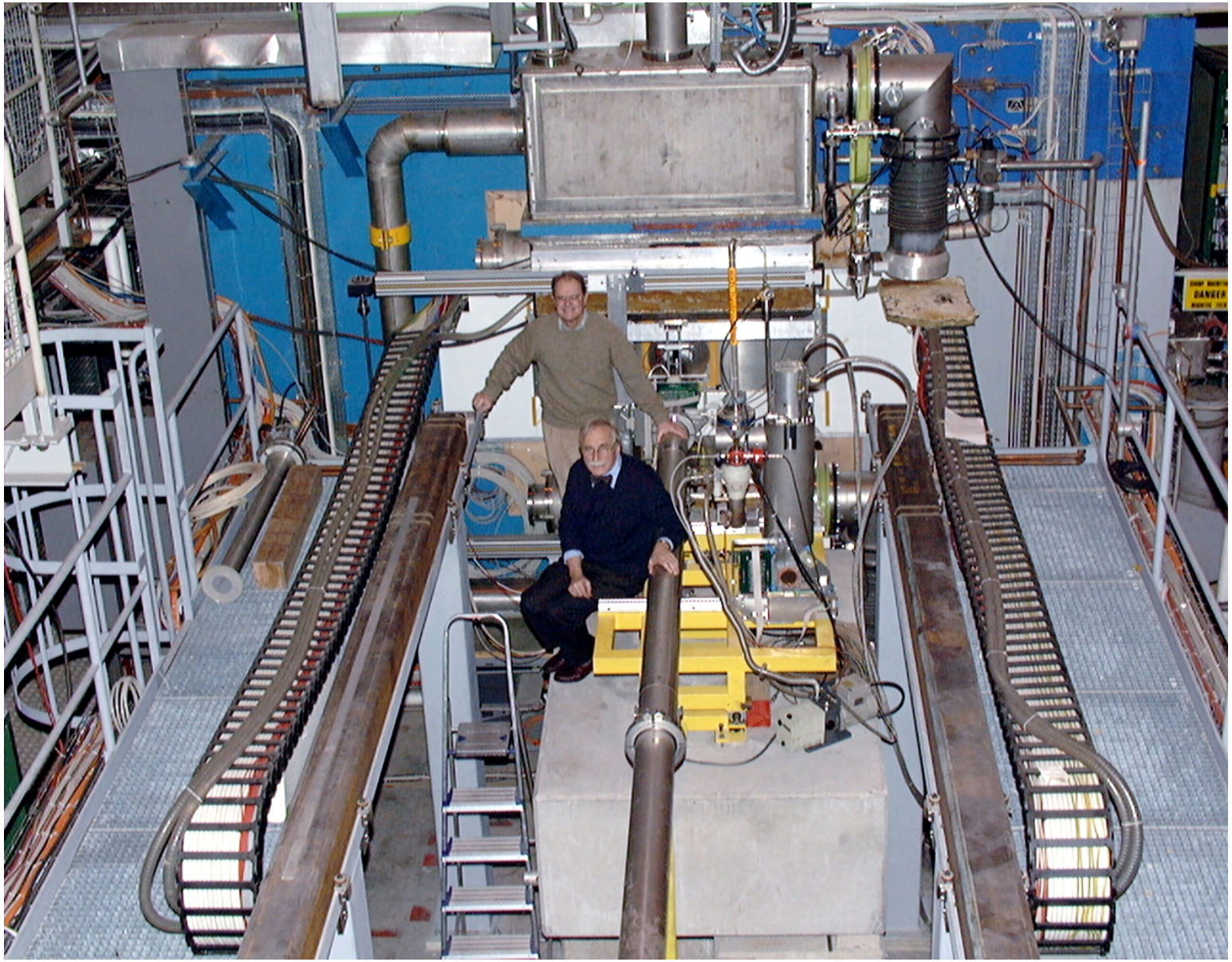
Eksperyment NA61/SHINE
przy akceleratorze SPS w CERN (Szwajcaria)

1. VCAL zastąpiony przez **P**rojectile **S**pectator **D**etector; dużo lepsza rozdzielczość
(w badanym obszarze energii rozdzielczość nawet do jednego nukleonu!)
2. dodatkowe **ściany ToF-F**orward do identyfikacji cząstek o p < 3 GeV/c i Θ < 400 mrad
3. **He beam pipes** (nie zaznaczono na rys.) – rury z helem wewnątrz VTPC-1/2, wzdłuż osi wiązki (do redukcji „śmieciowych" δ-elektronów → istotne przy pomiarach fluktuacji)
4. **V**ertex **D**etector – do pomiaru „open charm"
5. **F**orward**TPC-1/2/3** – zwiększają akceptancję w obszarze dużych pędów

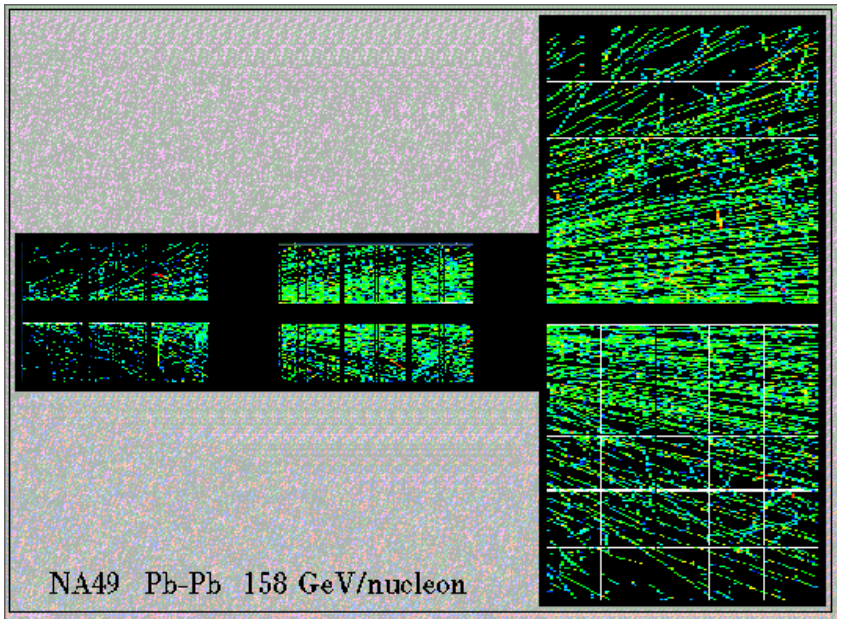


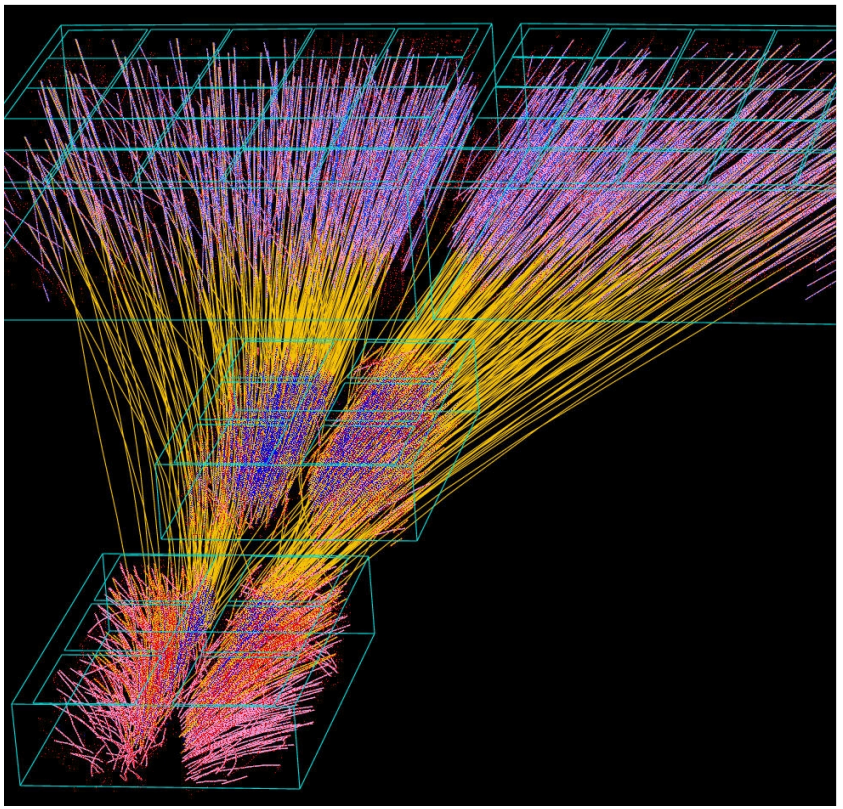
Dalsze upgrady NA61/SHINE w latach 2019–2022: VD (arXiv:2302.00563), nowe ToF (MRPC), elektronika TPC, PSD, tryger (zob. Acta Phys. Polon. Supp. 14 (2021) 3, 579; Springer Proc. Phys. 250 (2020) 473)
W planach po 2029: VTPC-1 → The Large Acceptance Silicon Tracker (LAST)

Jak to wyglądało w rzeczywistości (NA49)

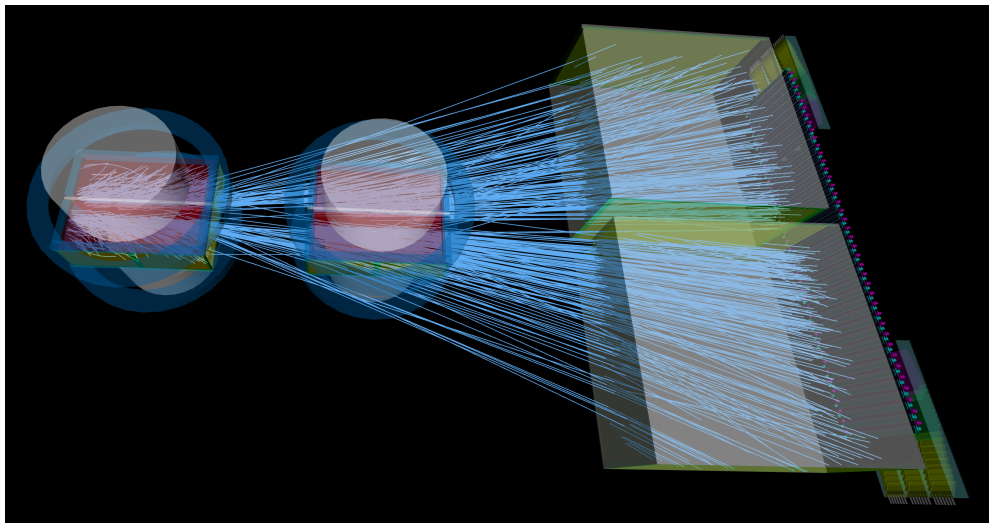


NA49: Zderzenie centralne Pb+Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV



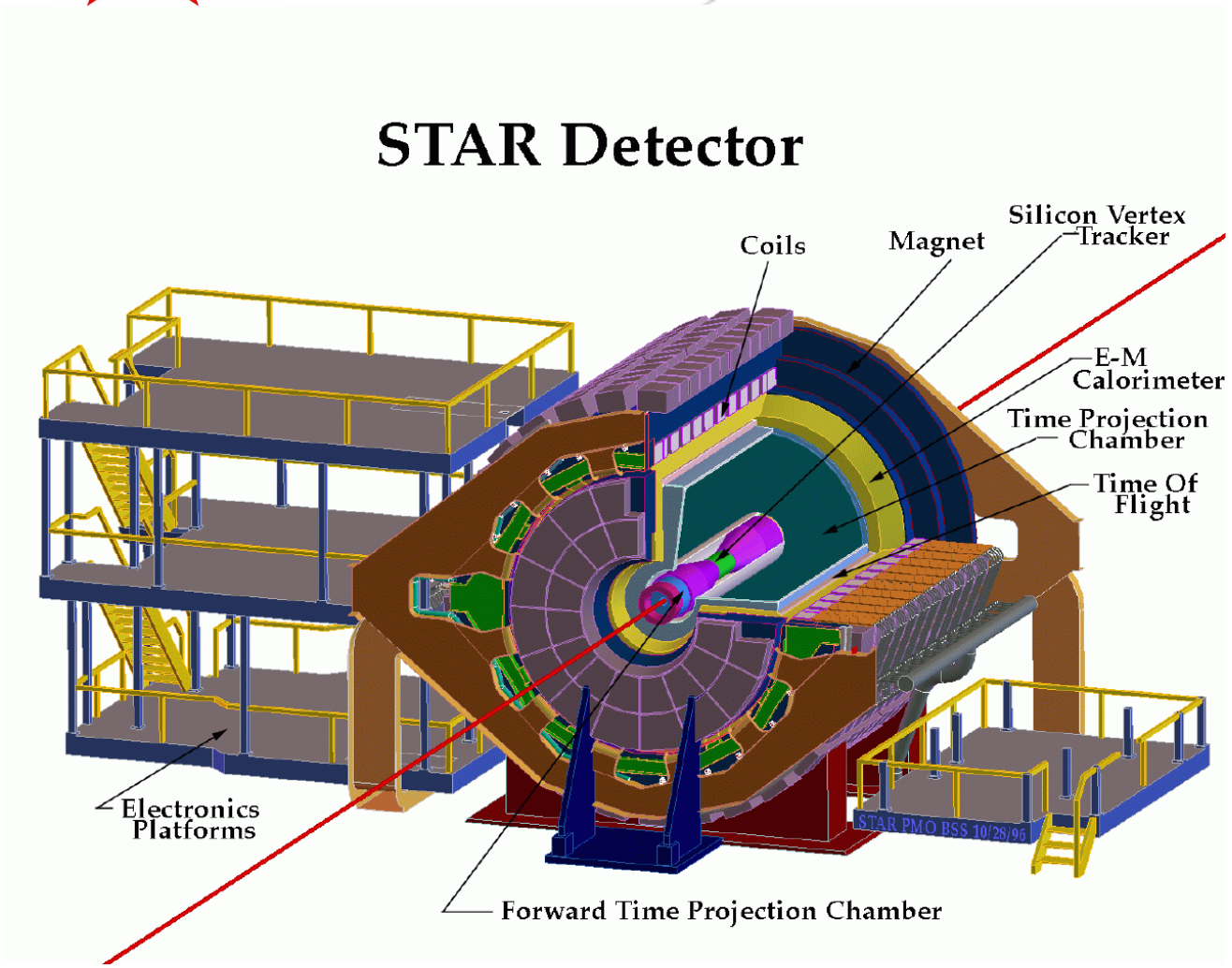


Uwaga: TPC to nie jedyne rozwiązanie w detektorach przy SPS. Więcej przykładów technicznych rozwiązań w
J. Bartke „Introduction to Relat. Heavy Ion Physics”, World Scientific 2009



NA61/SHINE: Zderzenie centralne Pb+Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8 GeV

Eksperyment STAR przy akceleratorze RHIC w BNL (USA)



Jony przyspieszane do prędkości bliskiej c!

SVT → b. dokładny pomiar cząstek krótkożyciowych

TPC w polu B → do pomiaru pędu i dE/dx (w okolicy mid-rapidity $-1 < y < 1$)

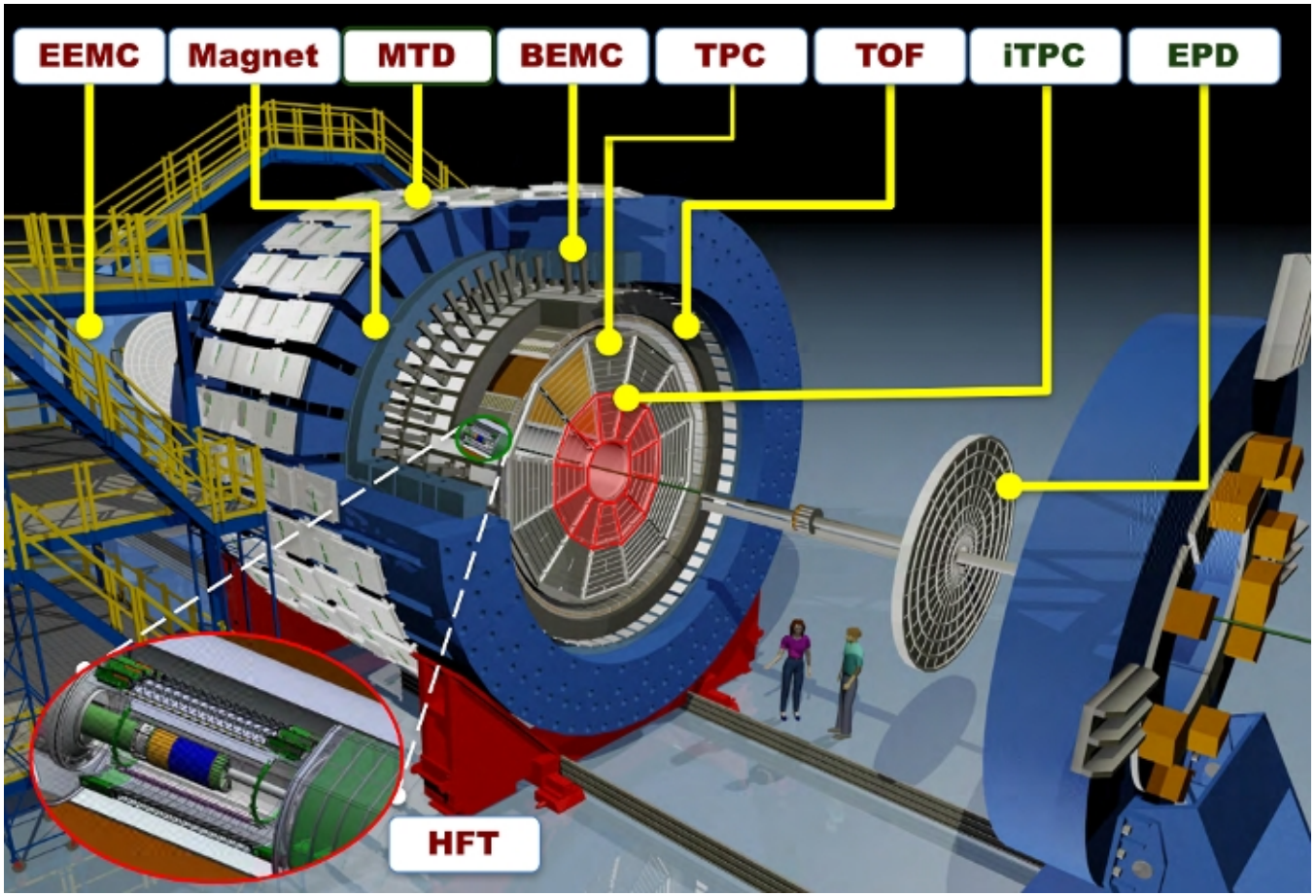
FTPC → do pomiaru cząstek z dużymi rapidity ($2 < |y| < 4$)

TOF → do pomiaru czasu przelotu

EM Cal. → do pomiaru energii kaskad EM

Kalorymetry ZDC → do pomiaru centralności ± 18 m od miejsca oddziaływania

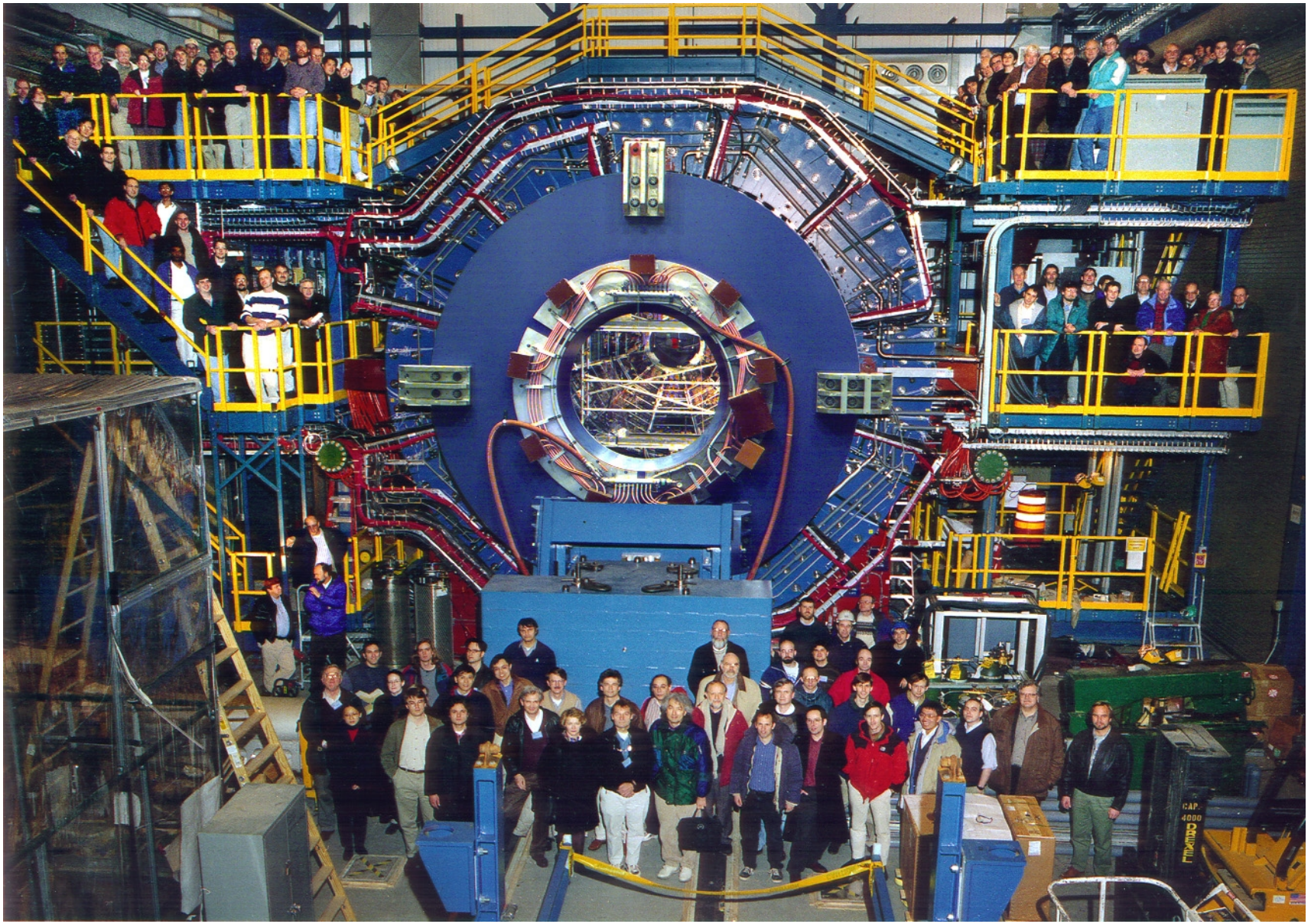
Zakończone upgrady detektora STAR



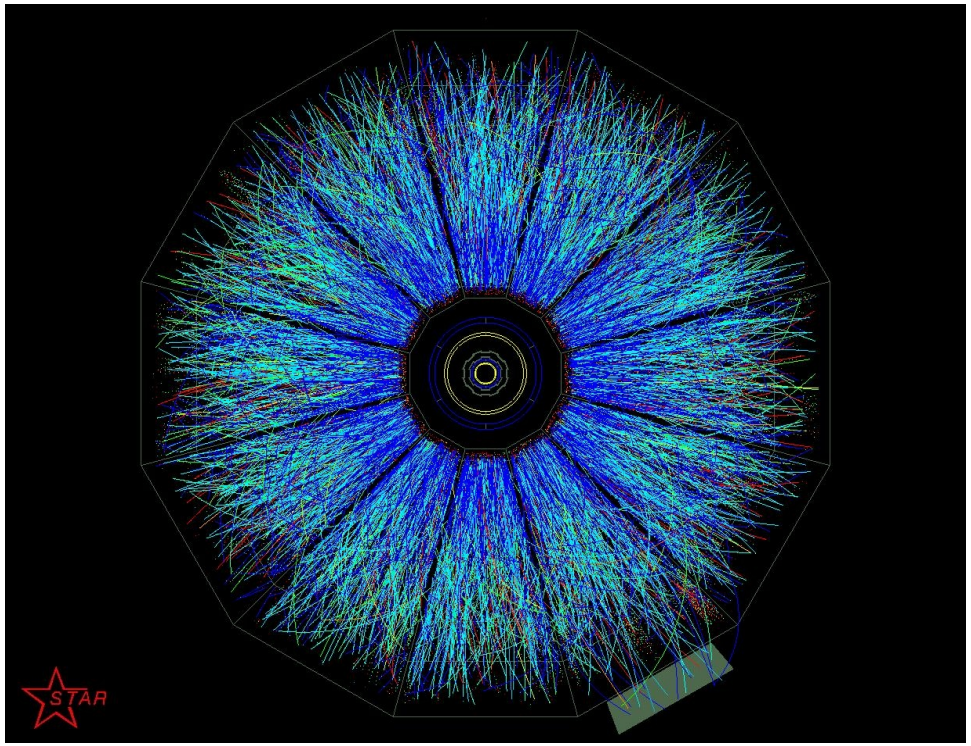
1. **HFT** – Heavy Flavor Tracker
2. 2 x Event Plane Detector (**EPD**) – wyznaczenie centralności i płaszczyzny reakcji
3. end cap Time-of-Flight (**eTOF**) – poprawa możliwości identyfikacji w przedniej hemisferze
4. inner TPC (**iTPC**) – poprawa rozdzielczości dE/dx oraz zakresu $|\eta| < 1$ do $|\eta| < 1.5$; rozszerzone dolne cięcie na p_T: 125 MeV/c → 60 MeV/c

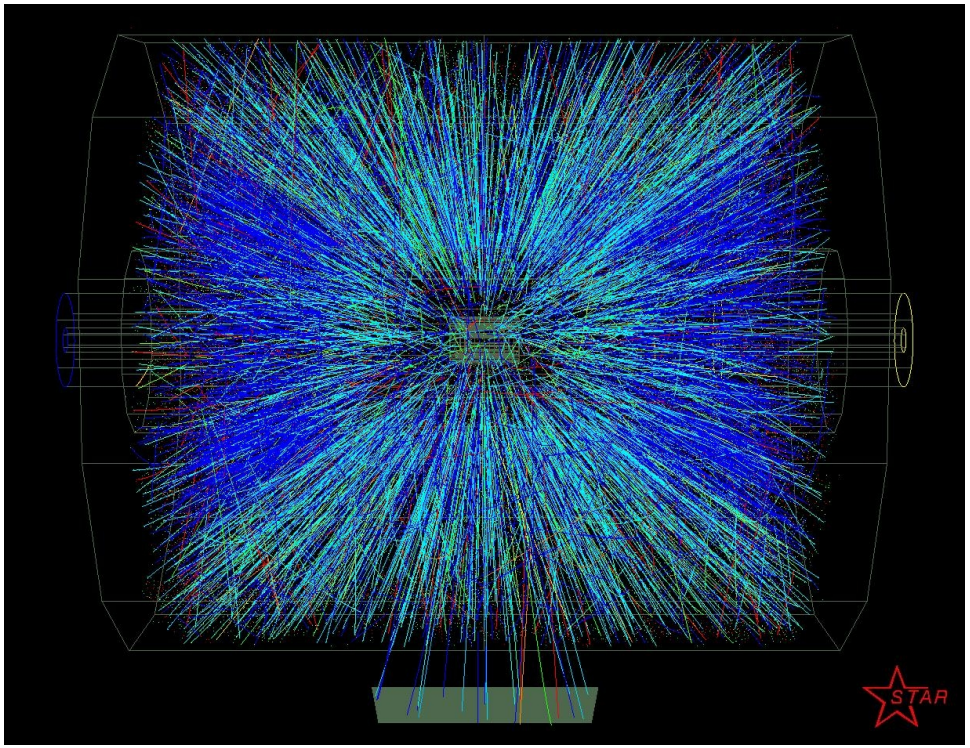
arXiv:1701.02105; Int. J . Mod. Phys. Conf. Ser. 46 (2018) 1860009; G. Odyniec, CPOD 2018; Y. Yang, QM 2019

Jak to wygląda w rzeczywistości



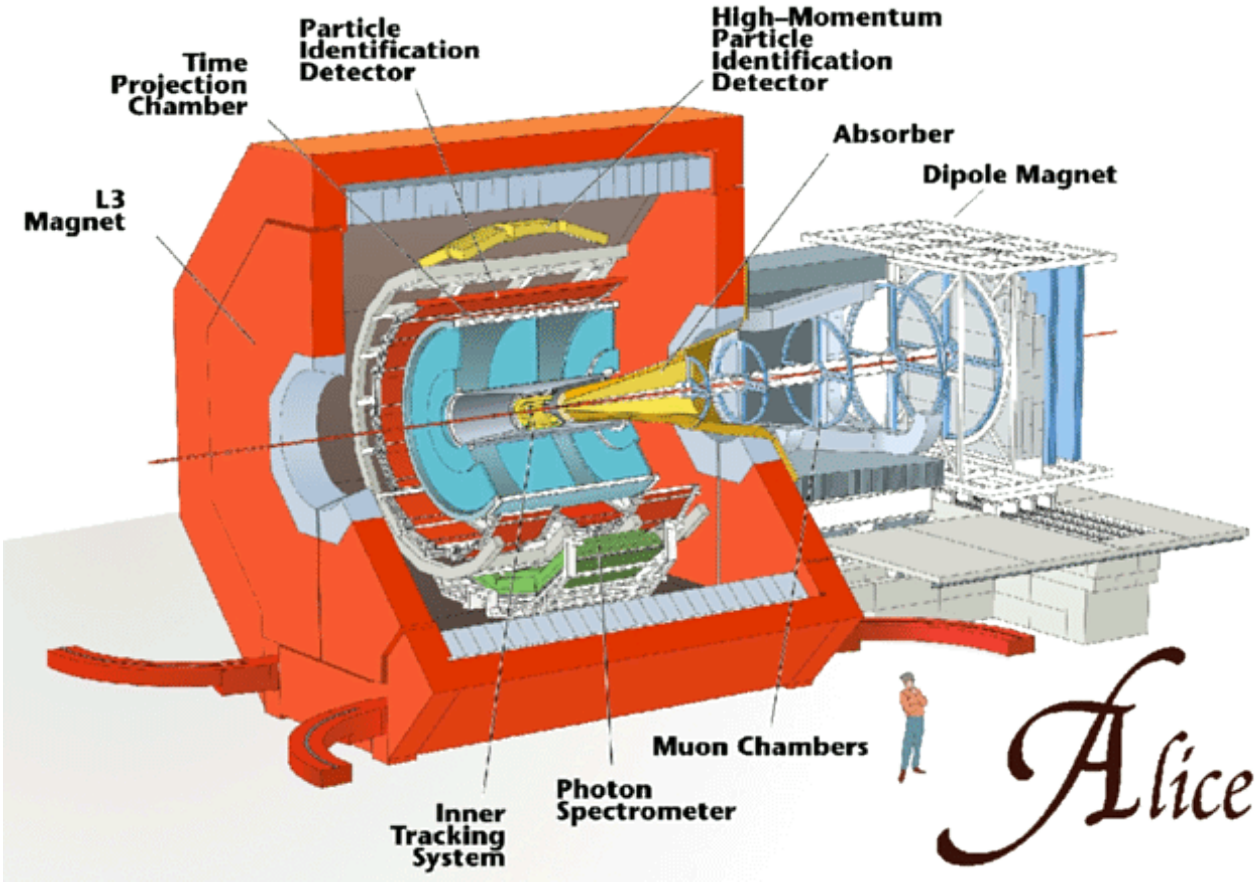
Zderzenie centralne Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV





Eksperyment ALICE przy akceleratorze LHC w CERN (Szwajcaria)

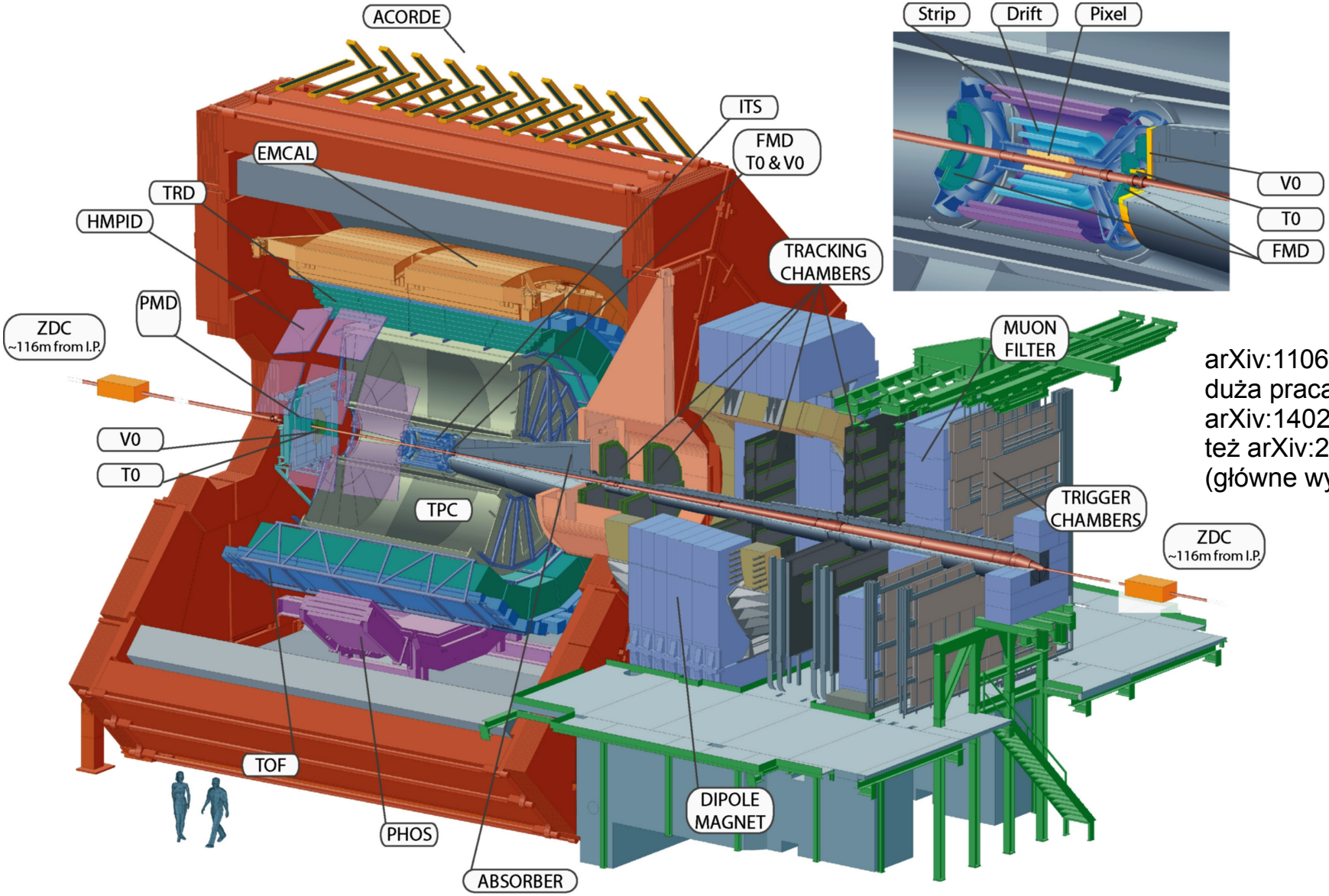
Największy detektor w fizyce jądrowej!



ITS i TPC → „śledzą" tor cząstki naładowanej
ITS → do pomiaru cząstek krótkożyciowych

TPC → mierzą pęd w polu B (maks. 0.5 T) i dE/dx w materiale ośrodka (gaz); pokrycie TPC w pseudorapidity $|\eta| < 0.9$

spektrometr mionowy (z przodu za absorberem) → tu dolatują jedynie miony i neutrina; jego pokrycie w pseudorapidity $-4 < \eta < -2.5$



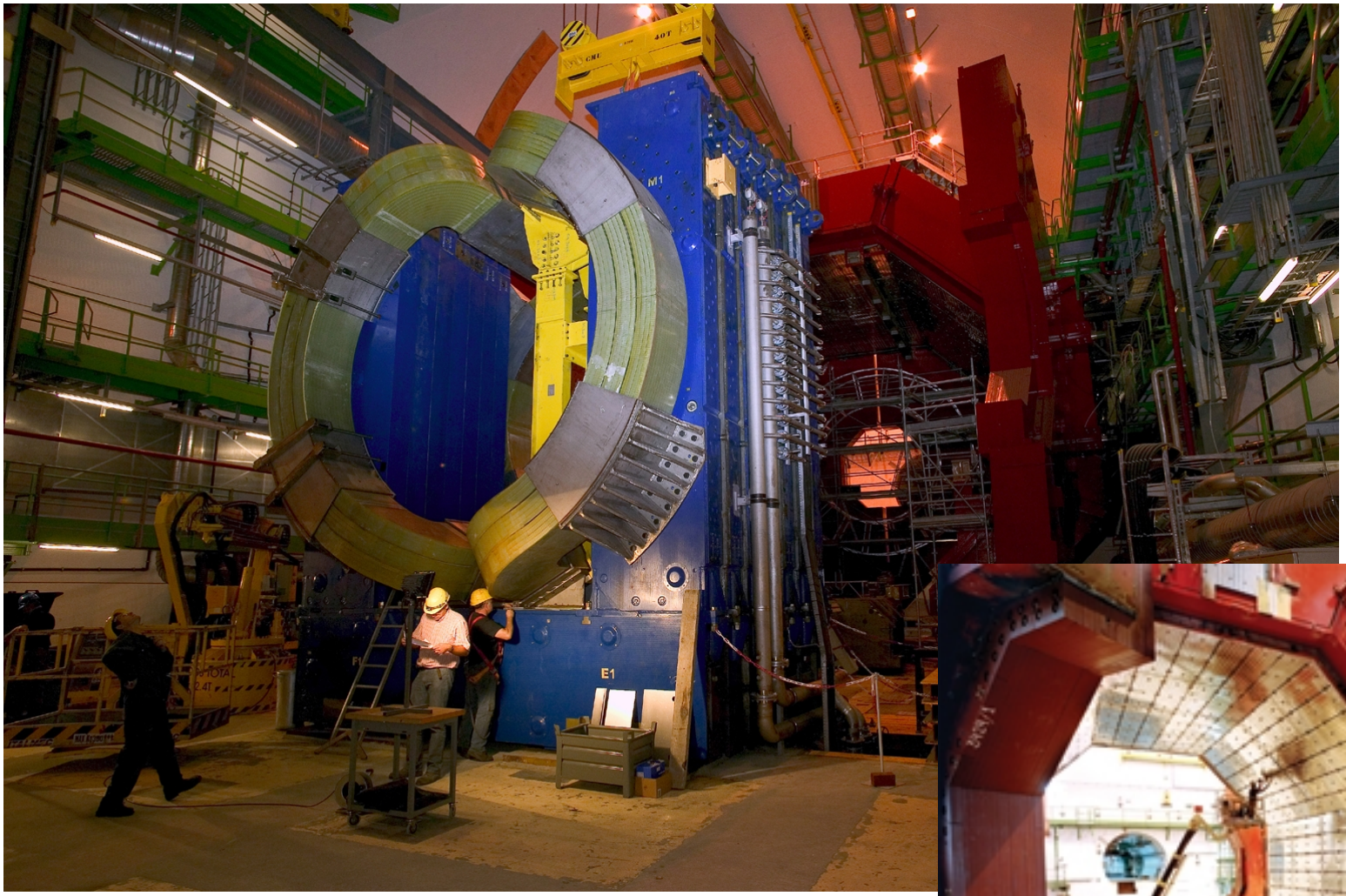
arXiv:1106.5620 oraz duża praca o ALICE: arXiv:1402.4476; zob. też arXiv:2211.04384 (główne wyniki ALICE)

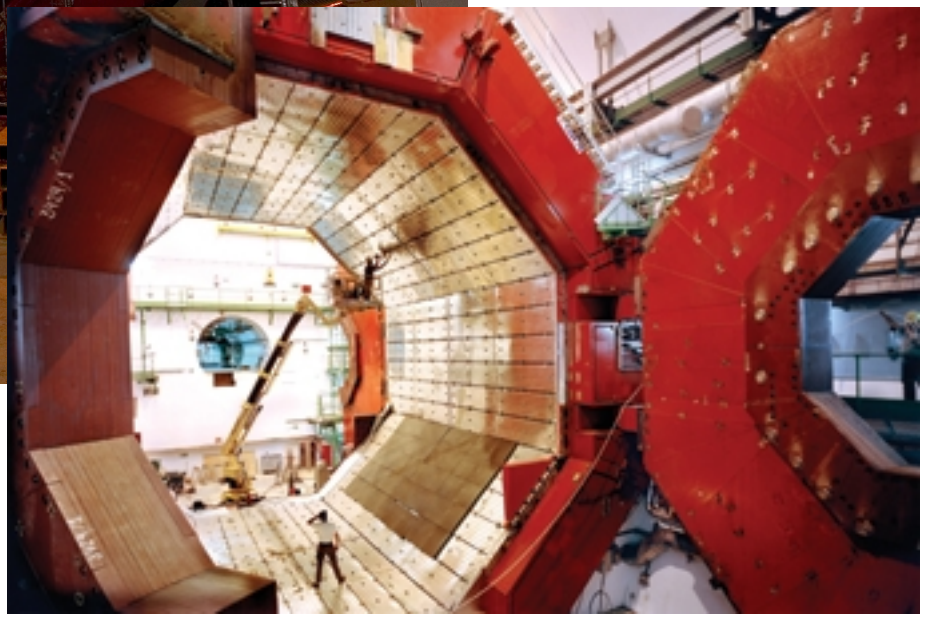
Główne **upgrady detektora ALICE** (podczas LS2 2019–2022)

1. **I**nner **T**racking **S**ystem → oparty na technologii **M**onolithic **A**ctive **P**ixel **S**ensor
2. **T**ime **P**rojection **C**hamber → komory odczytu oparte o **G**as **E**lectron **M**ultiplier

Zob. więcej np. w pracach arXiv:1807.07787; 2002.00402 (ITS, TPC); arXiv:1912.12188, 2001.03042, 2005.01443, 2106.16168 (ITS); arXiv:2302.01238 (duża praca ALICE o upgradach w czasie LS2). Plany już na LS3 (2025–2027): zob. arXiv:2410.22215; https://cerncourier.com/a/alice-3-a-heavy-ion-detector-for-the-2030s; arXiv:2211.04802; **ALICE 3 (> 2035/36) LoI** → arXiv:2211.02491

Jak to wyglądało w rzeczywistości



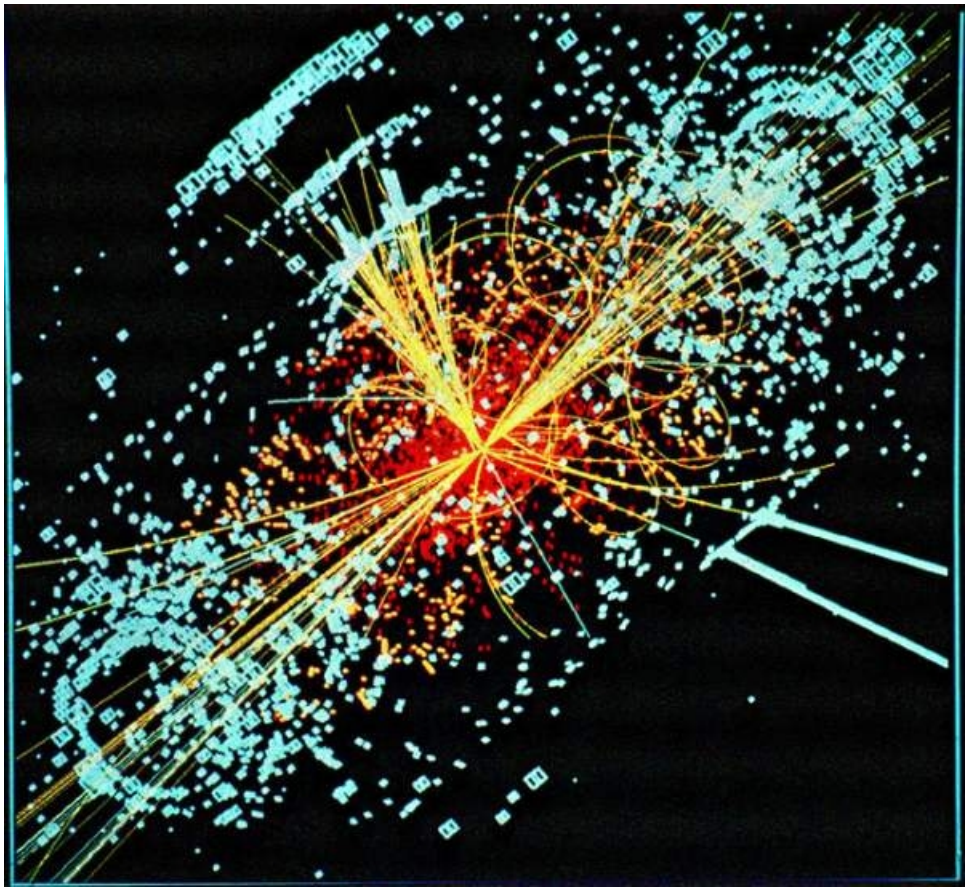


Koszt ALICE (oryginalny) to około
150 milionów CHF

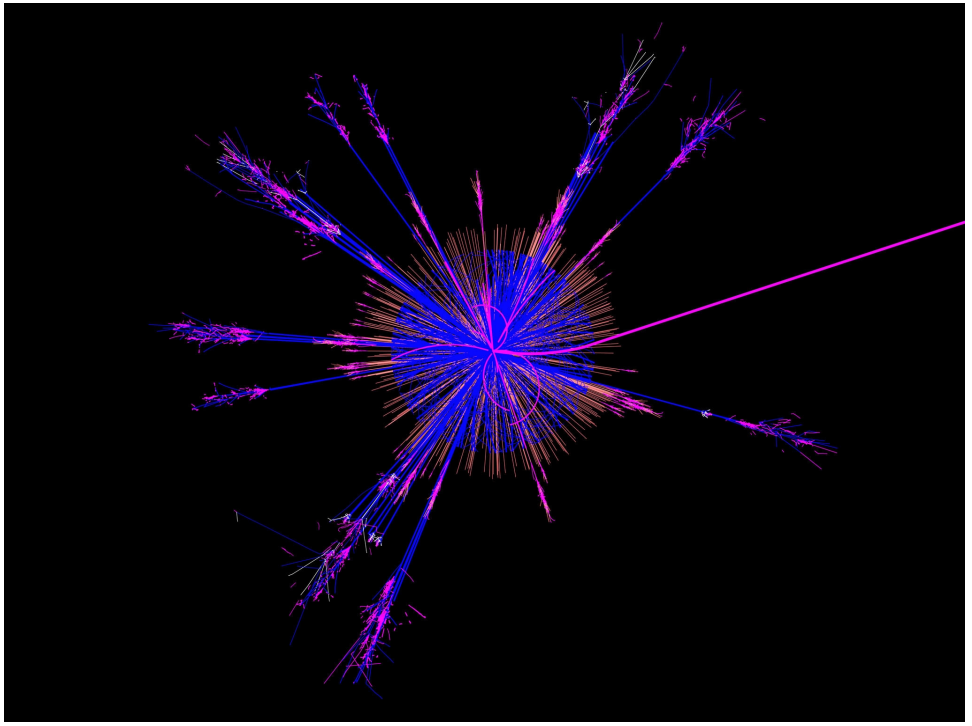
Jak to wyglądało w rzeczywistości

montaż TPC wewnątrz magnesu

Symulacja zderzenia p+p w LHC

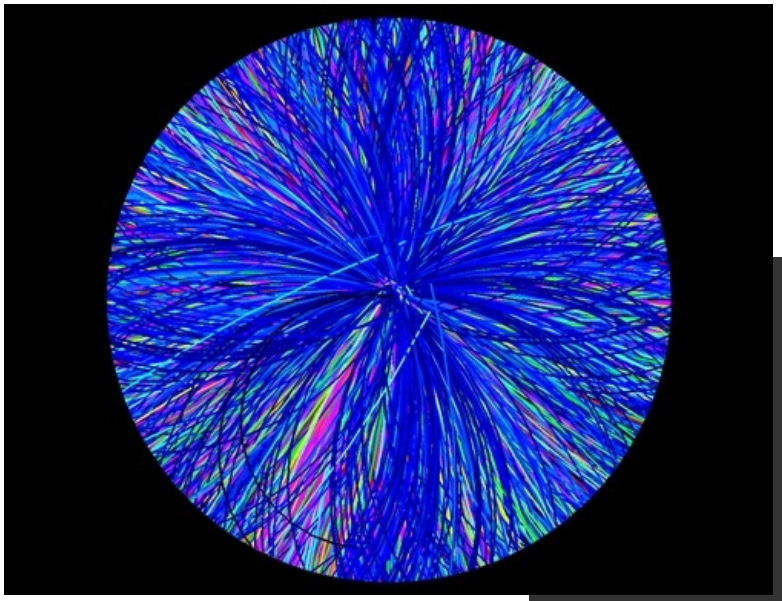


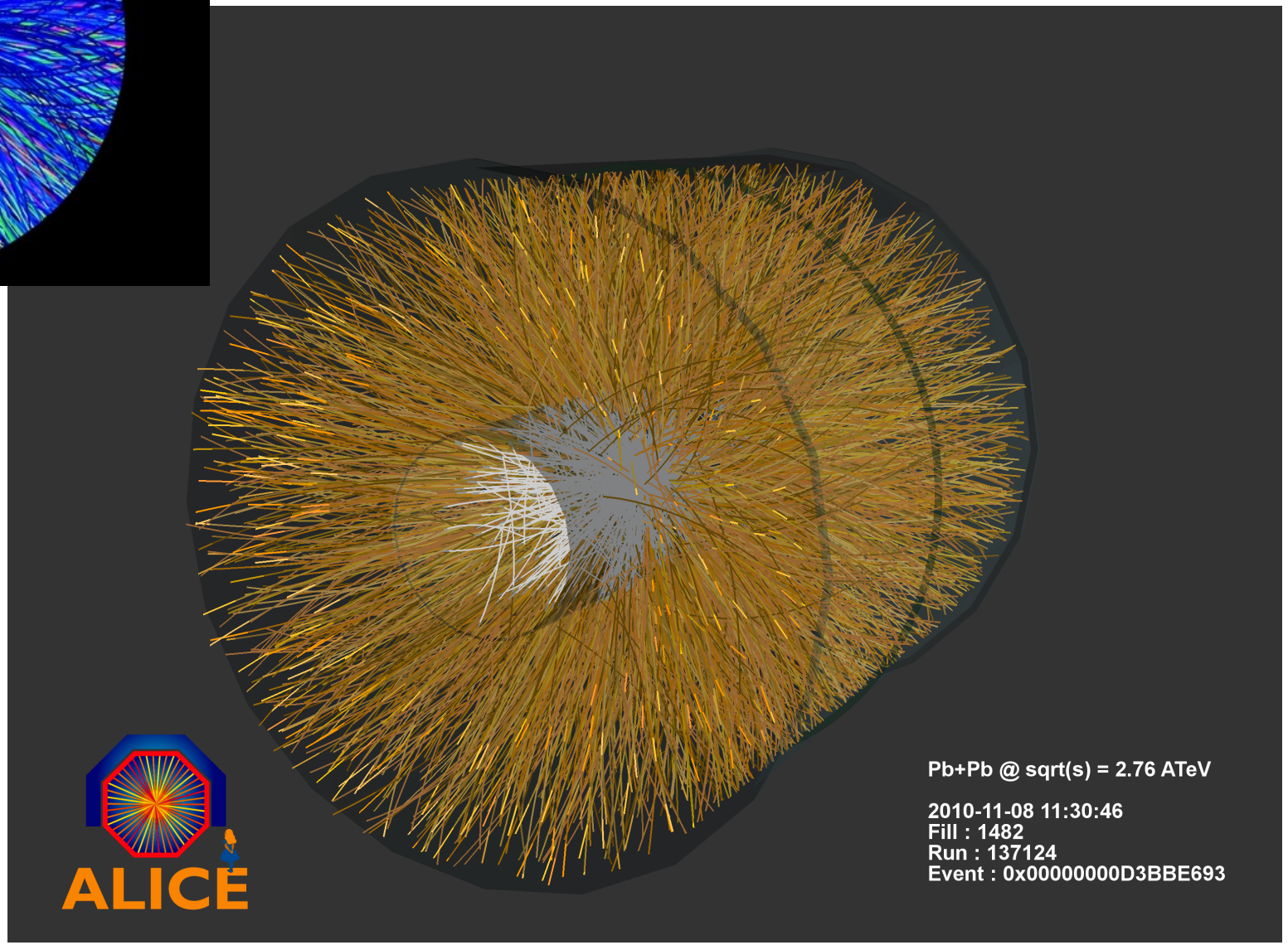
W detektorze **CMS** – przypadek z produkcją cząstki Higgsa



W detektorze **ATLAS** (objętościowo największy detektor przy LHC – zająłby połowę katedry Notre Dame)

Dwa przykłady zderzeń w detektorze ALICE
Pb+Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV





Fizyka przy **FAIR:**

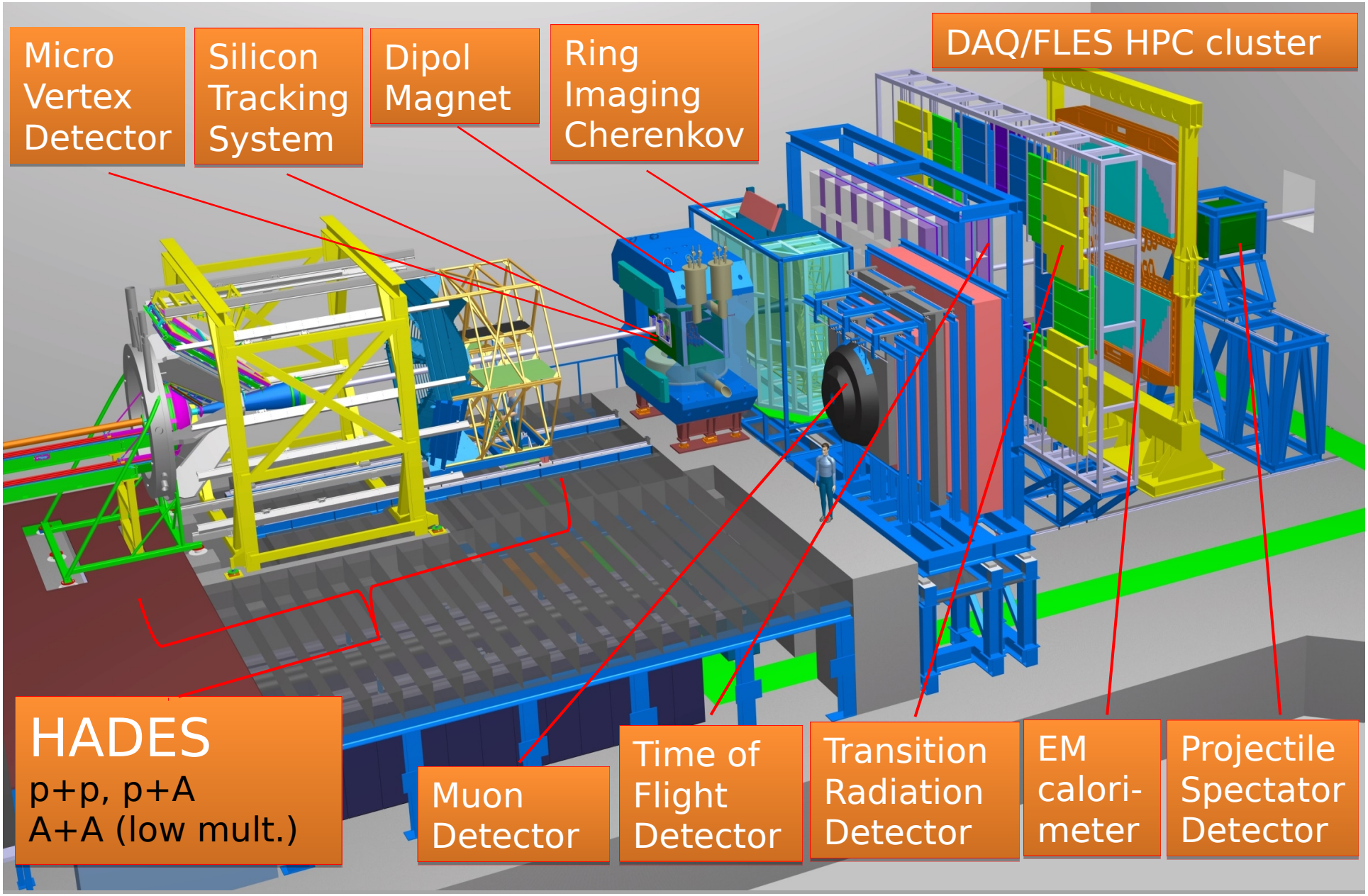
1. Fizyka struktury jądra atomowego
2. **Fizyka materii jądrowej w ekstremalnych warunkach (CBM)**
3. Fizyka powłok atomowych
4. Fizyka plazmy
5. Fizyka hadronowa z wykorzystaniem antyprotonów
6. Fizyka w zastosowaniach (rozwój metod detekcji, elektroniki, technik informacyjnych)

Planowany eksperyment **Compressed Baryonic Matter (CBM):**
zderzenia jądro+jądro, badanie diagramu fazowego silnie oddziałującej materii

Obserwable: produkcja cząstek powabnych (ukryty i otwarty powab), badanie produkcji par dileptonów z rozpadów lekkich mezonów wektorowych, produkcja cząstek dziwnych (kaony, hiperony), fluktuacje dynamiczne, przepływ kolektywny

- Silicon Tracking System oraz Micro Vertex Detector → wewnątrz magnesu dipolowego, do śledzienia toru cząstki i pomiaru pędu
- Ring Imaging Cherenkov oraz Transition Radiation Detector→ identyfikacja elektronów
- Muon Detector → identyfikacja mionów
- Time of Flight Detector → pomiar czasu przelotu (identyfikacja)
- Electromagnetic Calorimeter → m.in. pomiar fotonów i cząstek neutralnych
- Projectile Spectator Detector → kalorymetr do pomiaru centralności zderzenia i orientacji płaszczyzny reakcji

Niezależny detektor **HADES** (zbiera dane od 2003 roku; pod SIS-18) do zderzeń o niskiej energii; po starcie SIS-100 CBM i HADES będą działały zbierając dane naprzemiennie


Micro Vertex Detector
Silicon Tracking System
Dipol Magnet
Ring Imaging Cherenkov
DAQ/FLES HPC cluster
HADES
p+p, p+A
A+A (low mult.)
Muon Detector
Time of Flight Detector
Transition Radiation Detector
EM calori-meter
Projectile Spectator Detector

Na poprzednich stronach – ogromne detektory hybrydowe (spektrometry hadronowe) **do eksperymentów ekskluzywnych**

Ale współcześnie buduje się również eksperymenty **inkluzywne** (np. do badania produkcji konkretnej cząstki a nawet konkretnego jej kanału rozpadu) np. $\mathbf{J/\Psi \rightarrow l^+ l^-}$

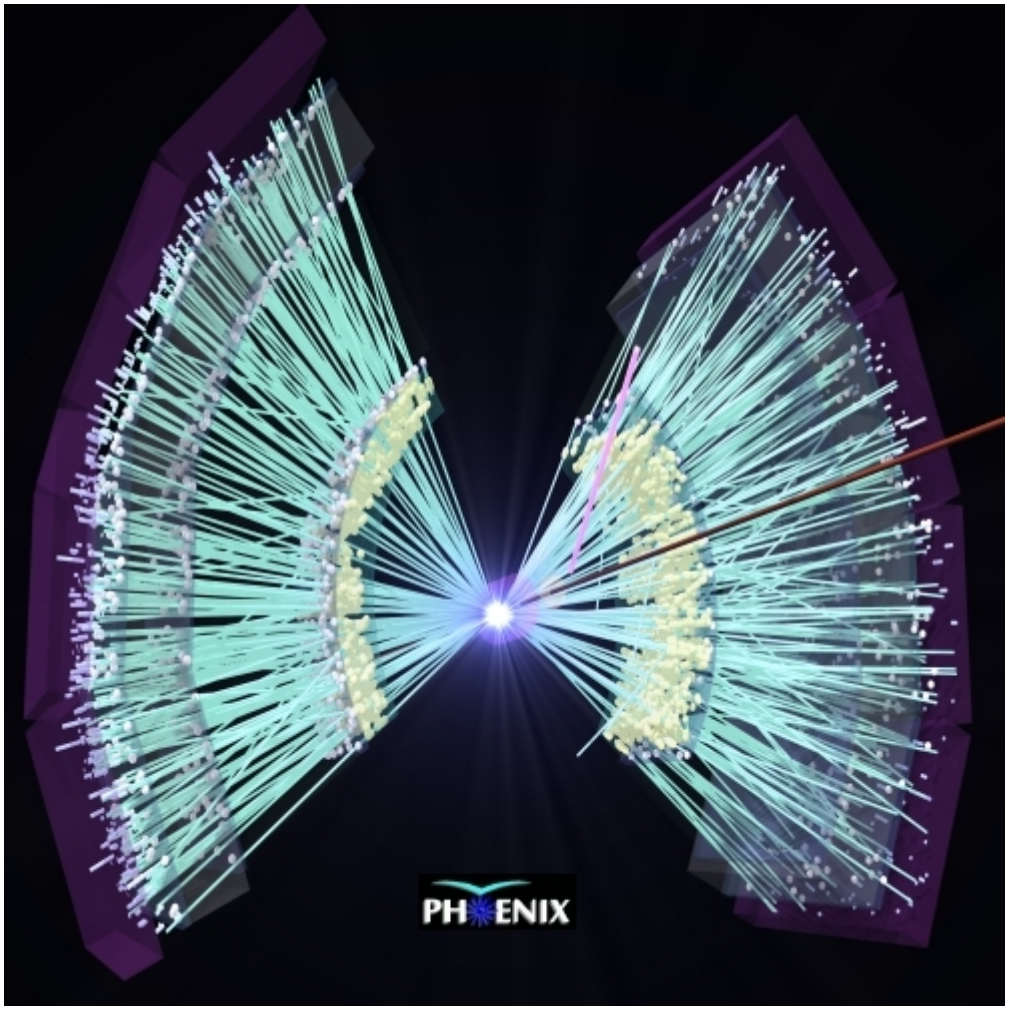
Detektor **PHENIX** przy akceleratorze RHIC

Akceptancja azymutalna detektora PHENIX $2 \times 90^{\circ}$

PHENIX – zaproponowano głównie żeby mierzyć elektrony i miony

inne eksperymenty przy RHIC:
BRAHMS – identyfikacja cząstek w szerokim zakresie rapidity (12)

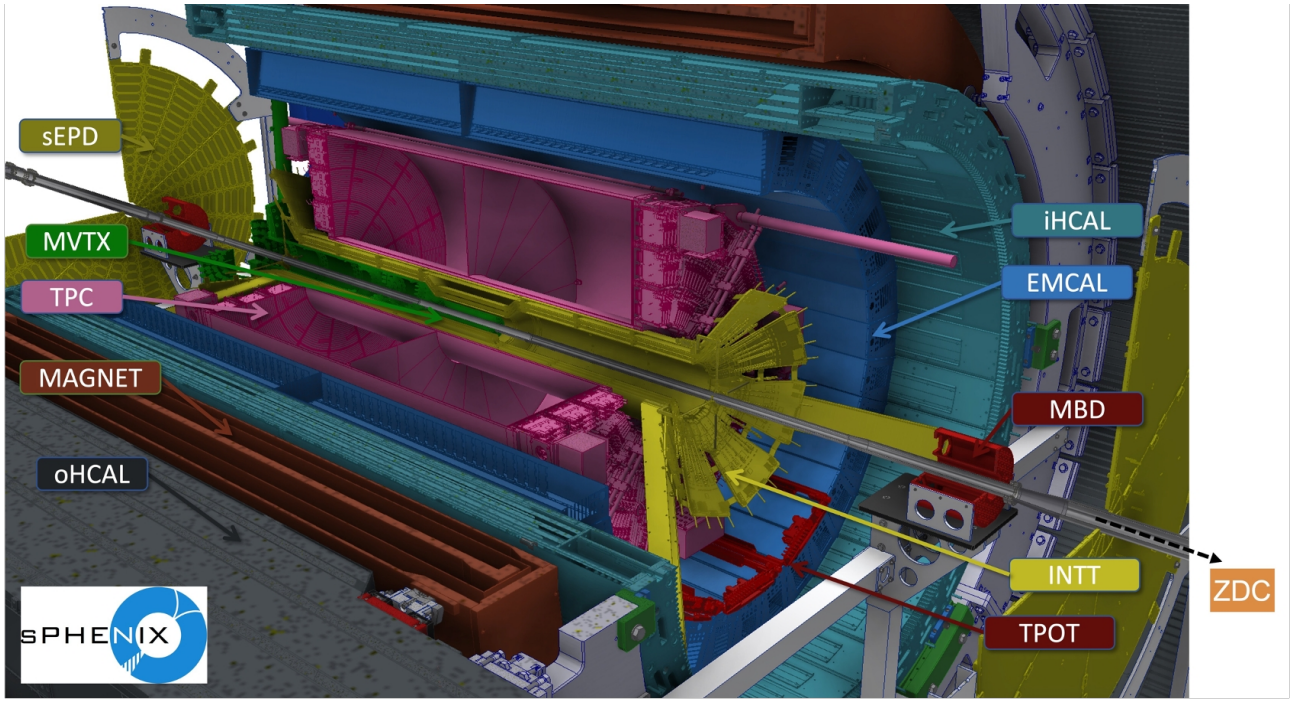
PHOBOS – całkowite krotności cząstek i korelacje cząstek



sPHENIX – następna generacja detektorów ciężkojonowych przy RHIC ('s' – od *strongly interacting particles*)

- Cel: precyzyjny pomiar natury QGP (temperatur, stałych sprzężenia) poprzez pomiar jetów (w tym b-jetów) oraz ciężkich zapachów – upsylonów (Υ)
- Akceptancja: $|\eta| < 1.1$ oraz $0–2\pi$ w kącie azymutalnym
- Kalorymetry elektromagnetyczny (EMCAL) i hadronowe (HCAL), pole magnetyczne 1.4 T, różne detektory do „śledzenia" cząstek
- Zbieranie danych rozpoczęte w 2023 roku

Rys. z arXiv:2401.11036, zob. też R. Nouicer, SQM 2024, https://www.bnl.gov/rhic/sphenix.php

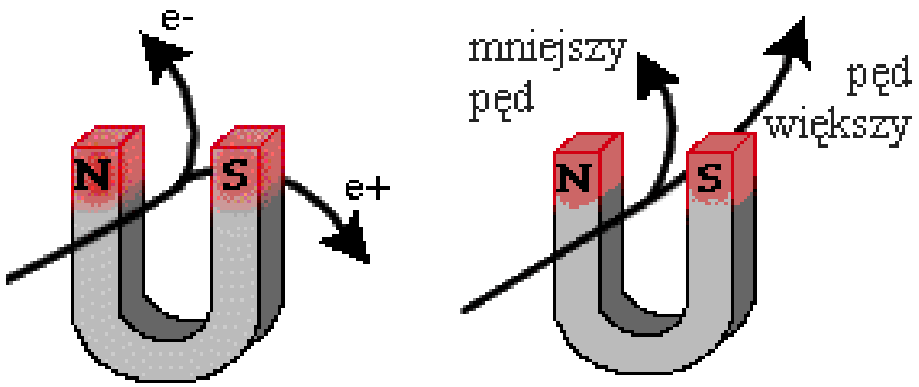


inner tracking system: Monolithic-Active-Pixel-Sensor (MAPS) based VerTeX detector (MVTX) + intermediate silicon strip tracker (INTT)

outer tracking system: Time Projection Chamber (TPC) + TPC Outer Tracker (TPOT)

MBD – minimum bias detector
ZDC – zero degree calorimeter

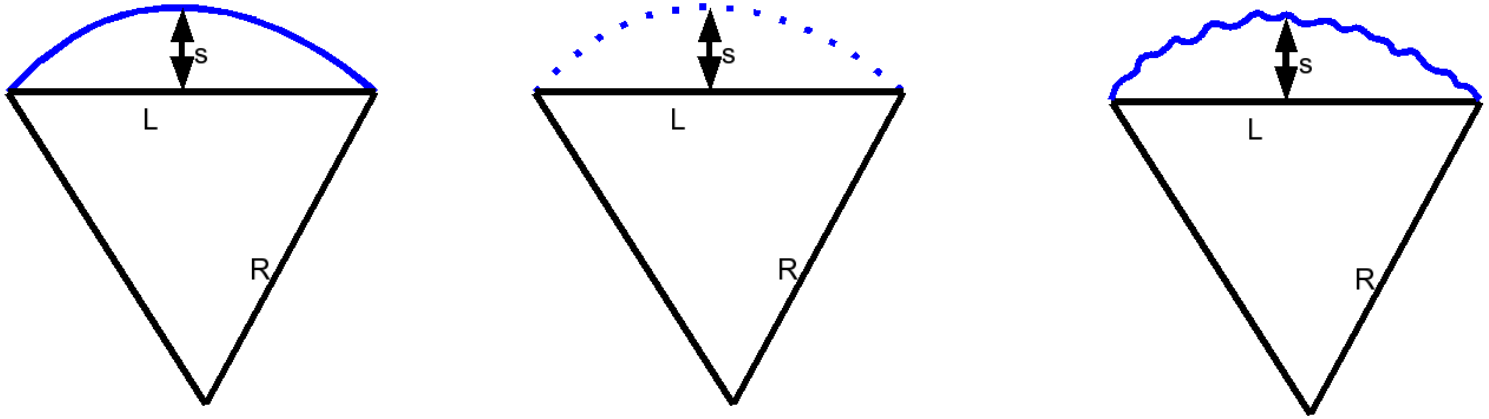
Najbardziej podstawowy pomiar: ładunek i pęd w detektorze śladowym



składowa pędu prostopadła do B

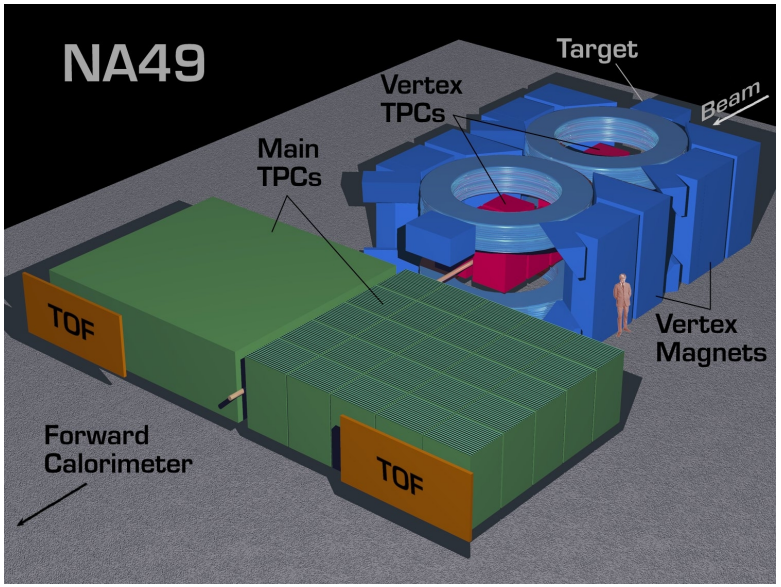
$$p[GeV] = 0.2998 \cdot B[T] \cdot R[m] \cdot Z$$

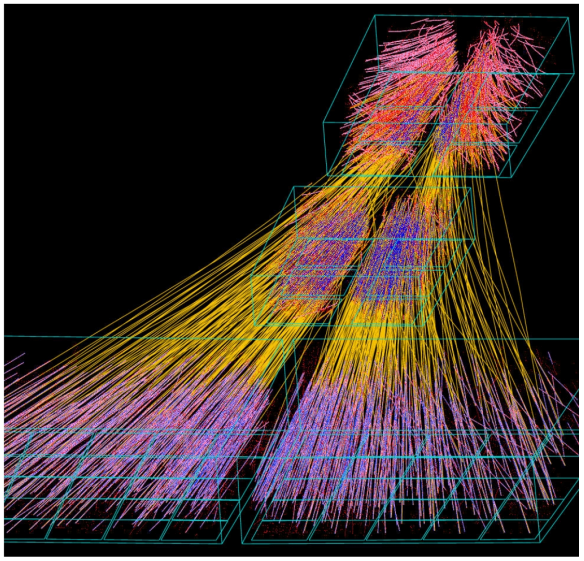
Potencjalne problemy:
1. precyzja pomiarów
2. niepewność wyznaczenia okręgu z punktów (np. w komorze pęcherzykowej)
3. wielokrotne rozpraszanie Coulombowskie (MCS) – przy przechodzeniu cząstki naładowanej przez ośrodek (wiele elastycznych rozproszeń na jądrach ośrodka)



przykład: B=1T, p=15 GeV, L=1m $\Rightarrow$ s=2.5 mm (bardzo mało!) – te pomiary są b. trudne

2. Identyfikacja cząstek





Przykład z eksperymentu NA49

w komorach TPC:
dla każdego śladu – pomiar ładunku, pędu, dE/dx (dE/dx + pęd → identyfikacja)

dla więcej niż jednego śladu – współrzędne głównego i wtórnych wierzchołków (*main, secondary vertex*)

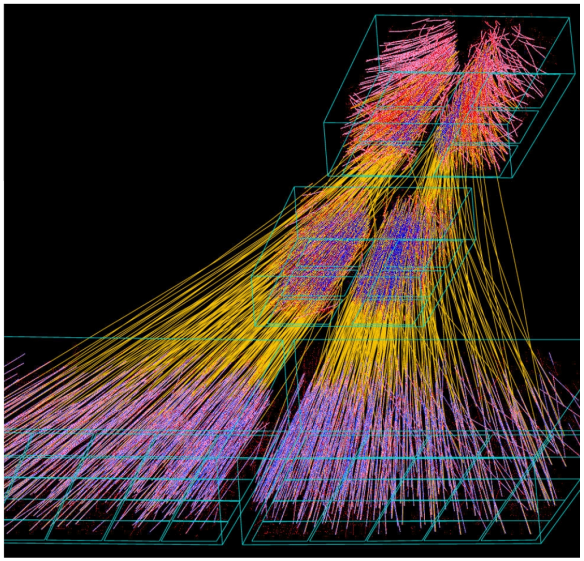
TOF – pomiar czasu przelotu (czas + pęd (z TPC) → masa cząstki (identyfikacja))

Rozdzielczość pędowa w NA49:
$\Delta p/p^2 = 7\ (0.3) \cdot 10^{-4}\ (\mathrm{GeV/c})^{-1}$
(VTPC-1, VTPC+MTPC)

Rozdzielczość identyfikacji:

$$\sigma(TOF) \approx 60\ ps,$$
$$\sigma(dE/dx)/\langle dE/dx \rangle \approx 0.04,$$
$$\sigma(m_{inv}) \approx 5\ MeV$$

Żeby mieć dE/dx lub pęd najpierw surowe dane trzeba zrekonstruować (*reconstruction chain*)



Rekonstrukcja:
(na przykładzie NA49/NA61 ale podobnie w większości eksperymentów)

Surowe dane (*raw data*) – dane w postaci sygnałów z elektroniki odczytu

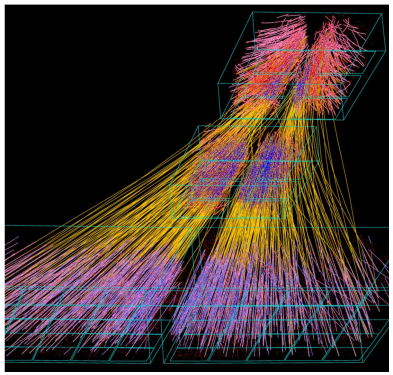
Analiza offline – komputerowa analiza cyfrowych i analogowych sygnałów z poszczególnych części detektora

Stałe kalibracyjne detektorów (*calibration constants*) – potrzebne przy konwersji sygnałów na współrzędne czasowe, przestrzenne, energie, etc.

poprawki na **pozycjonowanie sub-detektorów** (*alignment*)

Wreszcie mamy:
Punkty (*clusters, hits*) gdzie cząstki naładowane zostawiają energię na jonizację

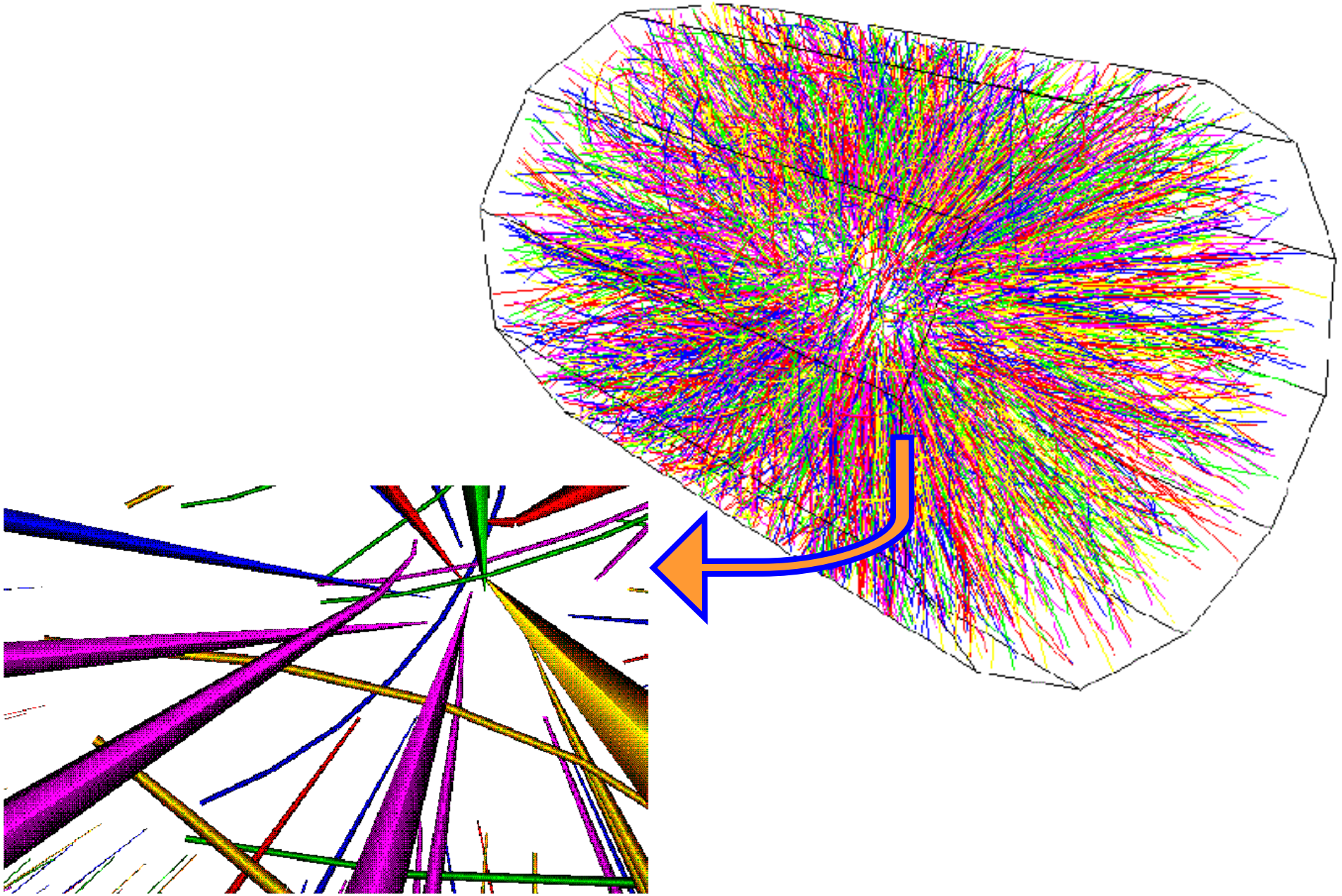
II etap (z punktów):



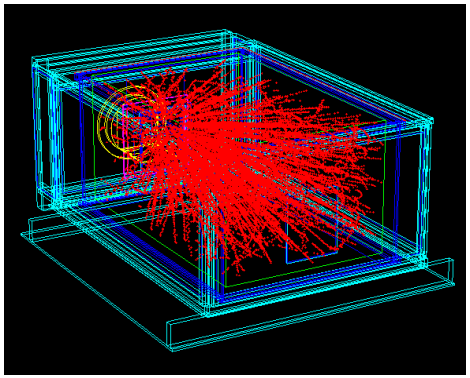
1. Szukanie **naładowanych klastrów**, wyznaczanie pozycji (x, y, z) każdego klastru (punkt na śladzie)
2. Z punktów konstruuje się **lokalne fragmenty śladu** w każdym TPC oddzielnie
3. Fragmenty (segmenty) śladów z poszczególnych TPC **łączy się w jeden ślad** (*global track*)
4. „Global tracki" ekstrapolujemy do **głównego wierzchołka** oddziaływania – część z nich posłuży do dopasowania jego położenia (*vertex fit*) – (v_x, v_y, v_z)
5. Mając położenie głównego wierzchołka **wyznacza się składowe pędu każdej cząstki** (p_x, p_y, p_z) poprzez dofitowanie do głównego wierzchołka przez pole magnetyczne (wierzchołek (v_x, v_y, v_z) jest dodatkowym punktem przy fitowaniu)
6. Rekonstrukcja **wierzchołków wtórnych** (*secondary vertices*) i wyznaczanie pędu cząstek z tych wierzchołków (*daughter particles*)
7. Obliczenie energii kaskad EM i hadronowych
8. Obliczenia i **kalibracja dE/dx**, informacji z TOF, kątów Czerenkowa, etc.

Można zaczynać analizy... Później, żeby otrzymać **poprawione na akceptancję** krotności/spektra: **Generator Monte Carlo** (model podstawowych procesów fizycznych: produkcji i rozpadów) **+ opis geometrii i materiału detektora = symulacja odpowiedzi detektora (programy GEANT)** (efektywność rekonstrukcji, akceptancja, etc.) $\Rightarrow$ poprawki dla prawdziwych danych

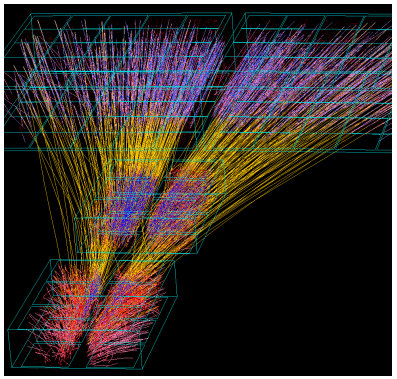
Jak ciężko jest odróżnić ślady od siebie w eksperymencie STAR



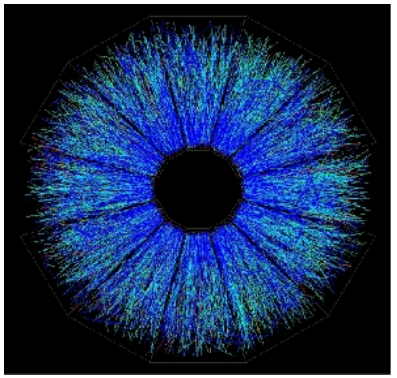
BNL AGS → CERN SPS → BNL RHIC → CERN LHC



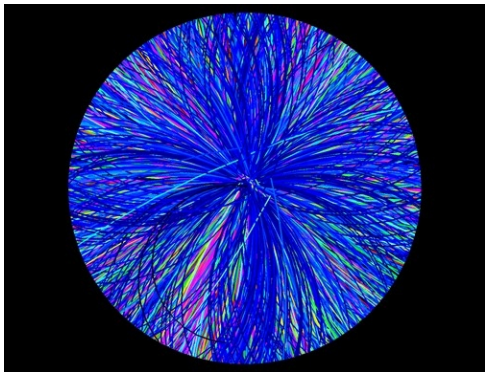
E895



NA49



STAR



ALICE

Kiedyś było prościej.... ;-)

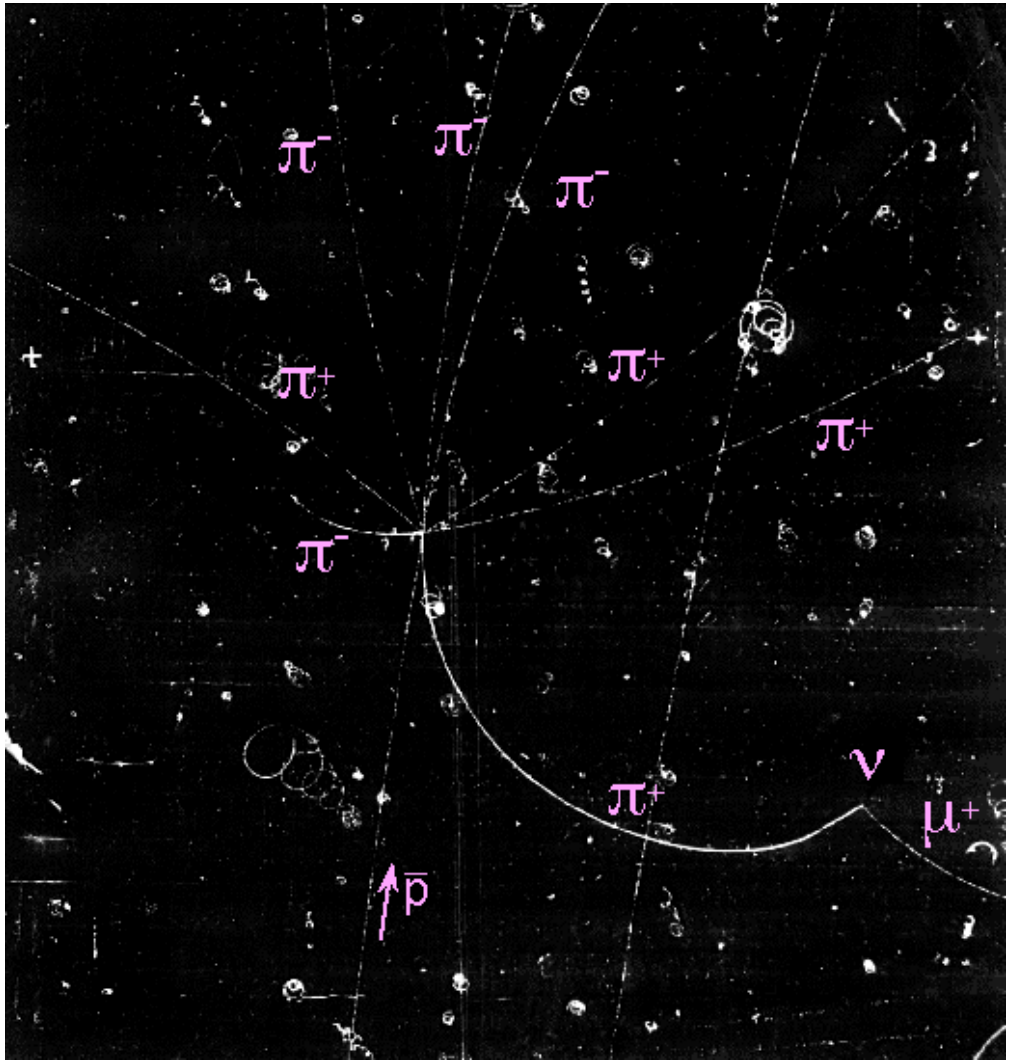
przy niskich energiach:
antyproton + p (w spoczynku) → piony (jeden z nich się rozpada na mion i neutrino)

tory dodatnie i ujemne odchylają się w różnych kierunkach, neutrino nie pozostawia śladu

fotografia śladów cząstek zrobiona w **komorze pęcherzykowej**

działanie komory – naładowana cząstka przechodząc przez przegrzaną ciecz powoduje wrzenie (pęcherzyki powietrza można fotografować)

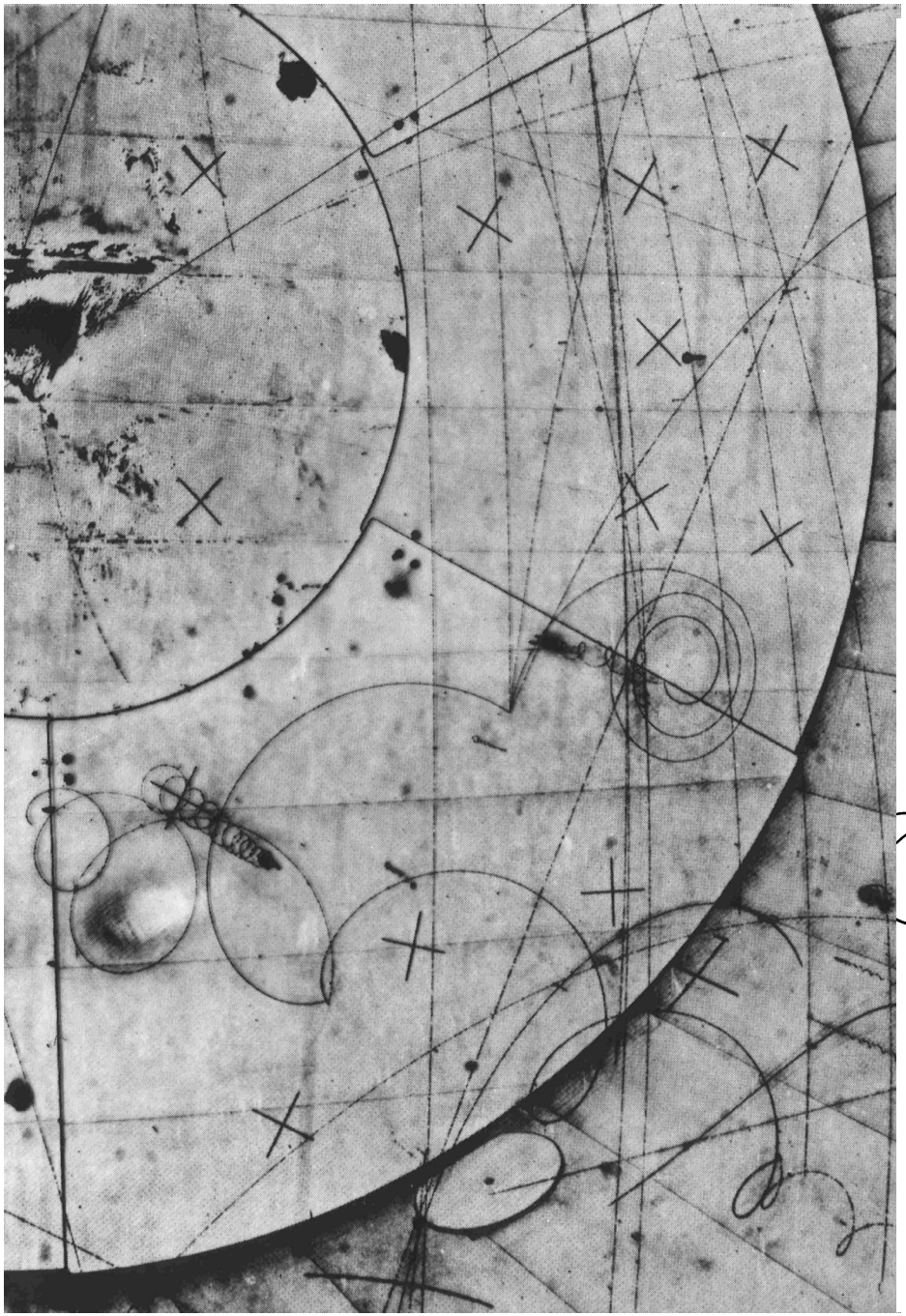
Dzisiaj... nic „metodą wizualną” nie da się zrobić → elektronika, komputery, ogromne liczby zderzeń

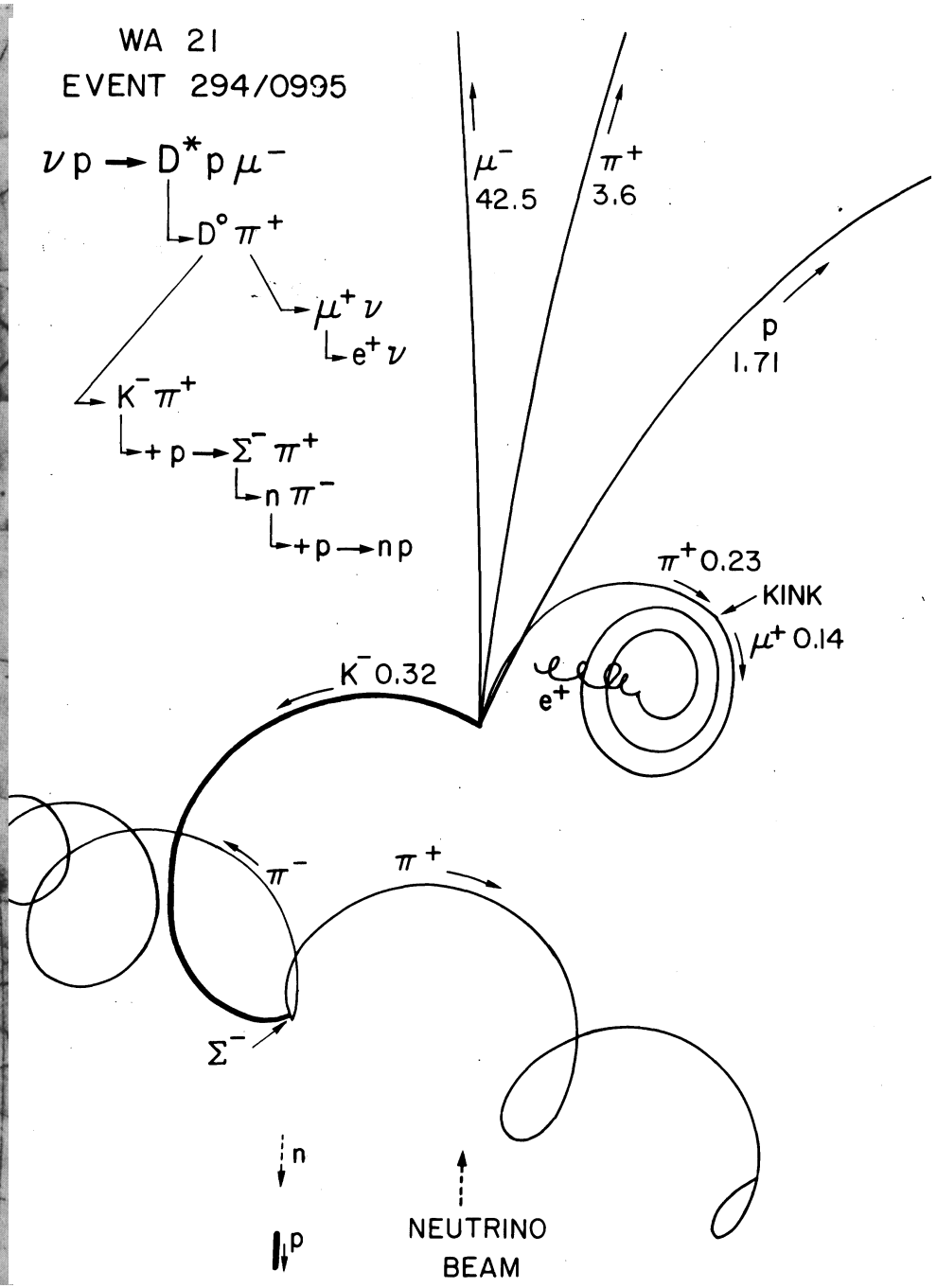


„Namacalna” fizyka cząstek elementarnych – zwyczajne zdjęcie

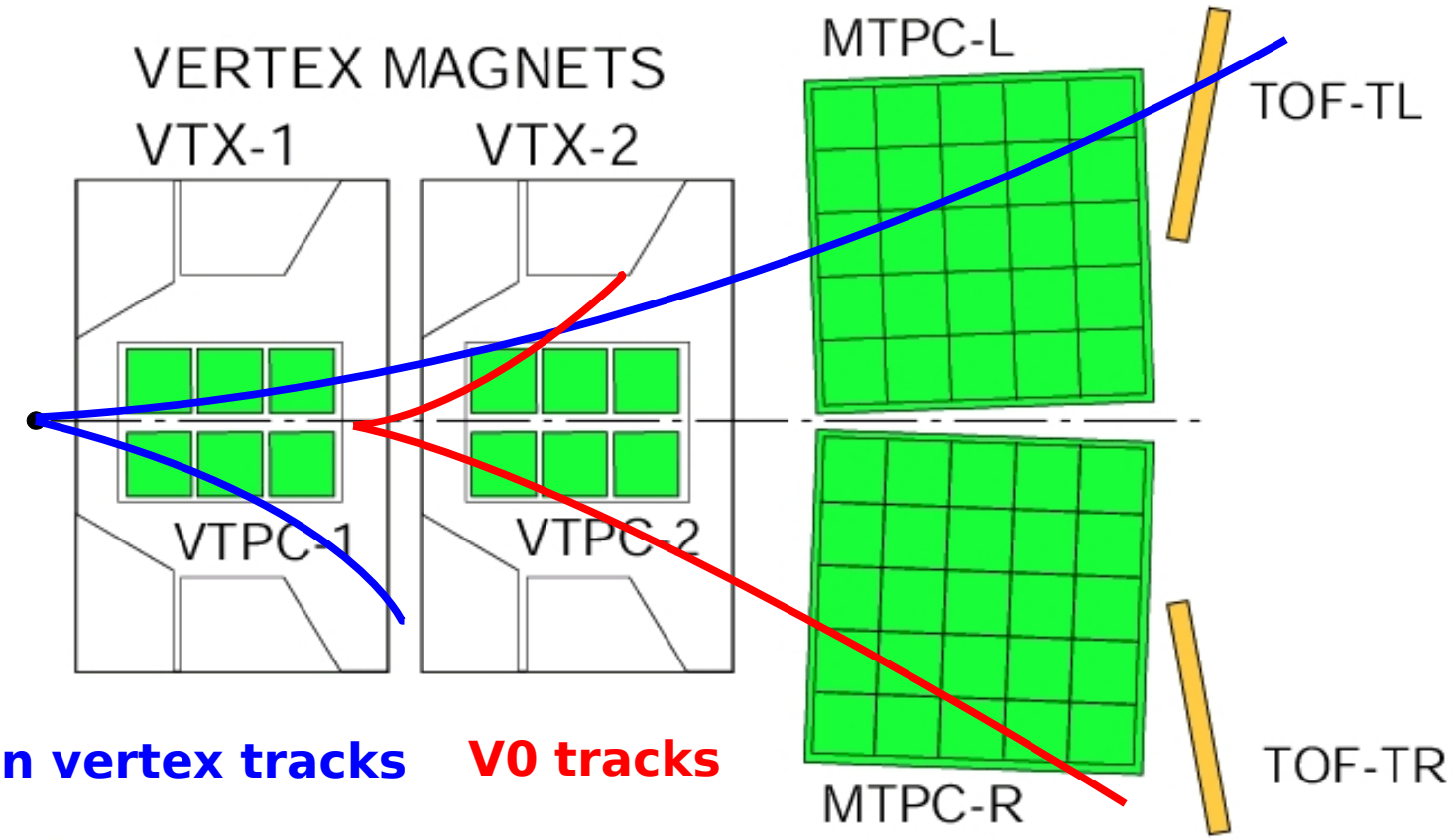
Zob. też:
https://www.facebook.com/share/v/5kKdh751vAGwwfyH

przykład „programu rekonstrukcyjnego” ;-)





Jak obecnie identyfikujemy cząstki produkowane w zderzeniu ciężkich jonów:
1. **TOF** – czas przelotu na określonej drodze (prędkość) **+ pęd** = masa (identyfikacja) – często ograniczona akceptancja kinematyczna np. w NA49 tylko mid-rapidity
2. **dE/dx** – straty energii (głównie) jonizacyjne na jednostkę drogi
Pęd + straty energii na jednostkę drogi **dE/dx** (krzywe Bethe-Blocha) = identyfikacja naładowanych cząstek (piony, kaony, protony, elektrony)
3. Cząstki niestabilne i krótkożyciowe – **wtórne wierzchołki oddziaływań** (jeśli widoczne!), **rozkład masy niezmienniczej** pary cząstek (produktów rozpadu)
4. Cząstki neutralne – przez identyfikację produktów ich rozpadów
(np. $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ lub $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\gamma \rightarrow e^+ e^-$)



Krzywe Bethe-Blocha

– tak identyfikujemy np. **piony, kaony, protony**

Linie na rys. – parametryzacja Bethe-Blocha (Rys. PDG 2024)

Straty energii kinetycznej cząstki **naładowanej** przy przechodzeniu przez ośrodek materialny, spowodowane jonizacją atomów ośrodka

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi N_A Z \rho}{A m_m m_e c^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{z^2}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{\max}}{(1-\beta^2)\, I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right]$$

dE/dx – strata energii cząstki na jednostkę drogi

N_A – liczba Avogadro

Z, A – liczba atomowa i liczba masowa atomów ośrodka

m_m – jednostka masy molowej ośrodka

ρ – gęstość ośrodka

m_e, e – masa i ładunek elektryczny elektronu

z – ładunek cząstki w jednostkach 'e' (ładunek cząstki q = ze)

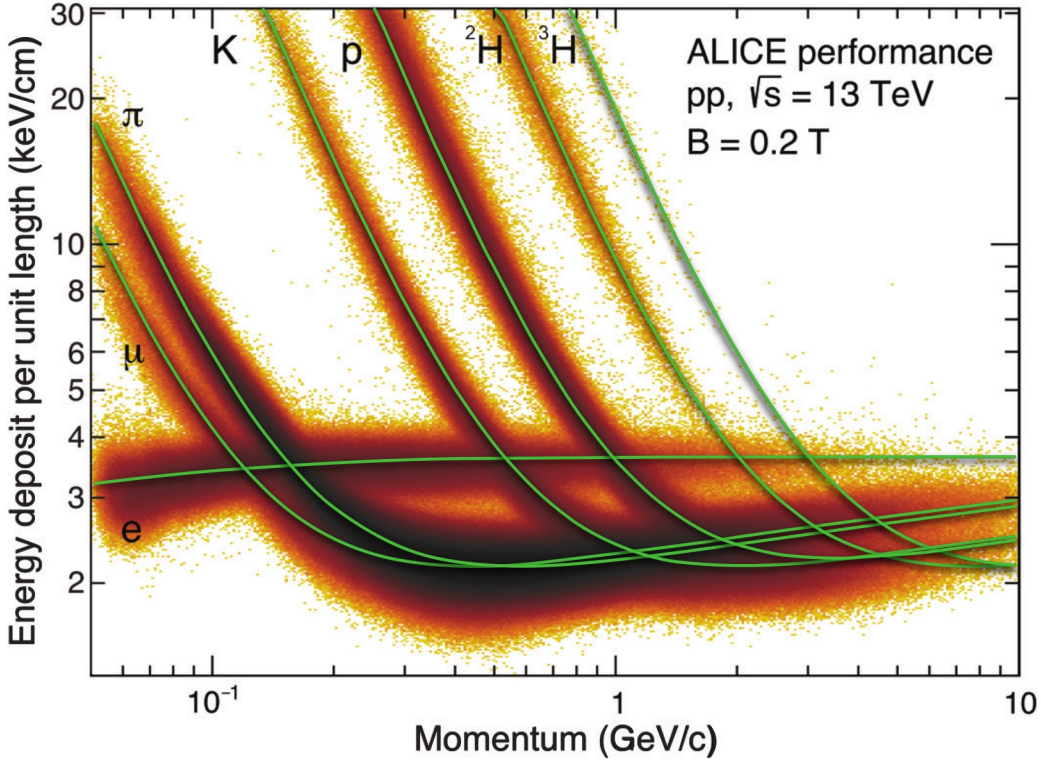
β – prędkość cząstki w jednostkach prędkości światła w próżni (β = v/c)

ε_0 – przenikalność elektryczna próżni

T_{max} – maksymalna energia kinetyczna, jaka może być przekazana elektronowi w pojedynczym zderzeniu

I – średnia energia jonizacji, w elektronowoltach

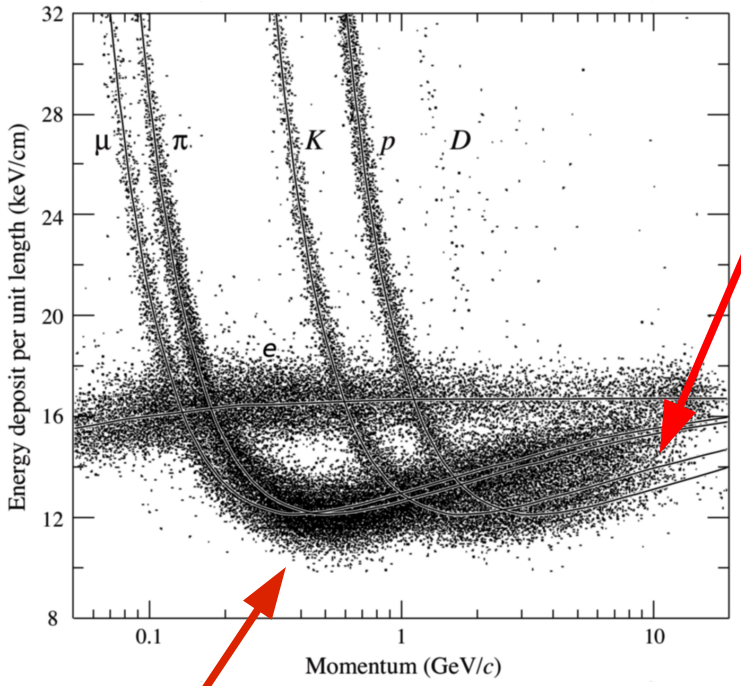
δ/2 – poprawka na gęstość pola, istotna przy wyższych energiach



Dla elektronów – ważne są również poprawki radiacyjne (promieniowanie hamowania)

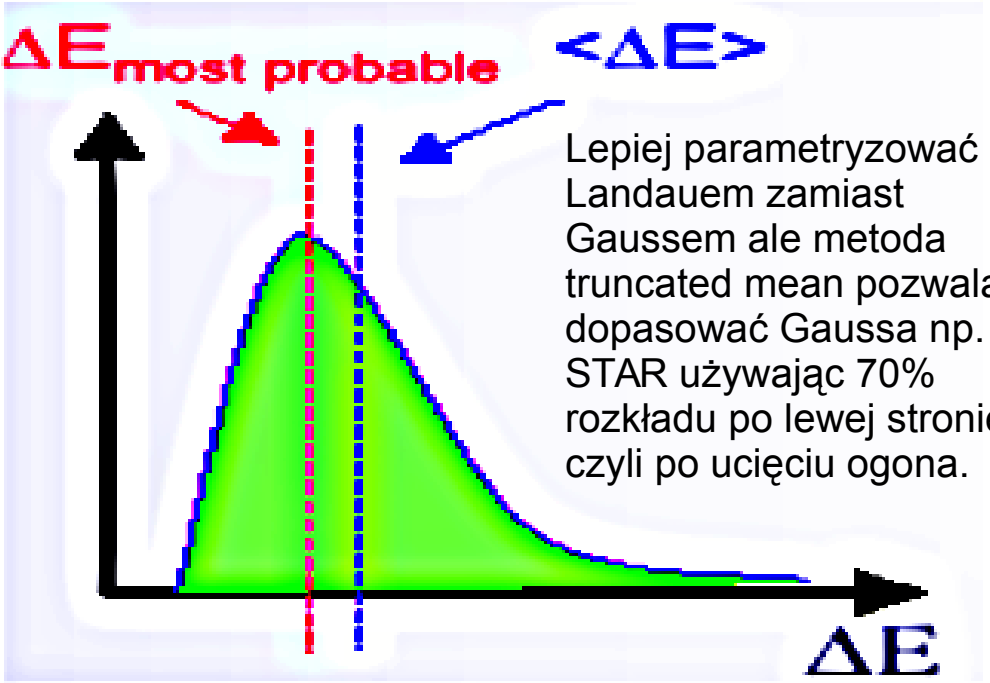
Dla cząstek o niskiej energii $\beta << 1$ (spadek dE/dx ze wzrostem pędu / energii jak $1/\beta^2$) a dla relatywistycznych cząstek $\beta^2 \approx 1$ ponowny wzrost → tzw. obszar relatywistycznego wzrostu)

PDG 2014



Obszar relatywistycznego wzrostu począwszy od $\beta\gamma$ około 3 i dalej dla bardzo dużych $\beta\gamma$ >> 1000 mamy plateau

Wzór Bethe-Blocha odnosi się do średnich strat jonizacyjnych danej cząstki. W ogólności rozkład dE/dx dla danego śladu jest opisywany rozkładem Landaua (asymetrycznym)

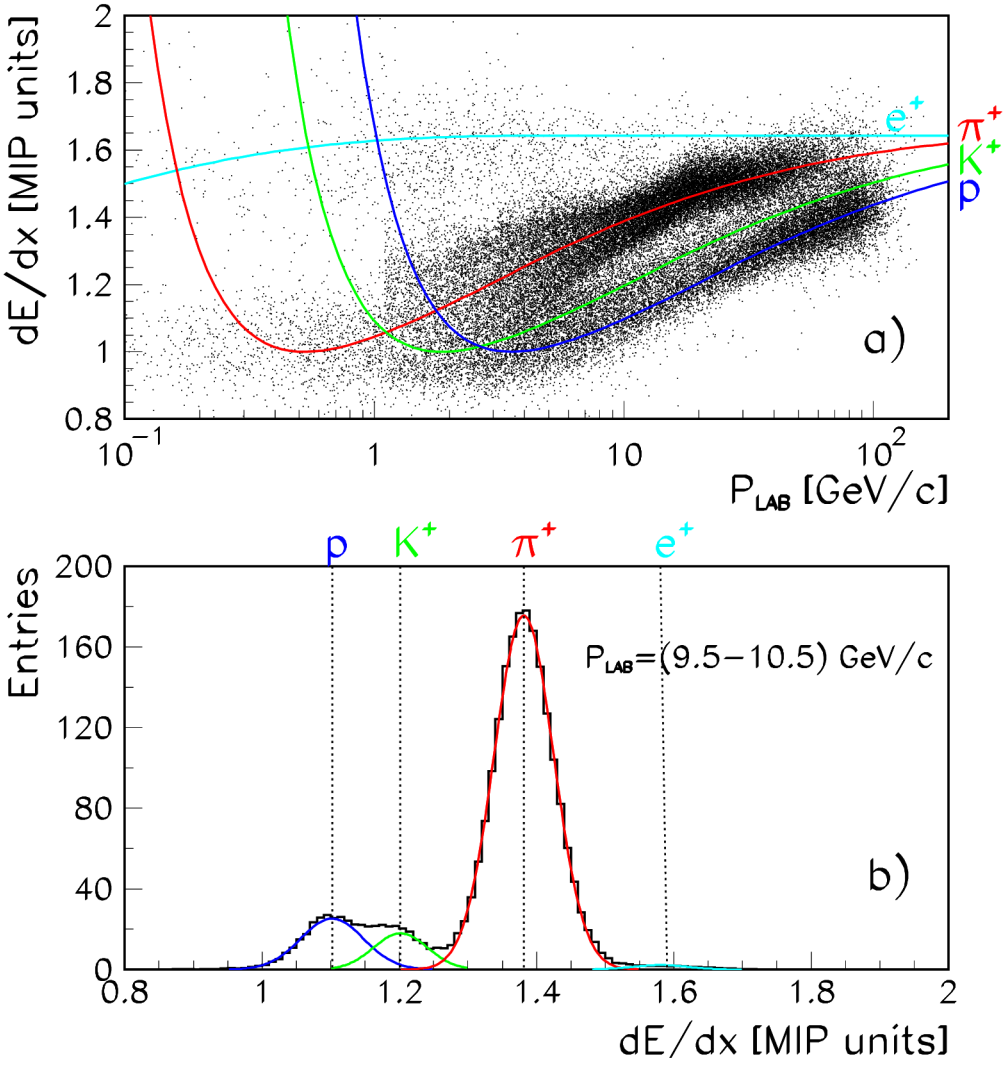


Lepiej parametryzować Landauem zamiast Gaussem ale metoda truncated mean pozwala dopasować Gaussa np. w STAR używając 70% rozkładu po lewej stronie czyli po ucięciu ogona.

Obszar minimalnej jonizacji $3 < \beta\gamma < 4$ jest to również obszar przecinania się krzywych, ten obszar zwykle wyrzuca się z analizy cięciem na *p* i stosuje w tym miejscu inny detektor (np. TOF)

Co się robi w doświadczeniu: mierzymy dE/dx pojedynczej cząstki **w wielu miejscach** jej toru i wyznaczamy ***"truncated mean"*** ⟨dE/dx⟩ strat jonizacyjnych tj. obcinamy ogony (zwykle oba) i dopasowujemy Gaussa

W dalszej części wykładu mówiąc o dE/dx mamy na myśli średnie straty energii dla danego śladu czyli *truncated mean* ⟨dE/dx⟩



MIP unit – ilość jonizacji spowodowana przez cząstkę o minimalnej jonizacji (Minimum Ionizing Particle)

Rys. B. Boimska (PhD thesis)

Dane NA49
1. Krzywe Bethe-Blocha
2. Rozkład dE/dx (średnie straty) dla wybranego przedziału pędu w obszarze relatywistycznego wzrostu

Jak używać dE/dx do identyfikacji:

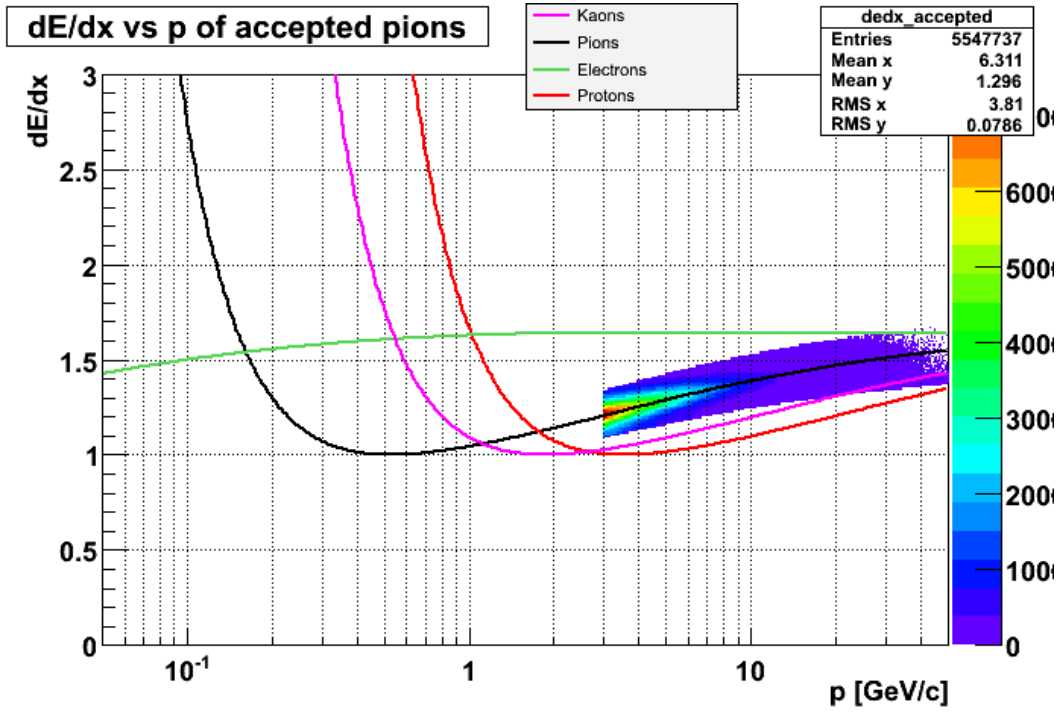
1. Metoda cięcia (*dE/dx cut method*)
a) na rysunku dE/dx w funkcji p – **jeśli chcemy identyfikację tzw. track-by-track (dla każdej pojedynczej cząstki jej ID).** Uwaga: duże niepewności i straty cząstek
b) na histogramie dE/dx – jeśli interesuje nas całkowita krotność np. pionów ujemnych

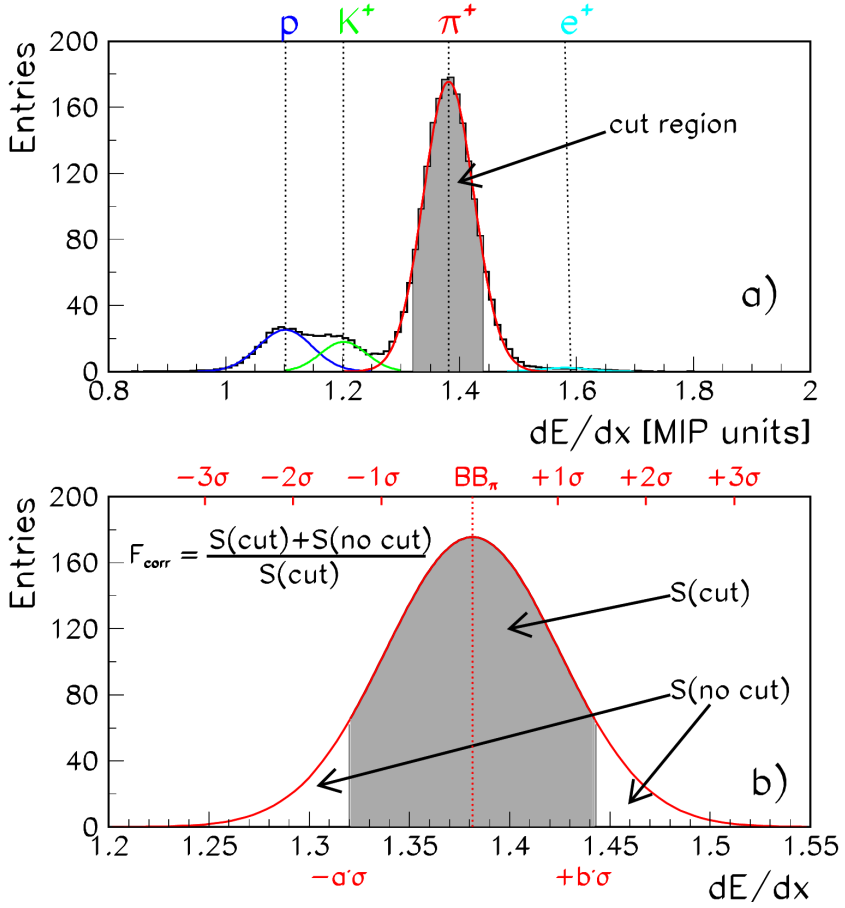
2. Metoda dopasowania (*dE/dx fit method*)
a) na histogramie dE/dx – dla całkowitych krotności a nie identyfikacji track-by-track

1. Metoda cięcia (*dE/dx cut method*)

a) na rysunku dE/dx w funkcji p (krzywe Bethe-Blocha) – lewy rysunek

b) na histogramie dE/dx – dwa prawe rysunki





przykład identyfikacji pionów, dodatkowe cięcie na pęd całkowity (wyrzucenie obszaru przecięcia krzywych BB) – Rys. D. Kikoła (NA49)

Dopasowuje się Gaussa
Liczba „kandydatów na piony" z rys a) jest mnożona przez F_{corr} z rys. b) Rys. B. Boimska

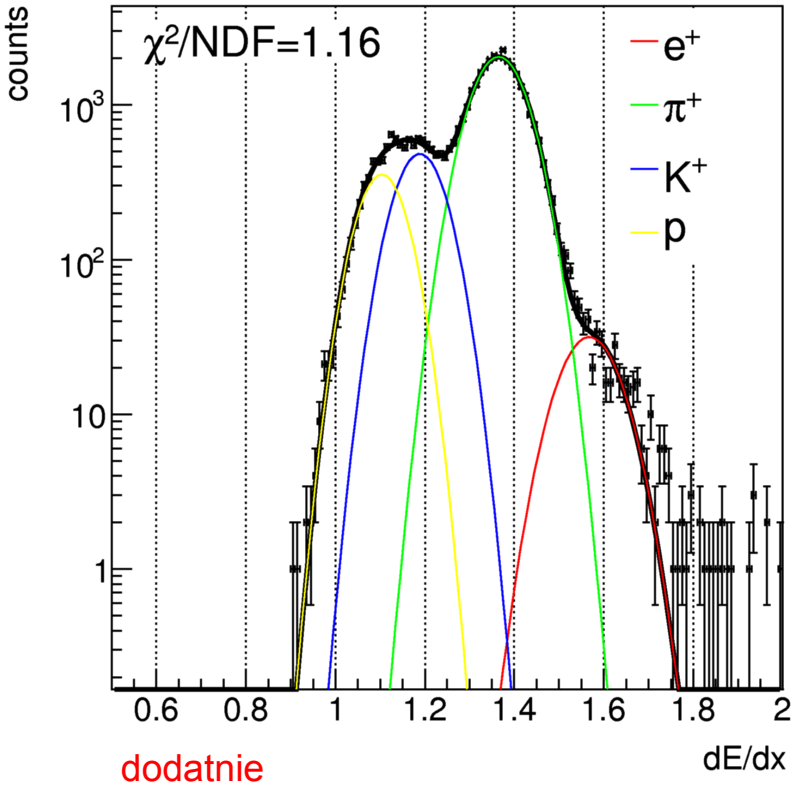
Uwaga: te dwa rysunki i metody są ze sobą mocno powiązane bo b. często do określenia jak szeroko ciąć na lewym rysunku wykorzystuje się znajomość szer. rozkładu dE/dx (1D) z prawego rysunku (σ). Wtedy tnie się na lewym rysunku np. ±1σ wokół krzywej teoretycznej Bethe-Blocha.

2. Metoda dopasowania (*dE/dx fit method*) – **na histogramie dE/dx** –

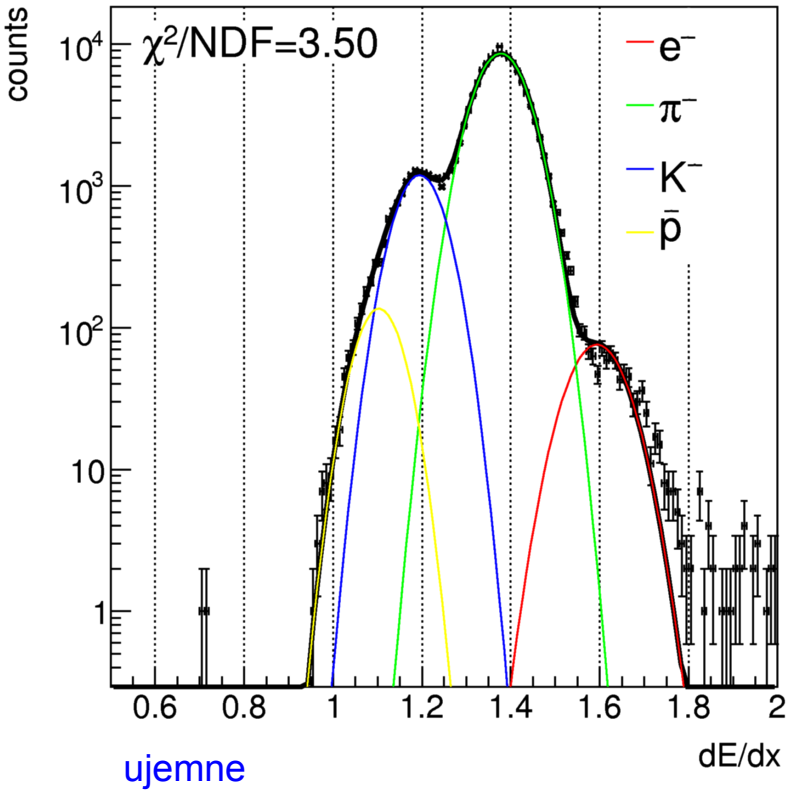
również dla całkowitych krotności a nie identyfikacji typu track-by-track

Dzielimy obszar zmiennych kinematycznych (p_T, kąt azymutalny, pęd całkowity, etc.) na wiele binów. W każdym binie rysujemy jednowymiarowy histogram dE/dx.

Rozkład eksperymentalny dE/dx jest dopasowywany np. do sumy czterech Gaussów (dla elektronów, pionów, kaonów i protonów). Wolne parametry fitu to wkłady od odpowiednich cząstek do spektrum (np. amplitudy Gaussów, szerokości, pozycje).



dodatnie
p: 6.8-8.4 GeV/c
p_T: 0.4-0.6 GeV/c
ϕ: 0-0.25 π

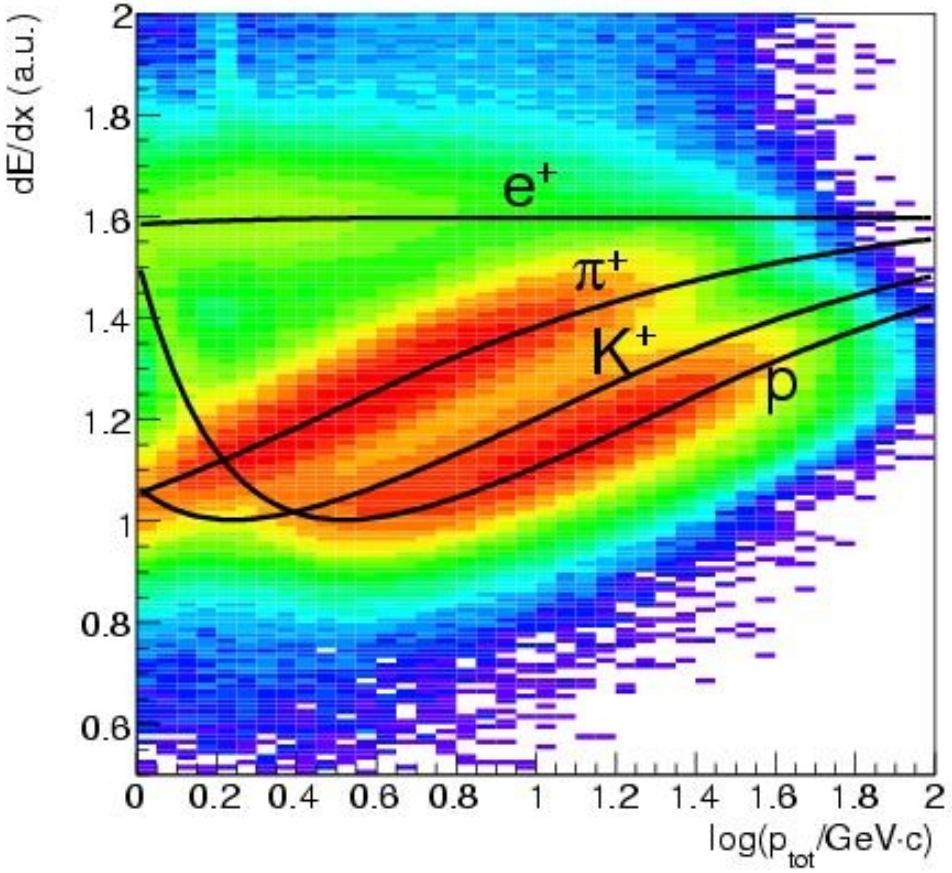


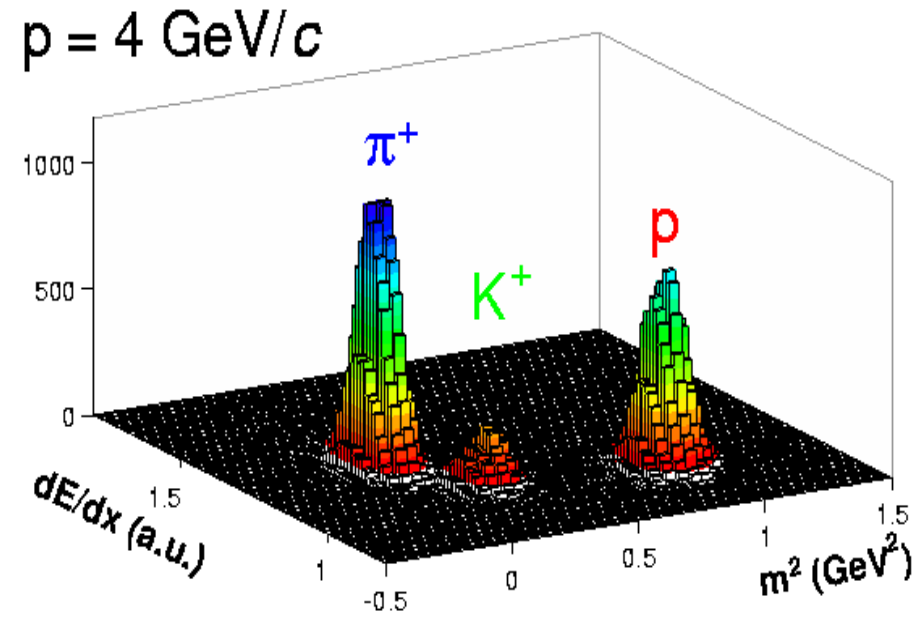
ujemne
p: 6.8-8.4 GeV/c
p_T: 0.2-0.4 GeV/c
ϕ: 0.75-1 π

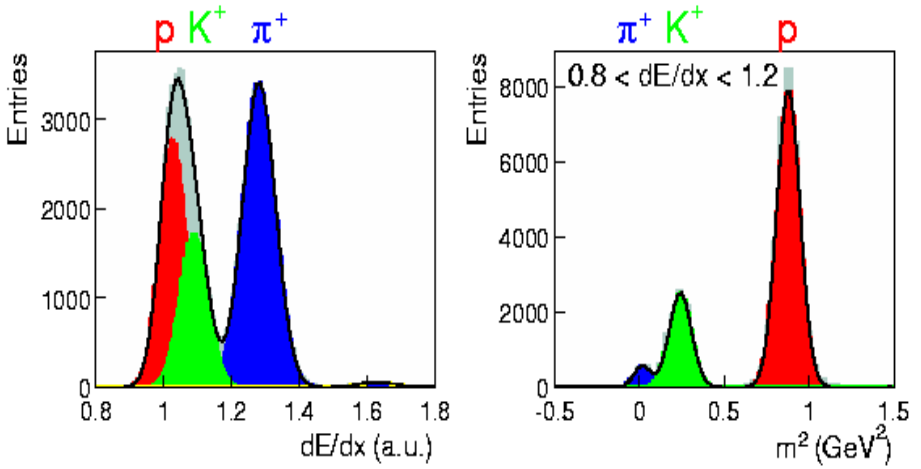
Rys. (NA49) M. Maćkowiak-Pawłowska

Kombinowana informacja z TOF i dE/dx (prawy) i same krzywe Bethe-Blocha (lewy)

spektrum dE/dx w obszarze relat. wzrostu, linie – parametryzacja Bethe-Blocha (przykład eksperyment **NA49, dane Pb+Pb wiązka 40*A* GeV**





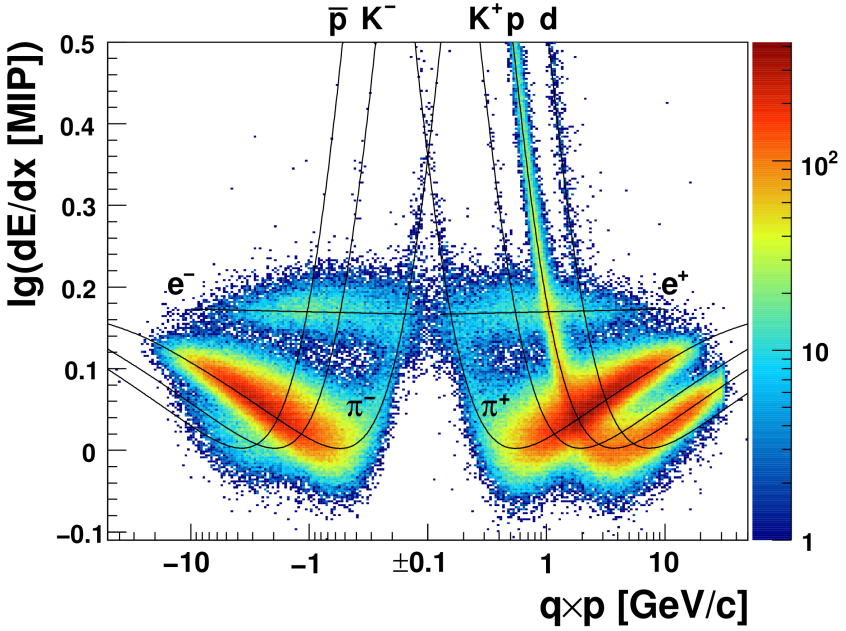


W NA49 tylko 6% cząstek było identyfik. przez TOF – obszar mid-rapidity; zakres pędów 4-6 GeV (bo rozdzielczość TOF nie zawsze pozwalała na rozróżnienie pionów, kaonów i protonów).

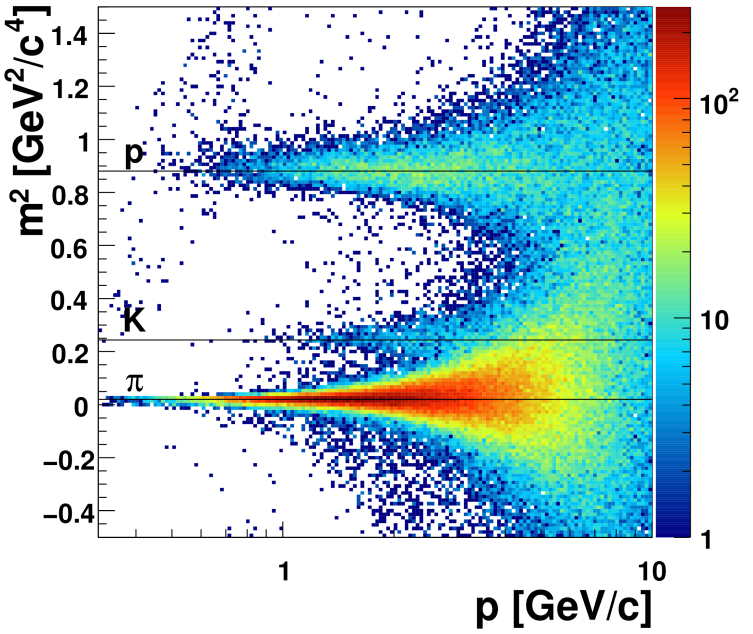
W NA61 dużo więcej cząstek da się identyfikować przez TOF – bo są dodatkowe (w por. z NA49) ściany TOF

NA61/SHINE p+C; pęd wiązki protonów 31 GeV/c

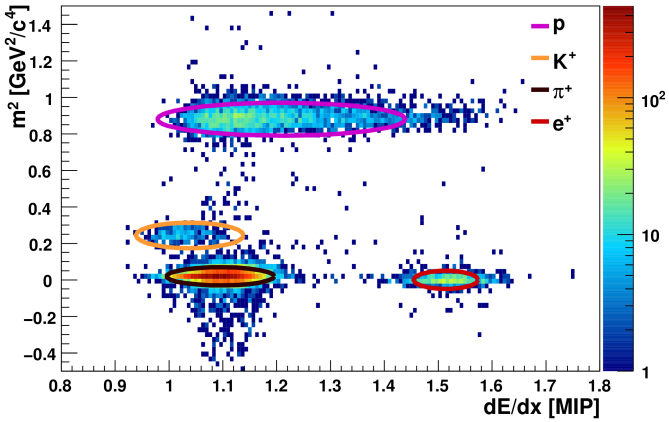
TPC dE/dx



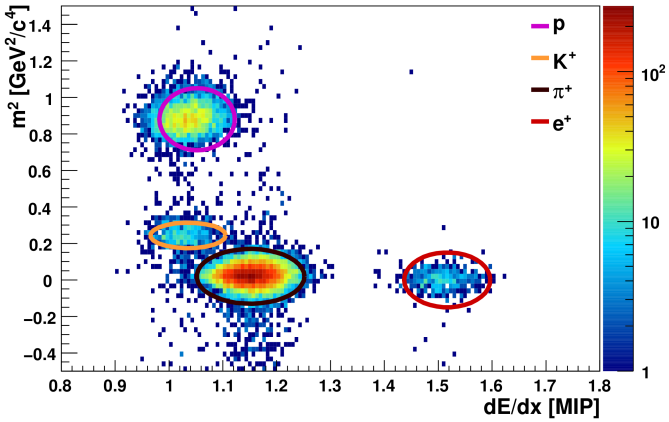
ToF PID



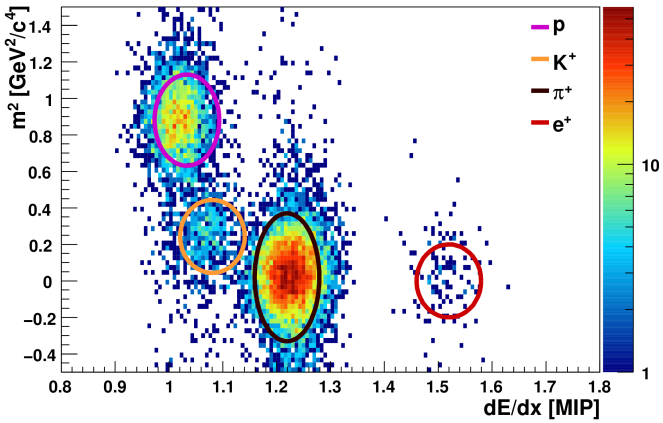
ToF-dE/dx PID



1 < p < 2 GeV/c



2 < p < 3 GeV/c

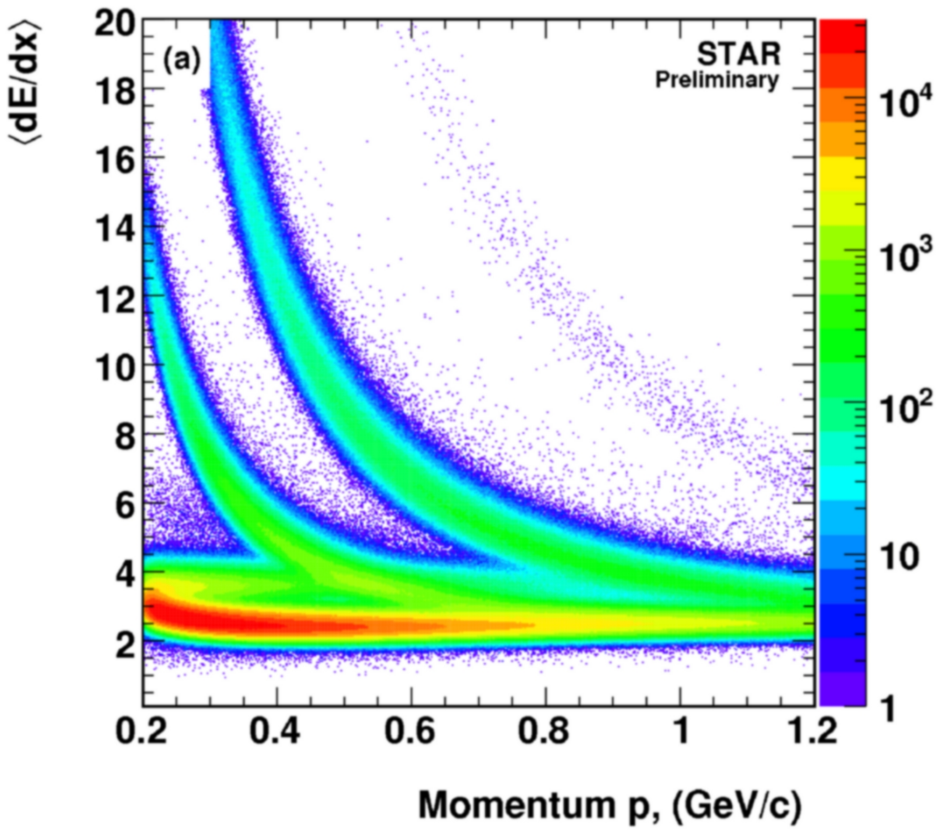


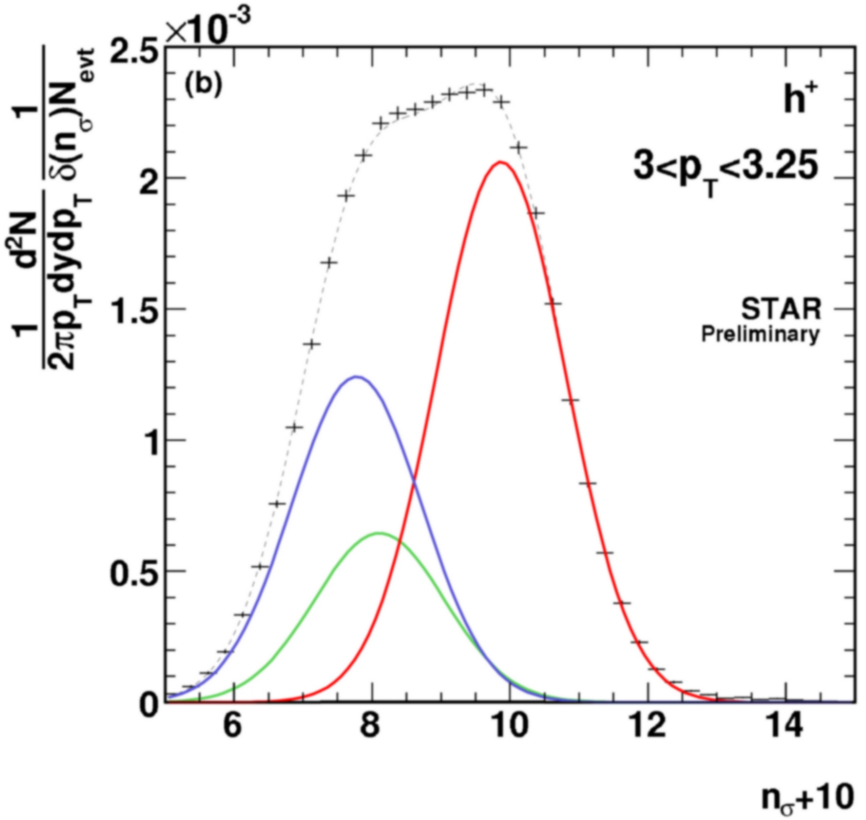
4 < p < 5 GeV/c

Przykład identyfikacji pionów, kaonów i protonów w eksperymencie
STAR dla Cu+Cu, $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

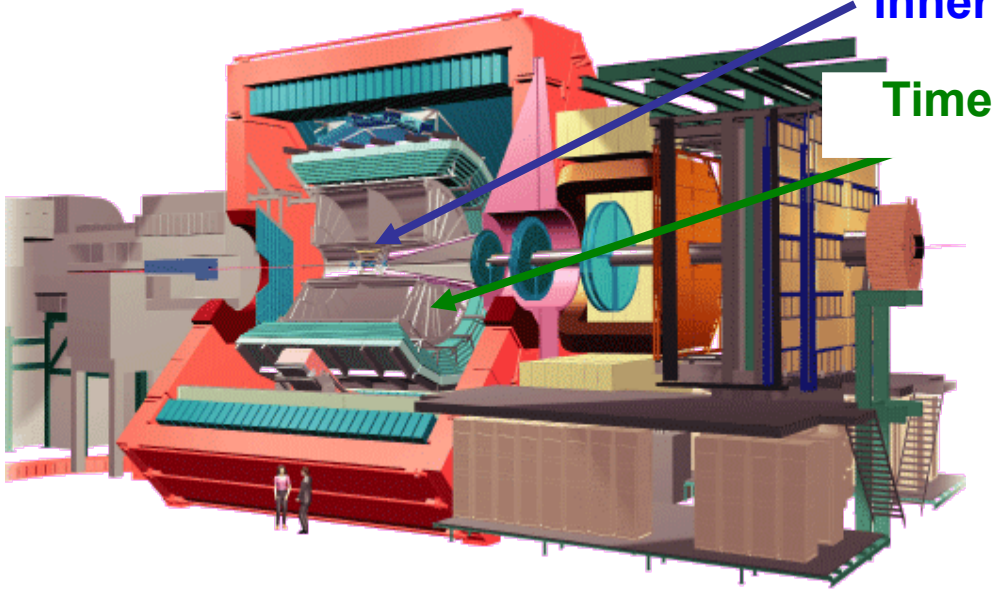
Lewy: przy niskich pędach poprzecznych – ładne rozseparowanie cząstek
Prawy: wysokie pędy poprzeczne, nie-gaussowski kształt używany do rozseparowania produkcji protonów i pionów

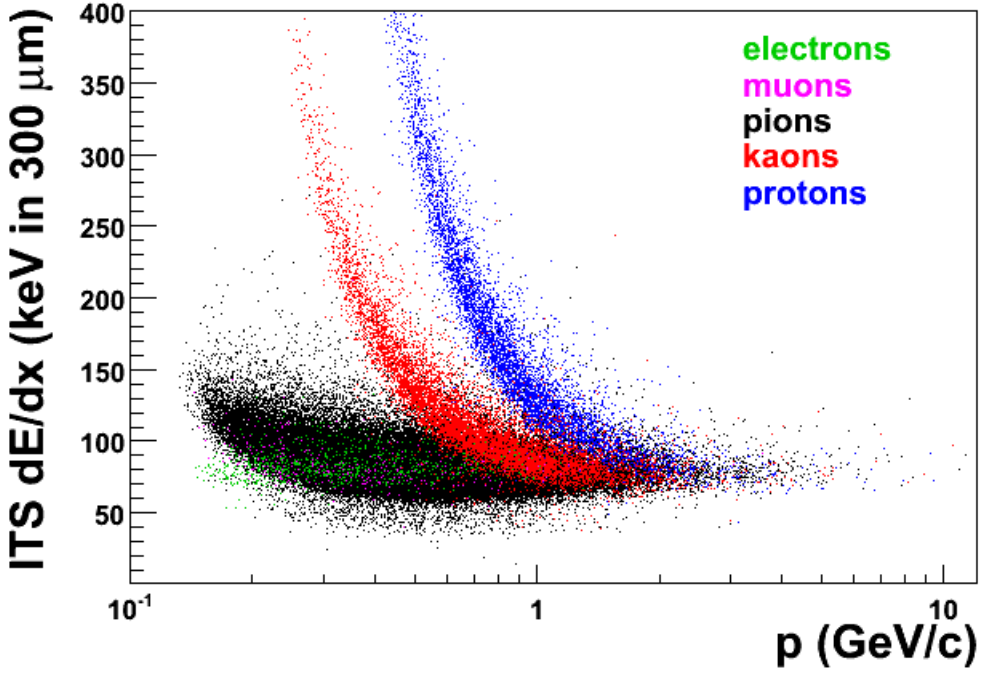
Rys. arXiv:0707.0123 (nucl-ex)

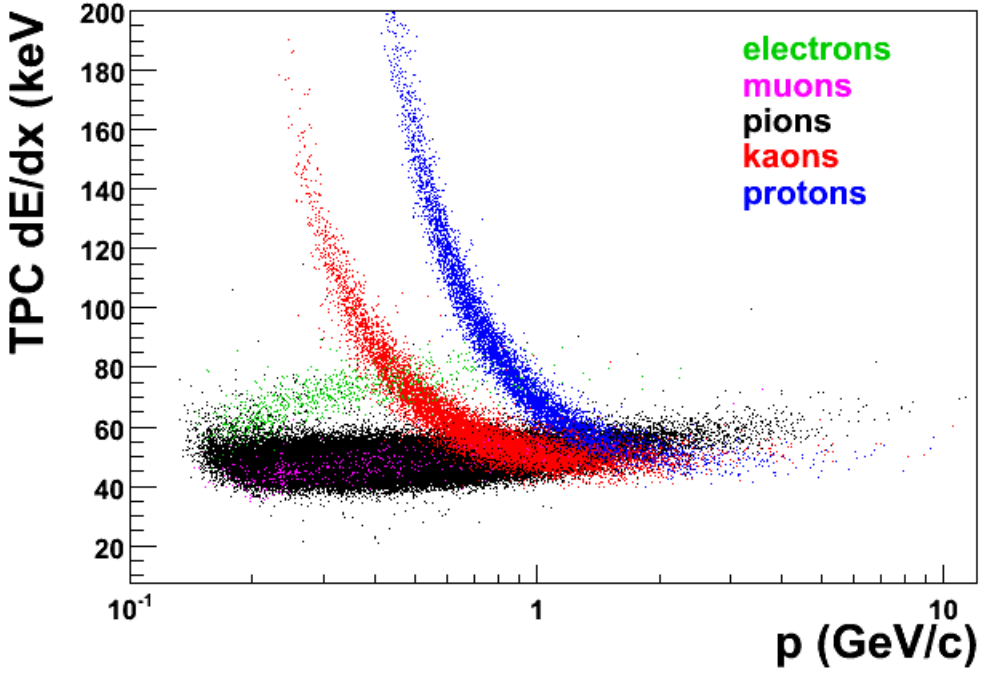




Jak dE/dx <u>będzie</u> (symulacja) wyglądało w eksperymencie **ALICE przy LHC**:

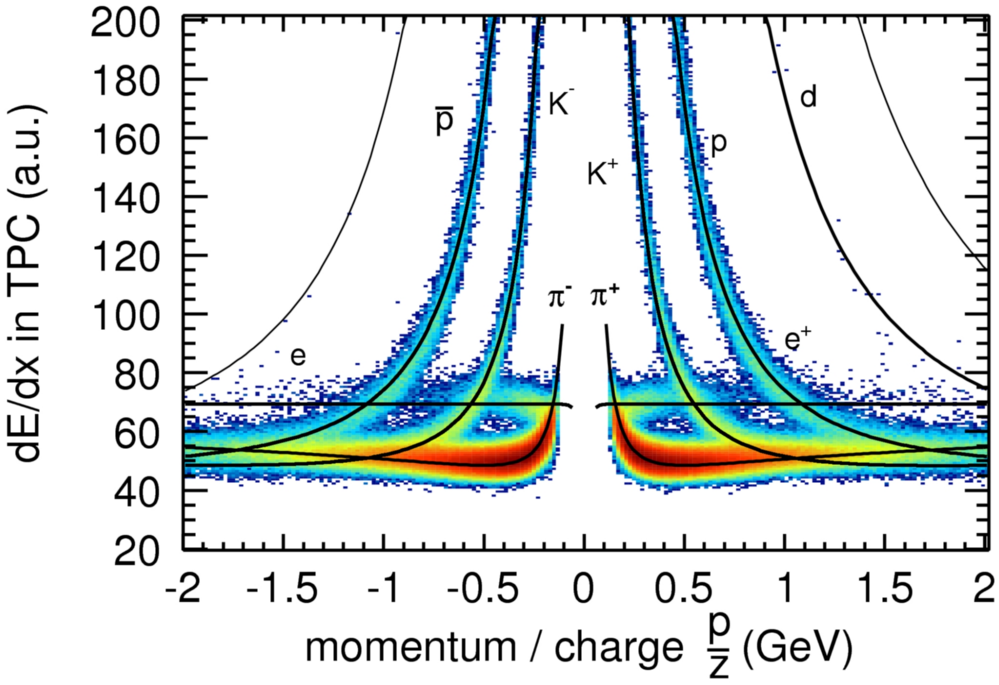


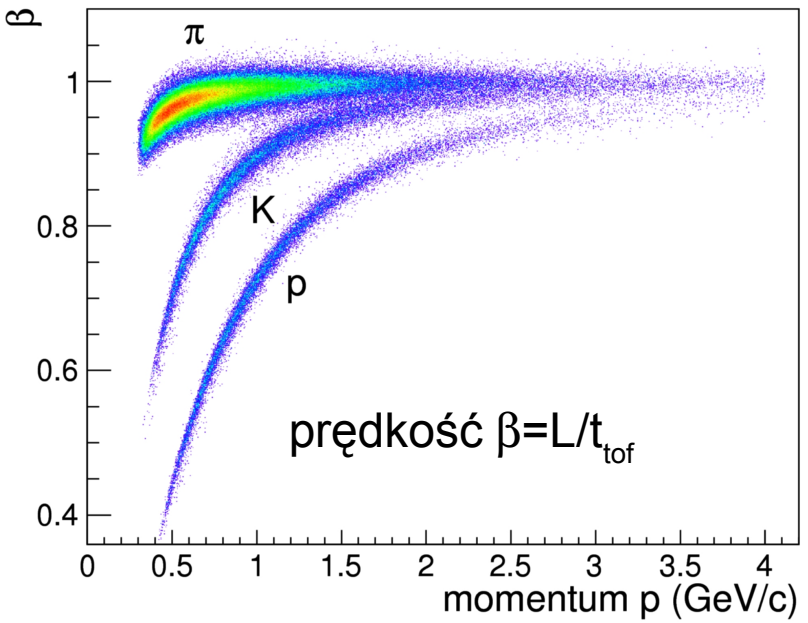




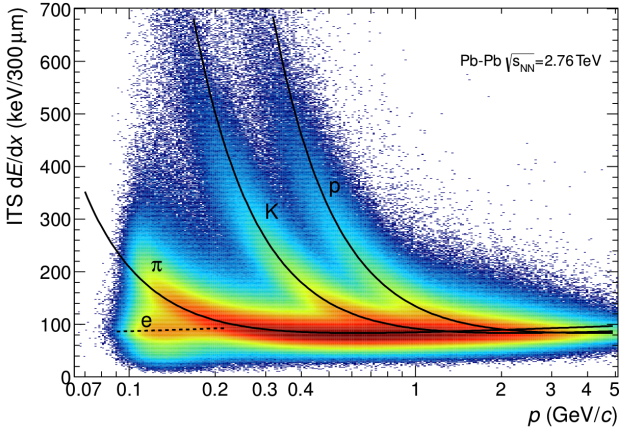
...i jak ostatecznie wygląda dla danych **p+p przy energii √s = 0.9 TeV**

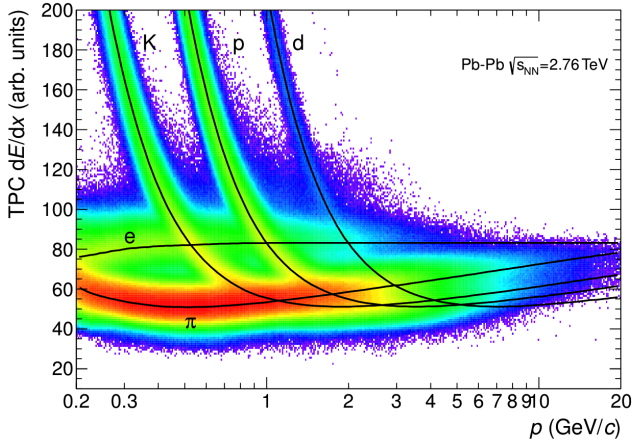
Lewy: dE/dx mierzone w TPC ALICE (line to parametryzacja Bethe-Blocha); rys. oddzielnie dla dodatnio i ujemnie naładowanych cząstek Prawy: pomiar prędkości (β) w TOF arXiv:1102.2745

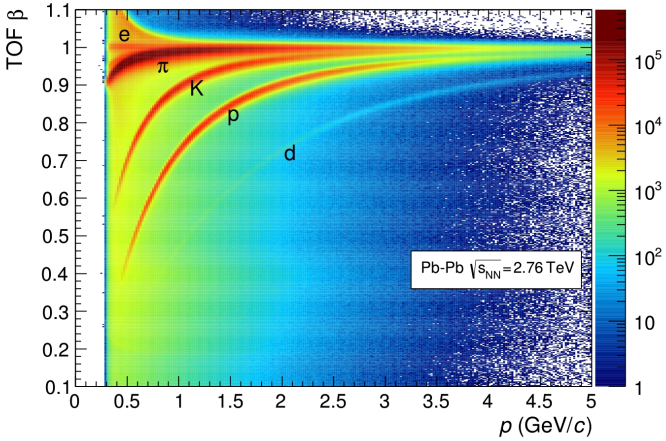




...oraz dla danych **Pb+Pb przy energii √s$_{NN}$ = 2.76 TeV** arXiv:1402.4476





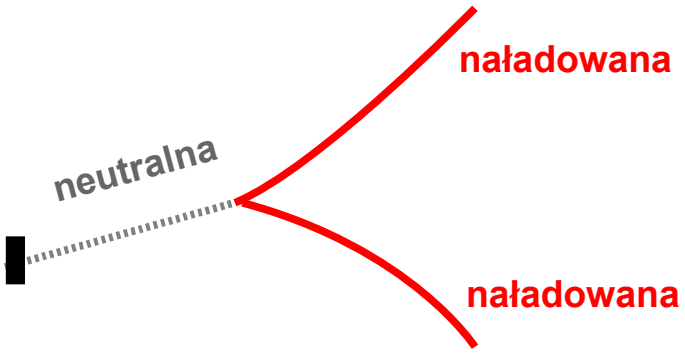


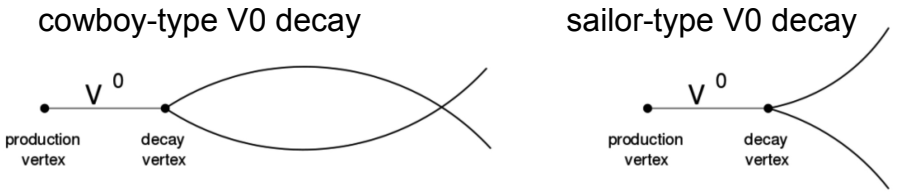
Dotychczas (**poprzednie slajdy**) pokazano identyfikację (dE/dx, TOF) **cząstek stabilnych** lub stabilnych w porównaniu z długością detektora **(p, K, e, π) przy tym naładowanych.** Uwaga: cτ dla $\pi^{+/-}$ jest 7.8 m, dla $K^{+/-}$ jest 3.7 m. W NA49 (układ LAB., fixed target) 7–8 m to sama długość VTPC(1 i 2) a cząstki są rejestrowane również za nimi tj. w MTPC ⇒ należy pamiętać o dylatacji czasu w układzie LAB!

W przypadku cząstek krótkożyciowych lub/i neutralnych korzysta się z rozkładu masy niezmienniczej; wyróżnia się dwa przypadki:

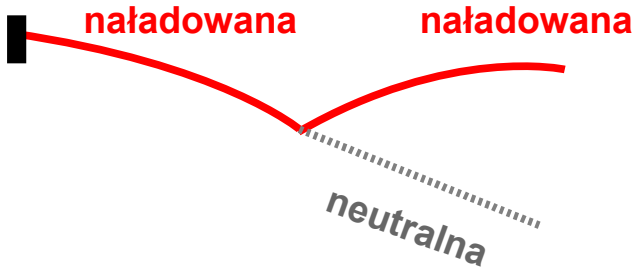
1. **Widoczny wierzchołek wtórny tzw. V0** (oddalony od pierwotnego w sposób mierzalny), są to rozpady słabe np. Λ^0, K^0
a) najpierw tzw. **V0 finder** szuka takich wierzchołków
b) robi się **rozkład masy niezmienniczej** dla dwóch cząstek w tym wierzchołku

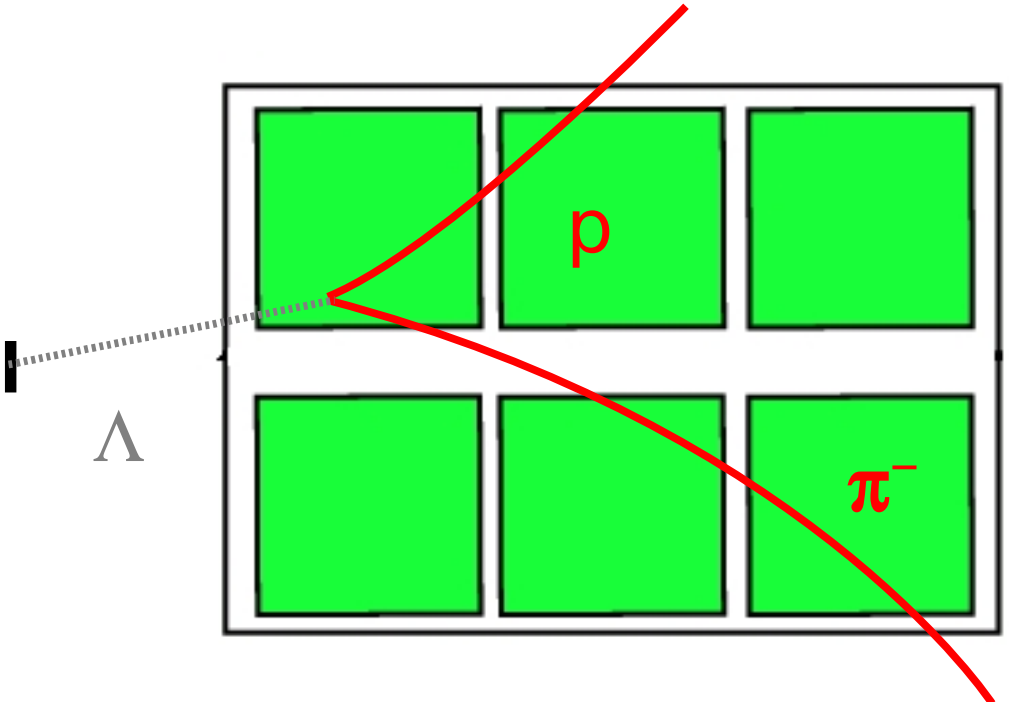
$$M_{inv} = \sqrt{\left(E_1 + E_2\right)^2 - \left(\vec{p}_1 + \vec{p}_2\right)^2}$$

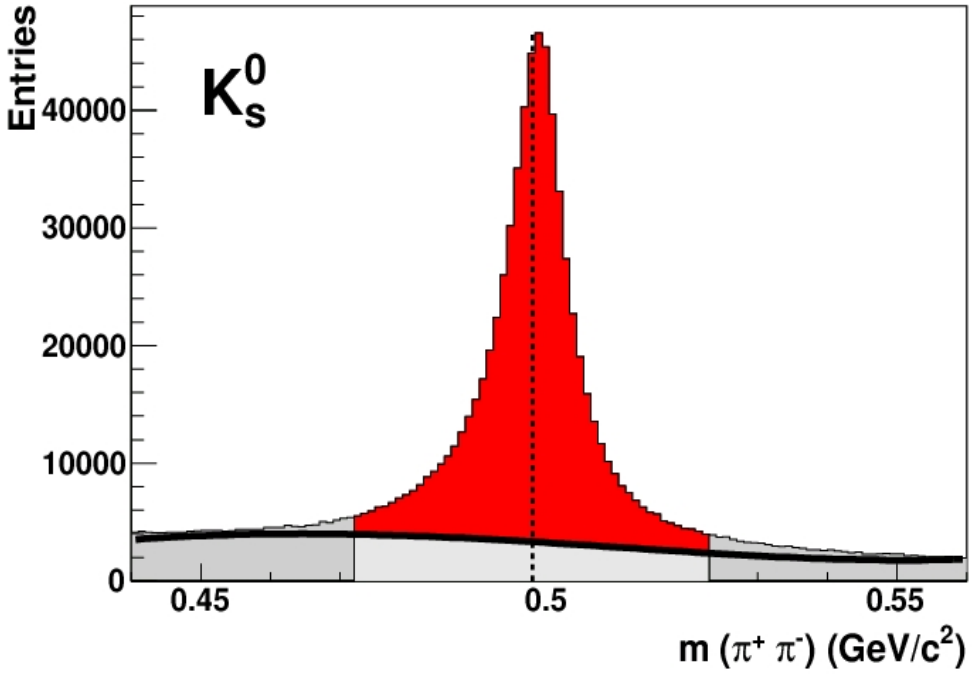


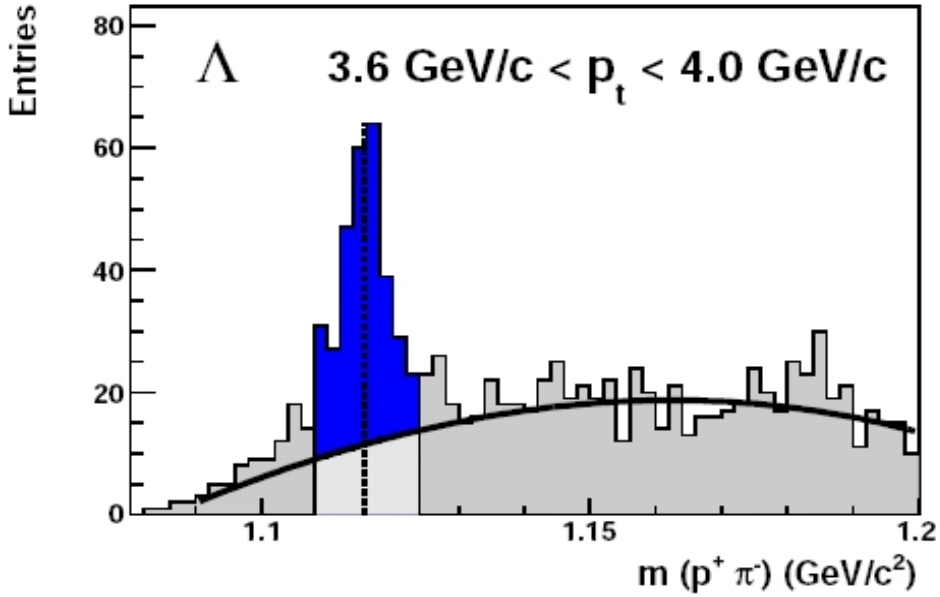


Uwaga: w przypadku cząstki naładowanej nie mamy klasycznego V0 tylko **kink** (przypomnienie: detektory śladowe rejestrują cząstki naładowane a neutralne są niewidoczne)









Podobnie identyfikuje się np. mezony D^0 w ALICE, STAR, NA61/SHINE ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$); potrzebny precyzyjny detektor wierzchołka

wierzchołek wtórny (*secondary vertex*) jest oddalony od wierzchołka głównego

Przykład identyfikacji poprzez topologię rozpadów i masę inwariantną

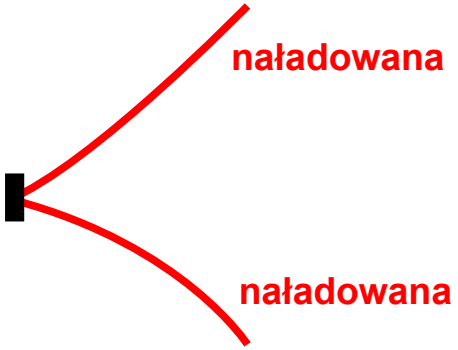
Przypomnienie:

masa niezmienniczna (w układzie c=1)

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\Sigma E_i\right)^2 - \left(\Sigma \vec{p}_i\right)^2}$$

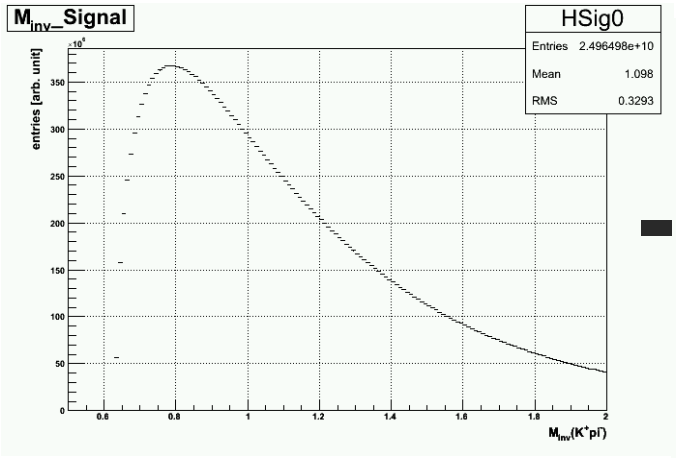
2. **Wierzchołek wtórny praktycznie w miejscu pierwotnego**, są to rezonanse np. ϕ, ρ^0, K^{*0}

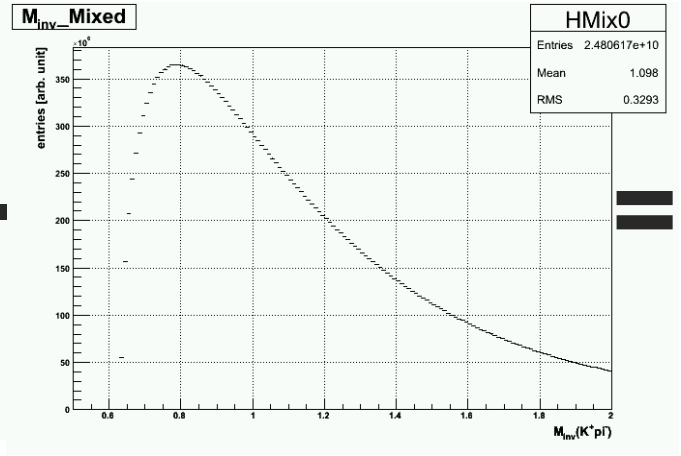
a) jako że nie da się wyodrębnić V0 robi się r**ozkład masy niezmienniczej dla wszystkich par cząstek w zderzeniu** np. dla par π^-, K^+ przy cząstce K^{*0} ($K^* \rightarrow K\pi$)

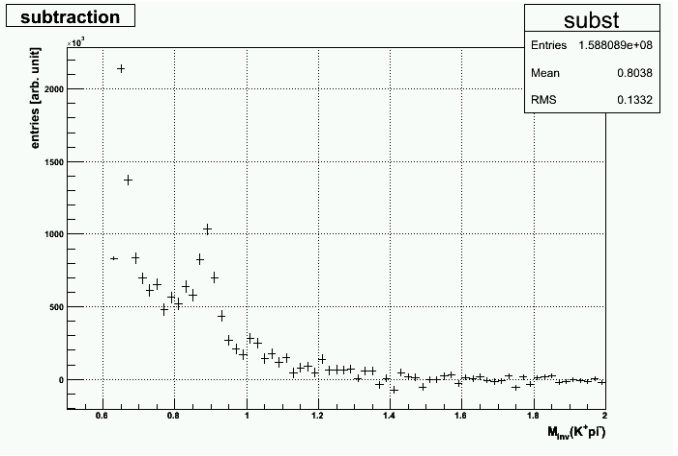


b) **taki sam rozkład** przygotowuje się **dla „przypadków mieszanych”** tj. np. lista π^- kombinowana jest z listą K^+ ale z innego zderzenia

c) **odejmuje się rozkłady od siebie** i dostaje maksimum (często widoczne dopiero po odjęciu) odpowiadające rezonansowi





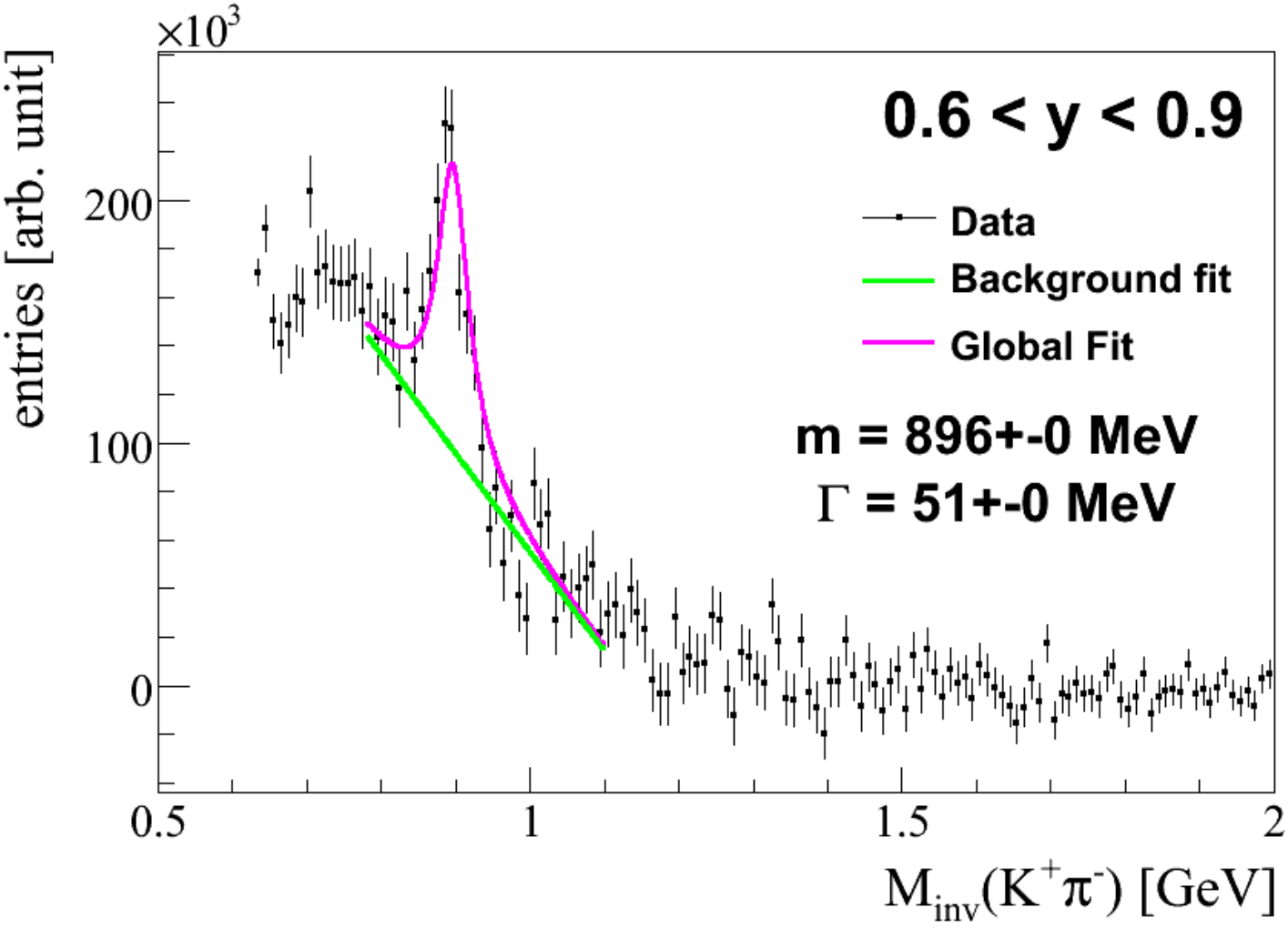


Rys. M. Słodkowski

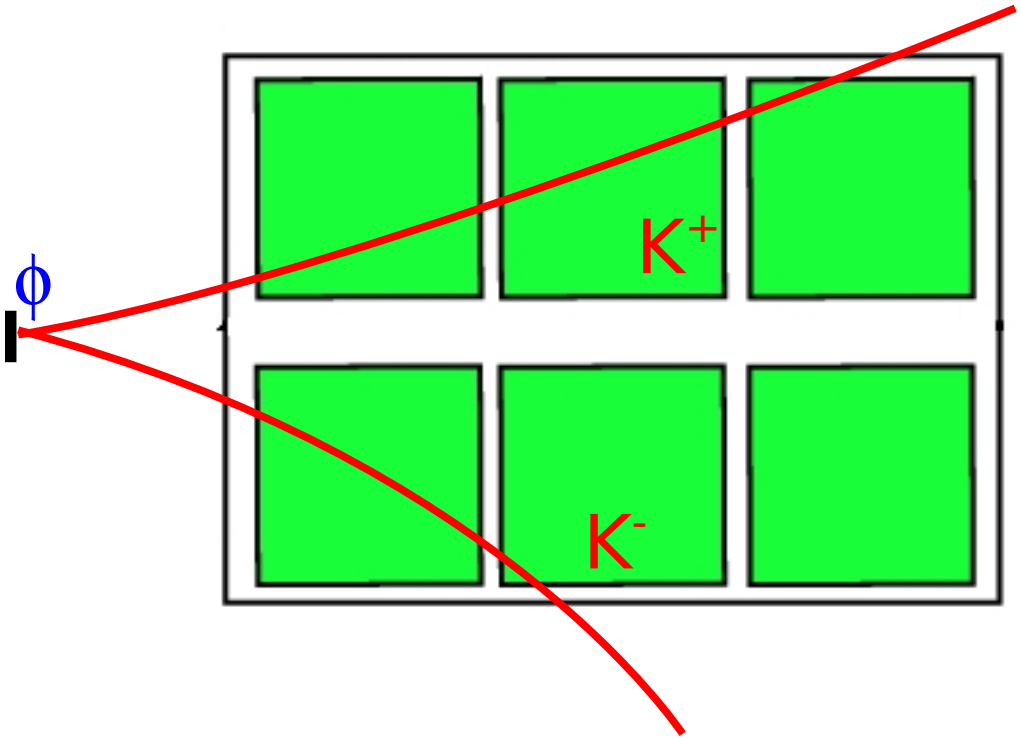
Na zakończenie dofitowuje się krzywą dla tła (najczęściej wielomian) oraz krzywą dla sygnału (Breit-Wigner); teraz można zacząć liczyć poprawki na akceptancję...

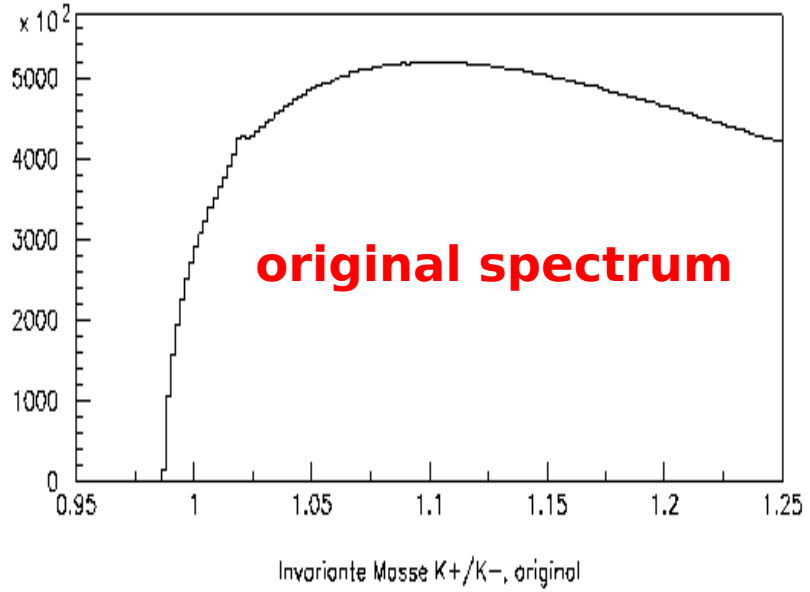
Rys. M. Słodkowski, NA49 CM 05.2008

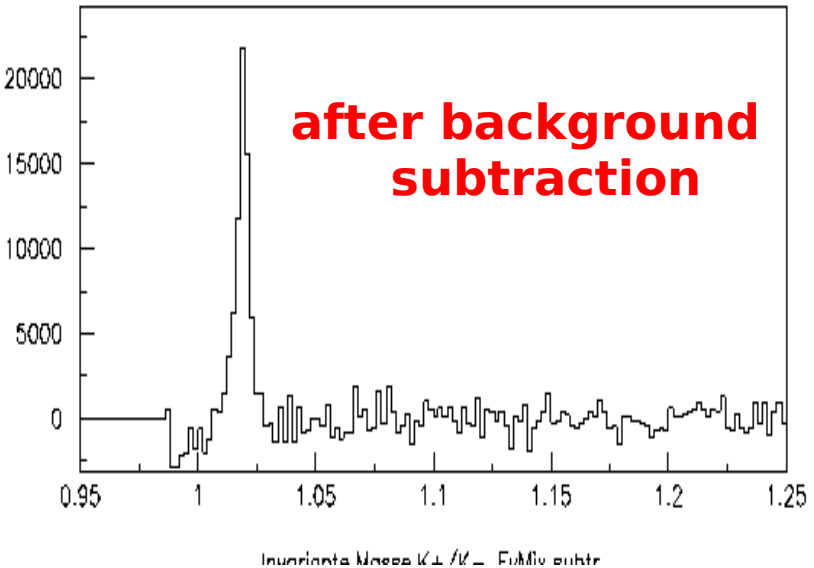
Histogram już po odjęciu tła kombinatorycznego



Dla zainteresowanych: alternatywna (do tworzenia tła z przypadków mieszanych, czyli tzw. „metody standardowej”) metoda ekstrakcji tła polega na użyciu „metody szablonów” tworzonych m.in. z danych MC. W takim szablonie MC rozpatruje się wkłady (do produktów rozpadu) od wszystkich znanych rezonansów poza cząstką którą badamy. Ostatecznie tło definiujemy używając sumy histogramu dla przypadków mieszanych oraz histogramu dla szablonów z MC → zob. np. NA61/SHINE, arXiv:2001.05370



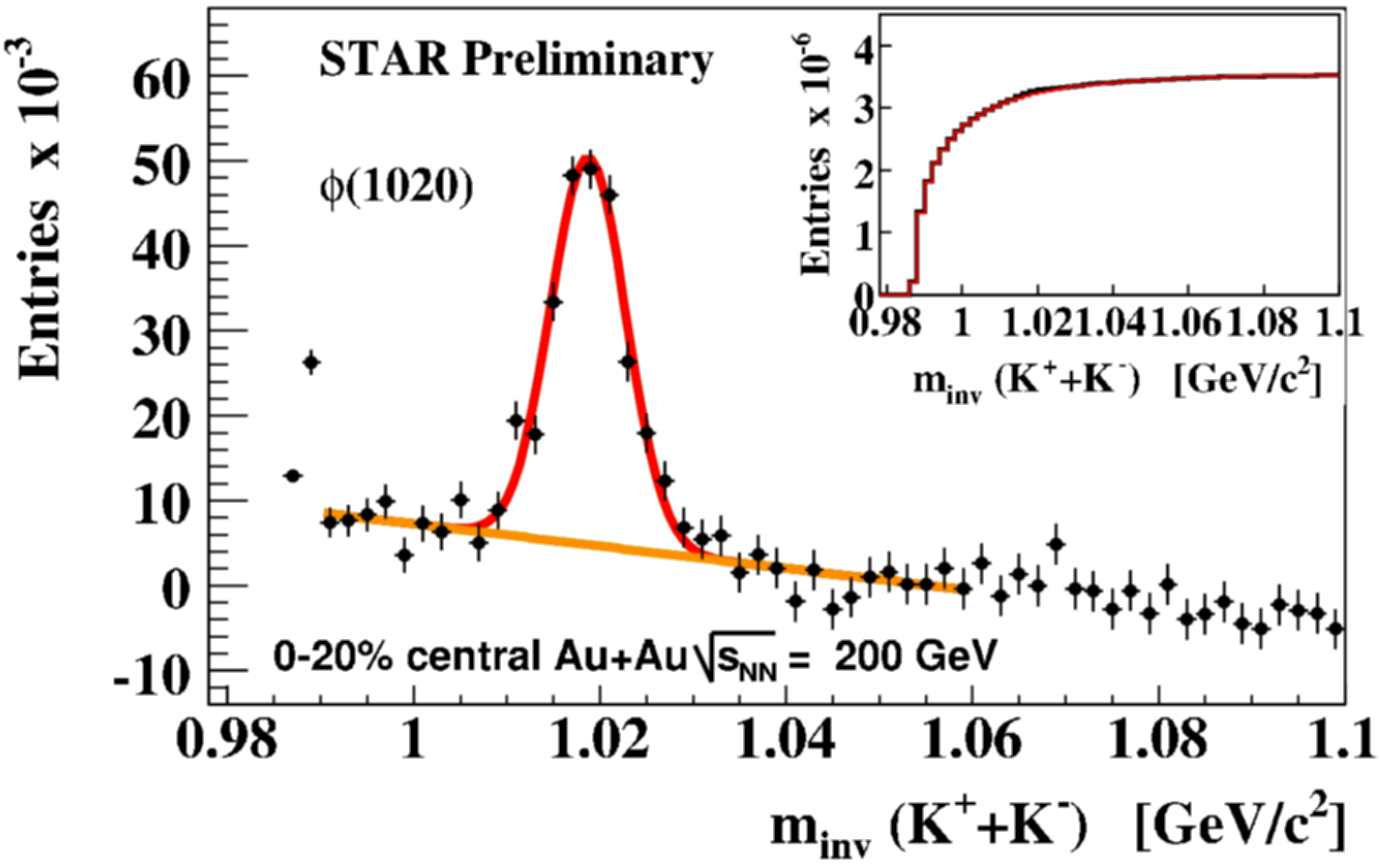




Przykład identyfikacji poprzez masę niezmienniczą (bez szukania wtórnego wierzchołka) – trudniej i dużo większe tło ponieważ **szukana cząstka np. ϕ ma wtórny wierzchołek praktycznie w miejscu głównego (bardzo krótki czas życia, rozpada się praktycznie w miejscu produkcji)**

Sygnał: łączenie K^+ i K^- z tego samego przypadku
Kombinatoryczne tło: mieszanie przypadków tj. np. lista K^+ z jednego przypadku a K^- z innego

Efekt końcowy to <u>różnica</u> dwóch histogramów czyli:
histogram sygnał minus histogram kombinatoryczne tło



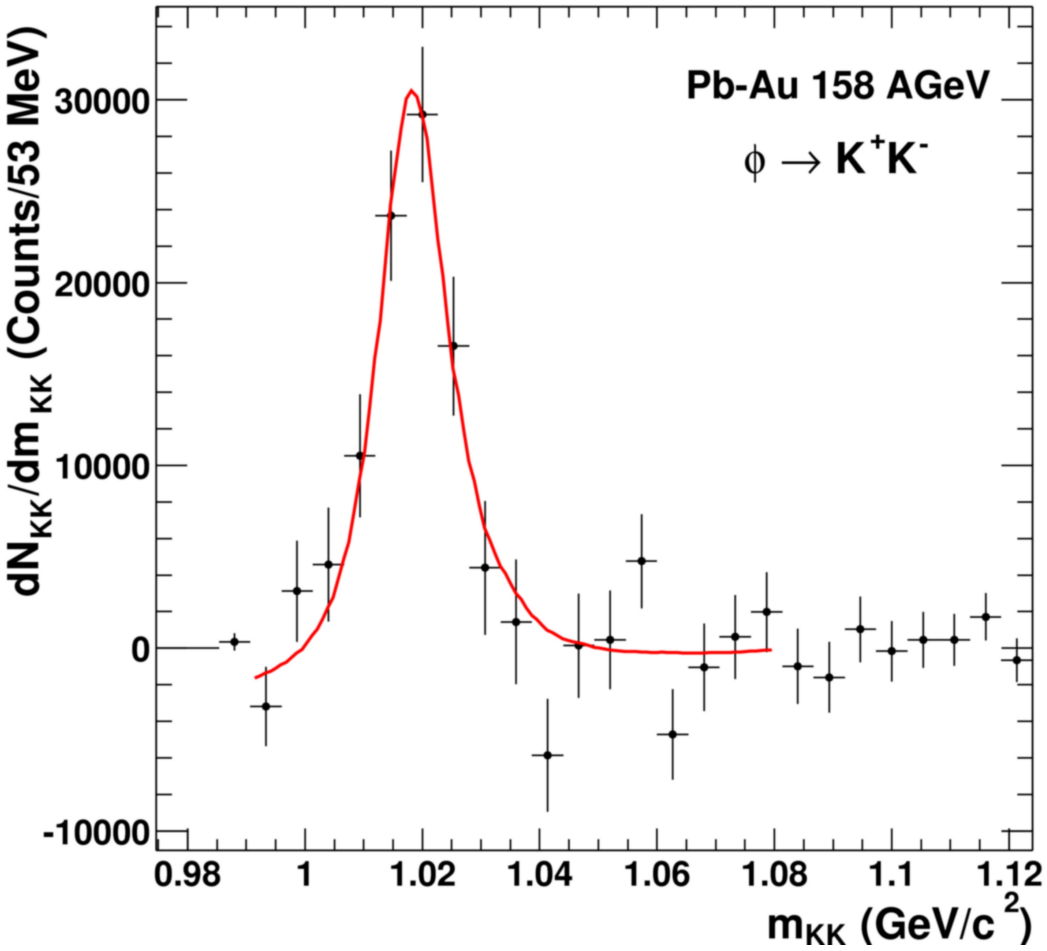
← przed odcięciem tła praktycznie nic nie widać

Eksperyment STAR: masa niezmiennicza w pobliżu ϕ (rezonans, b. krótki czas życia) – przed i po odcięciu tła (z mieszanych przypadków)

Analiza dotyczyła pomiarów rezonansów np. ϕ w tzw. jetach (wykład 13)

„wyciąganie" cząstki z jetu – dodatkowe cięcie: przynajmniej jedna cząstka w przypadku z pędem p_T > 4 GeV/c

C. Markert, arXiv:0706.0724 [nucl-ex]



Eksperyment CERES: masa niezmiennicza układu K^+K^- w pobliżu ϕ (rezonans, b. krótki czas życia). **Masa niezmiennicza pokazana już po odcięciu tła**

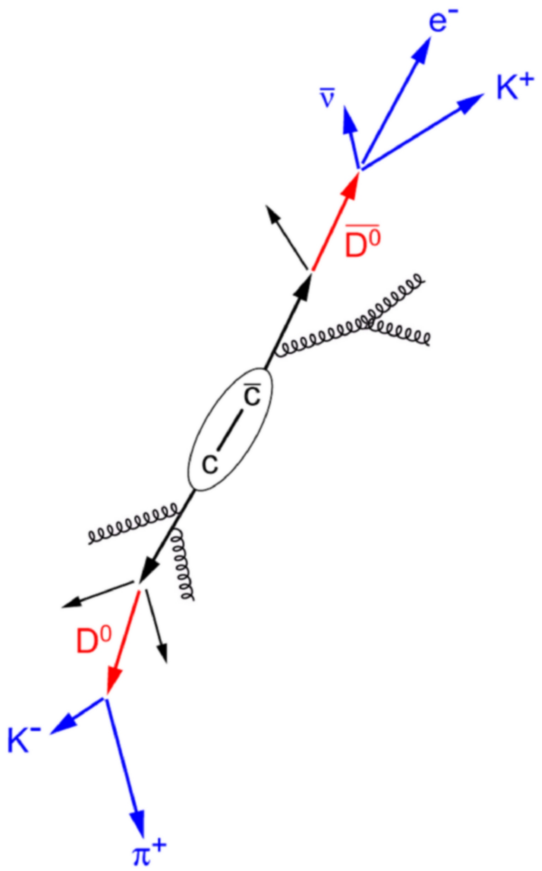
Do pozostałego po odcięciu tła sygnału dopasowano relatywistyczny rozkład Breita-Wignera

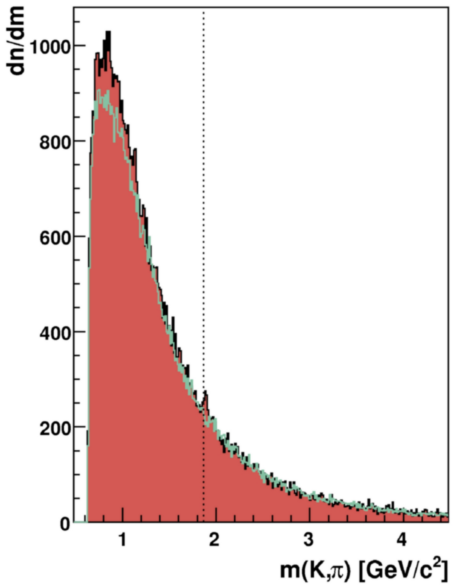
arXiv:0802.2679

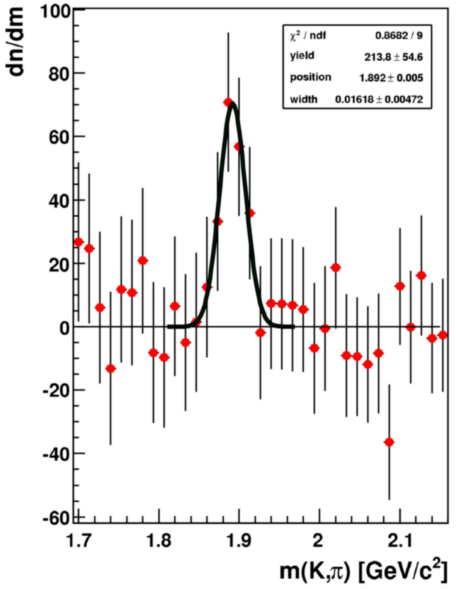
Czasami procedura identyfikacji jest dość skomplikowana → przykład szukania „*open charm*” (powabu jawnego) w eksperymencie STAR przy RHIC (tagowanie przypadku elektronem)

identyfikacja D^0

1. w kanale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (BR=3.84%)
2. masa niezmiennicza układu tych 2 cząstek
3. dodatkowo tagowanie przypadku przez obecność elektronu (nie z kwantu gamma) o ładunku takim samym jak kandydat na kaon
4. rozkład masy niezmienniczej układu 2 cząstek przed (lewy) i po (prawy) odcięciu kombinatorycznego tła



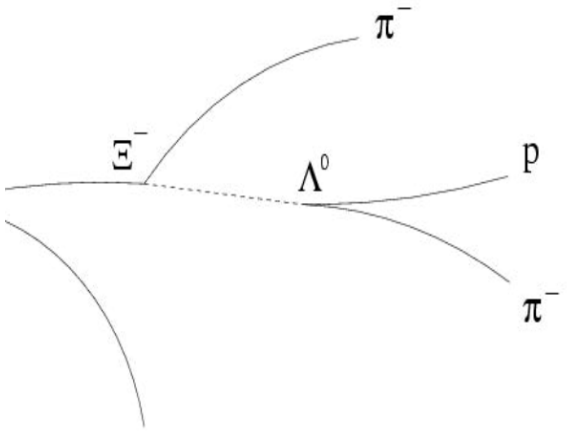




Uwaga: w tej analizie założenie że nie da się oddzielić wierzchołka wtórnego ale obecnie eksperymenty (m.in. STAR, NA61/SHINE) używają precyzyjnych detektorów wierzchołka (SVT, VD) które umożliwiają analizę mezonów D metodą V0 (z obserwacją wtórnego wierzchołka oddziaływania)

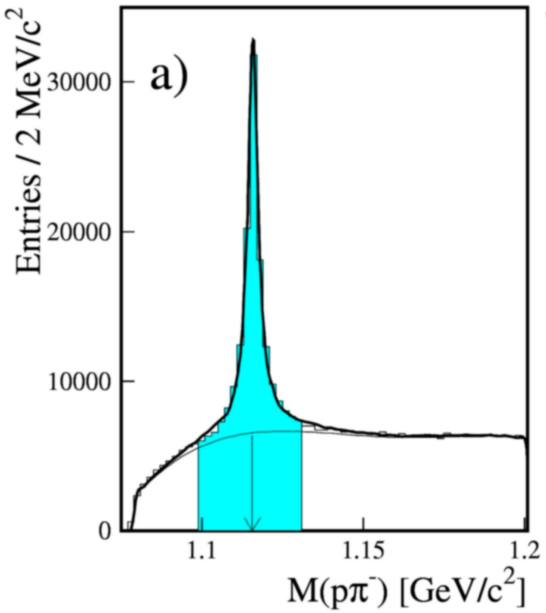
$m(D^0) = 1.892 \pm 0.005$ GeV/c^2

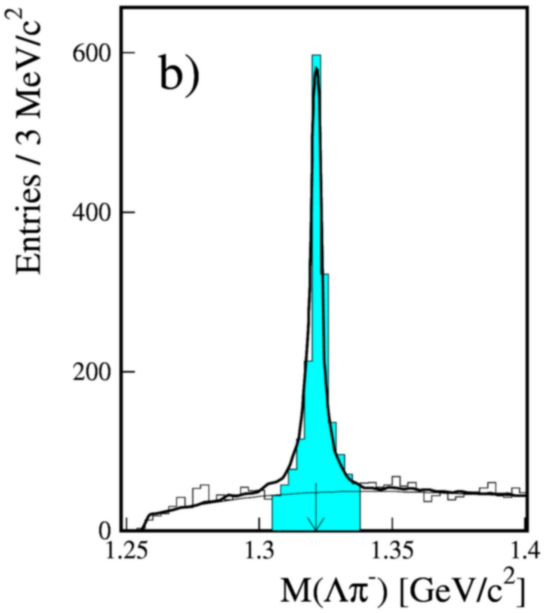
szerokość sygnału $= 16 \pm 5$ MeV/c^2

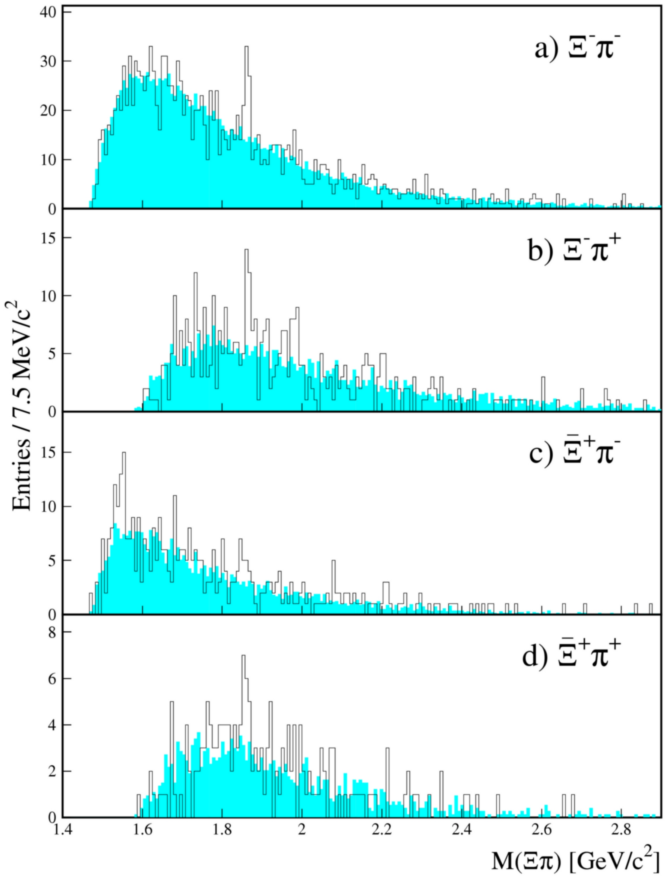


Bywa, że do identyfikacji cząstki trzeba zrobić rozkłady kolejno kilku mas niezmienniczych → przykład poszukiwania pentakwarków w NA49 (wykład 1)

- Pomiar masy niezmienniczej układu $p\pi^-$
- Pomiar masy niezmienniczej układu $\Lambda^0\pi^-$
- Pomiar masy niezmienniczej układu $\Xi^-\pi^-$

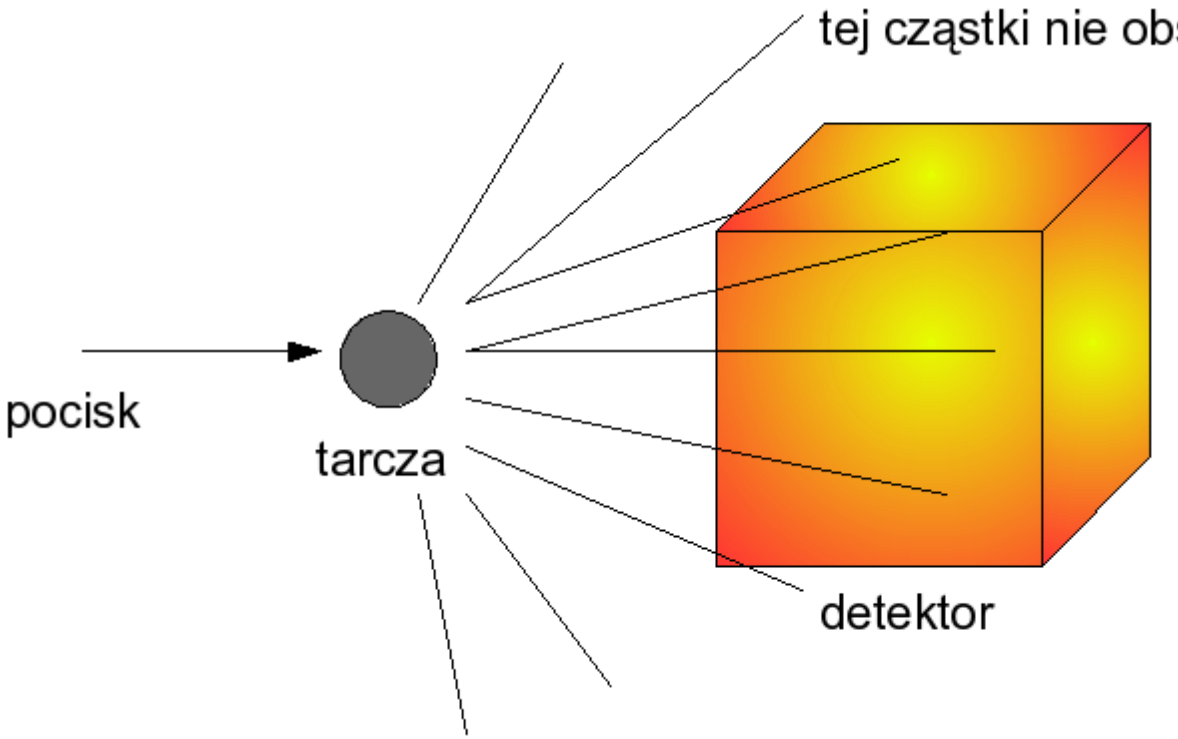






Problem akceptancji detektora

Akceptancja – możliwość zarejestrowania i pomiaru charakterystyk kinematycznych cząstki, nasze „zaufanie” do wyników pomiarów
Akceptacja = f(kąt, ładunek, p, p_T, y itp.)



Powody strat cząstek:

1. detektor zwyczajnie „nie obejmuje” produkowanej cząstki (jak przykład obok) – cząstka ze swoimi zmiennymi kinem. nie ma szans przejść przez detektor *(acceptance losses)*

2. cząstka ma takie zmienne kinem. że trafia w detektor ale program rekonstrukcyjny jej nie rekonstruuje *(efficiency losses)*

zwykle mówiąc o poprawkach na akceptancję mamy na myśli poprawianie na oba te efekty jednocześnie

Akceptancja geometryczna dla kąta pełnego to 4π
Pełen kąt azymutalny to 2π
Kolajdery – (potencjalnie) prawie pełen kąt bryłowy (akceptancja 4π)
Eksperymenty na stacjonarnej tarczy (akceptacja głównie do przodu)

Uwaga: **oprócz strat cząstek możemy mieć również straty zderzeń** (eventów) np. związane z trygerem „gubiącym” dobre zderzenia → oddzielne poprawki na *trigger bias*

Jak poprawić na akceptancję (i efektywność rekonstrukcji)?
(przykład produkcja cząstek np. kaonów)

- Najpierw analizujemy dane eksperymentalne
  - ustalamy zakres zmiennych kinematycznych (**akceptancję opisujemy możliwie najbardziej różniczkowo $\rightarrow$ w różnych zmiennych np. p_T, y**)
  - liczymy ile jest kaonów w danym obszarze (binie)

- Teraz jakiś ogólnodostępny model MC (odtwarzający podstawowe procesy fizyczne: produkcje i rozpady, rozkłady zmiennych kinematycznych)
  - ustalamy takie same zakresy kinematyczne (biny)
  - dla każdego binu liczymy ile kaonów daje nam model (N1)
  - przepuszczamy dane z modelu przez program typu GEANT (program do symulacji odpowiedzi detektora) + rekonstrukcja danych
  - patrzymy ile teraz mamy kaonów (N2) w danym binie
- Waga W=N1/N2

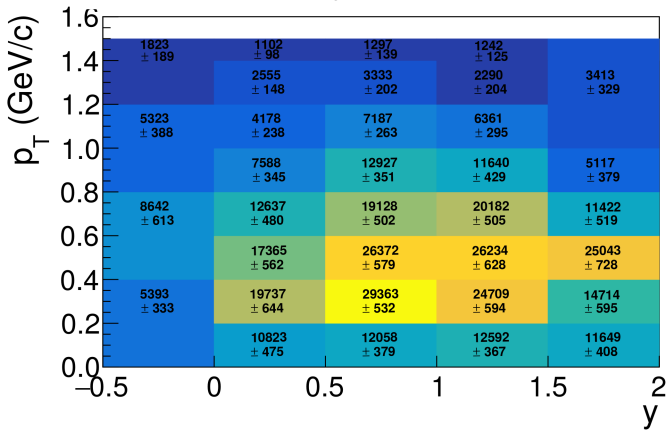
- Liczbę „surowych" kaonów z danych mnożymy przez W

- Całą procedurę powtarzamy dla różnych obszarów kinematycznych (np. w p_T, y)

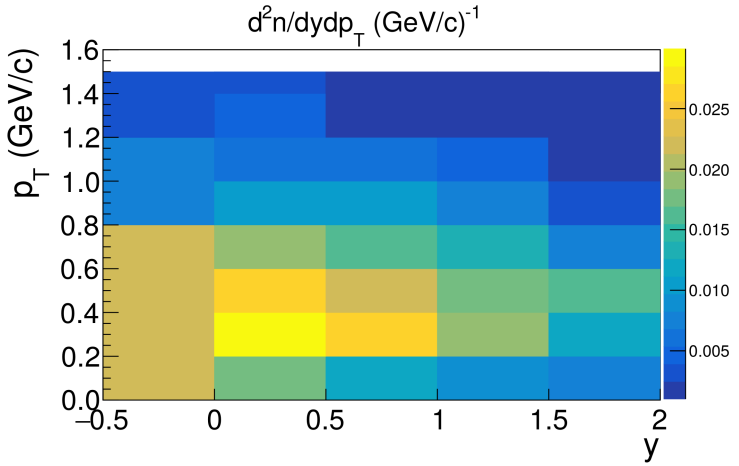
Przykład poprawek na akceptancję **dla analizy rezonansu K*0**

NA61/SHINE, EPJ C80, 460 (2020)
[arXiv:2001.05370]

„Surowe” liczby mezonów K*(892)0



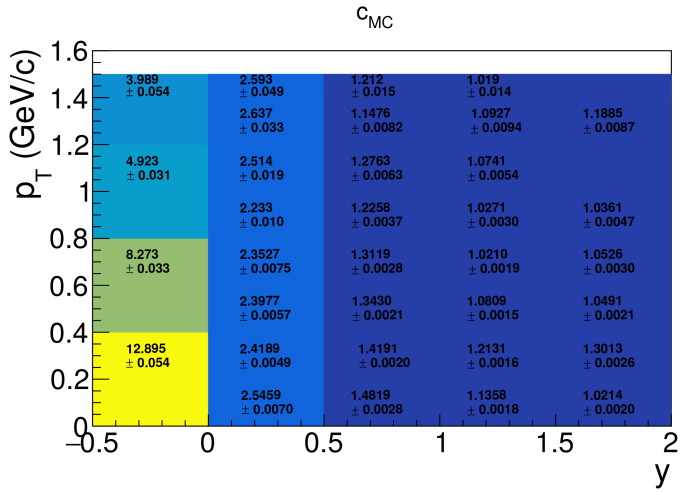
Poprawione 2D spektrum mezonów K*(892)0



$$\frac{d^2n}{dy\,dp_T}(y,p_T) = \frac{1}{BR}\cdot\frac{N_{K^*}(y,p_T)}{N_{events}}\cdot\frac{c_{dE/dx}\cdot c_{MC}(y,p_T)}{\Delta y\,\Delta p_T}$$

$c_{dE/dx}$ = 1.158

$$c_{MC}(y,p_T) = \frac{n_{gen}(y,p_T)}{n_{sel}(y,p_T)} = \frac{N^{gen}_{K^*}(y,p_T)}{N^{gen}_{events}} \Big/ \frac{N^{sel}_{K^*}(y,p_T)}{N^{sel}_{events}}$$

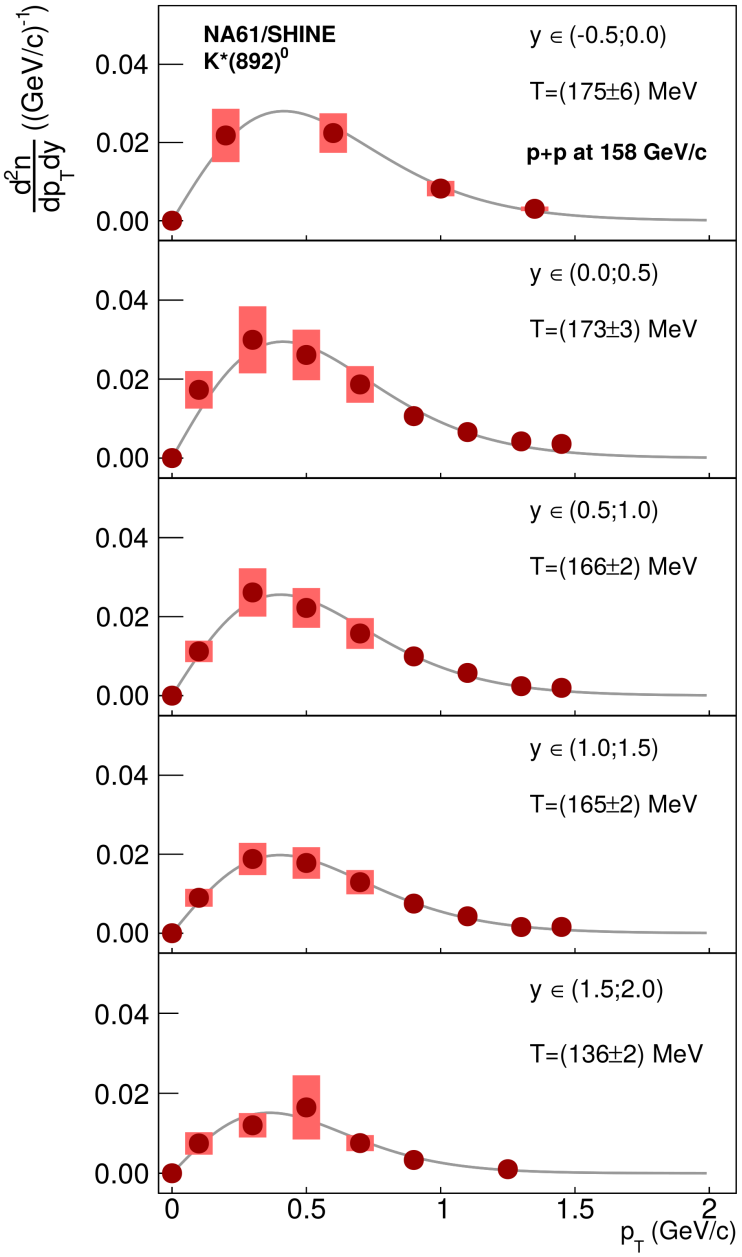


- Surowe liczby K*0 (lewy górny) oraz poprawione spektra (prawy górny; spektra już po odpowiedniej normalizacji czyli m.in. podzieleniu przez liczbę zderzeń)
- Poprawka c_{MC} otrzymana z MC (jest największa w okolicy mid-rapidity → tam są największe straty cząstek)
- Z poprawionych wyników rysujemy rozkłady p_T (dla różnych przedziałów rapidity).

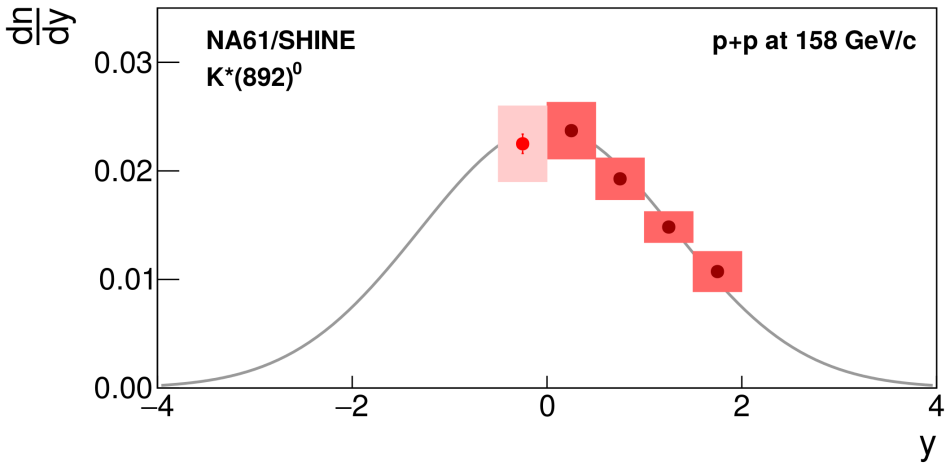
Uwaga: większość eksperymentów typu zderzacze (np. STAR) ograniczają analizy tylko do obszaru mid-rapidity

Fit: $f(p_T) = A \cdot p_T e^{\frac{-\sqrt{p_T^2+m_{PDG}^2}}{T}}$ → extrapolation to $p_T = +\infty$ → tail ∼ 1%

NA61/SHINE, EPJ C80, 460 (2020) [arXiv:2001.05370]



p$_T$-integrated rapidity spectrum:

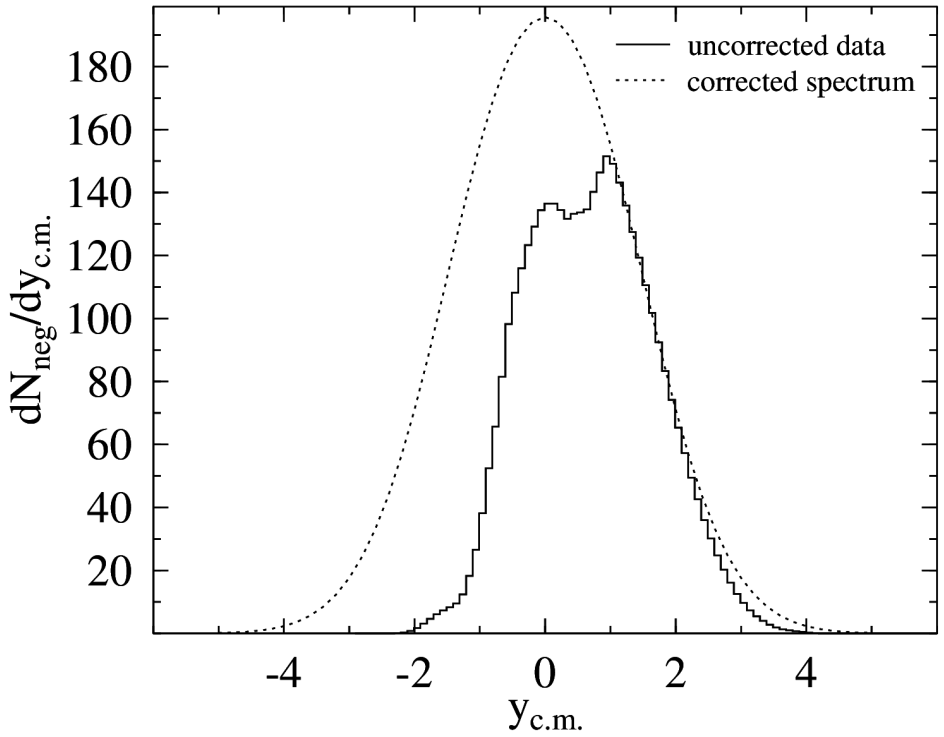


- Rozkłady p$_T$ (w różnych binach y; lewy rys.) ekstrapolujemy do nieskończoności
- Takie wycałkowane (po p$_T$) ploty dają nam poszczególne punkty na rozkładzie dn/dy
- Do rozkładu dn/dy dopasowujemy Gaussa
- Całkowitą krotność (4π) mezonów K^{*0} otrzymujemy całkując fit Gaussa z rozkładu dn/dy lub używając sumy z mierzonych punktów i całki z obszarów których nie mierzymy. Gotowe!

Inny przykład:

„Surowy” i poprawiony rozkład rapidity przy top SPS, Pb+Pb, **ujemnie naładowane cząstki**

NA49, PR C75 (2007) 064904



Uwaga: Poprawki na akceptancję robimy dla spektr oraz krotności cząstek ale **w przypadku korelacji i fluktuacji poprawki na akceptancję są zabronione!**
(pojawiają się ostatnimi laty próby poprawiania fluktuacji na same *efficiency losses* (w tym na jakość rekonstrukcji dE/dx) ale bez *acceptance losses* → np. NA61/SHINE i STAR).

Zamiast tego wybieramy najbardziej dogodny obszar rapidity (np. na rys. wyżej $1 < y < 2.5$), p_T, kątów, czyli tam gdzie akceptancja jest najlepsza. Jeśli chcemy porównać fluktuacje / korelacje z przewidywaniami modeli teoretycznych to taka akceptancja musi być wcześniej dokładnie opisana (np. mapy akceptancyjne) i odpowiednio użyta w modelu.

Slajdy dodatkowe
(dla zainteresowanych)

31.1 Luminosity

The number of events, N_{exp}, is the product of the cross section of interest, σ_{exp}, and the time integral over the instantaneous *luminosity*, $\mathcal{L}$:

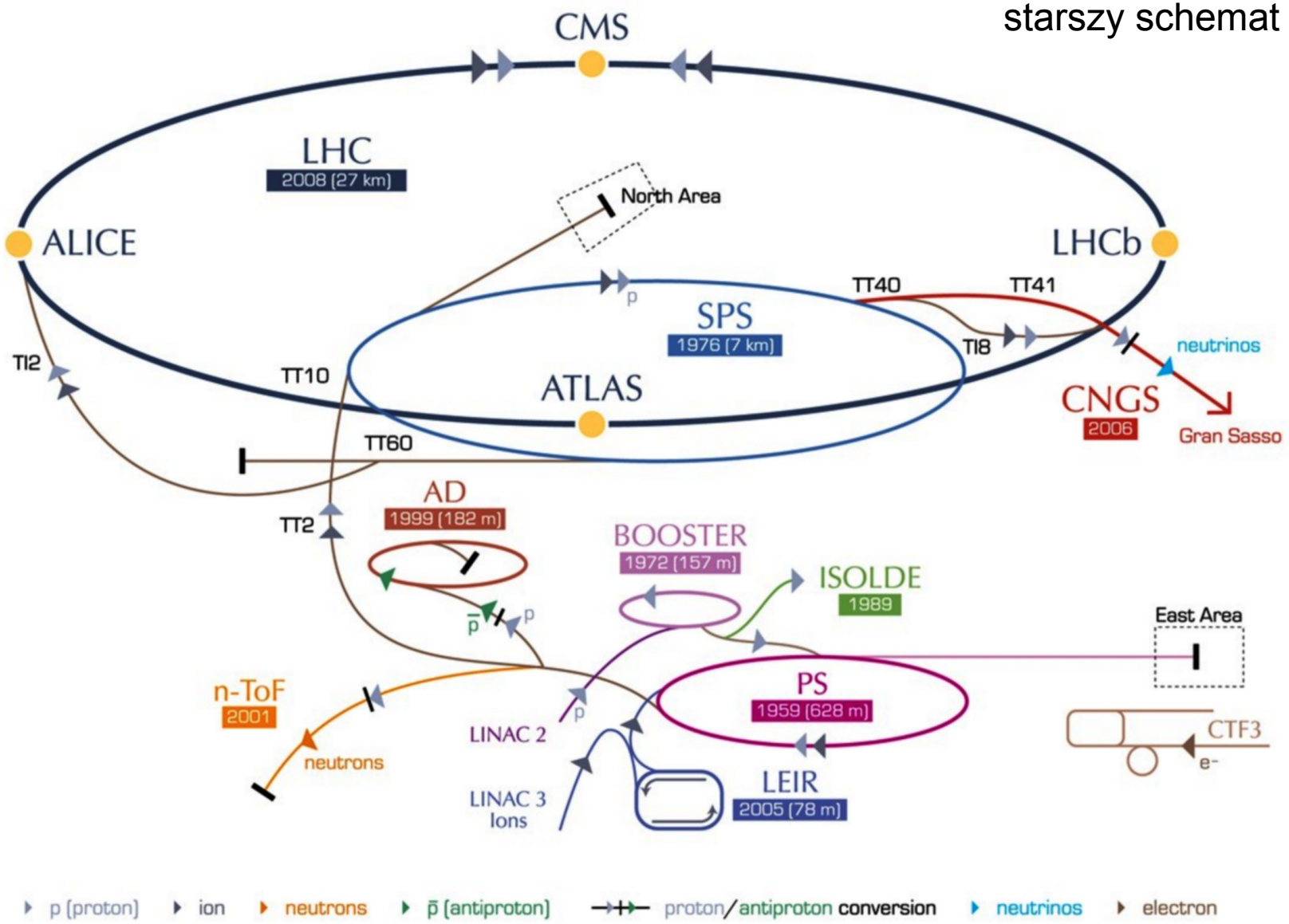
$$N_{exp} = \sigma_{exp} \times \int \mathcal{L}(t)dt. \tag{31.1}$$

Today's colliders all employ bunched beams. If two bunches containing n_1 and n_2 particles collide head-on with average collision frequency $f_{\rm coll}$, a basic expression for the luminosity is

$$\mathcal{L} = f_{\rm coll}\frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x^*\sigma_y^*}\mathcal{F} \tag{31.2}$$

where σ_x^* and σ_y^* characterize the rms transverse beam sizes in the horizontal (bend) and vertical directions at the interaction point, and $\mathcal{F}$ is a factor of order 1, that takes into account geometric effects such as a crossing angle and finite bunch length, and dynamic effects, such as the mutual focusing of the two beam during the collision. For a circular collider, $f_{\rm coll}$ equals the number of bunches per beam times the revolution frequency. In 31.2, it is assumed that the bunches are identical in transverse profile, that the profiles are Gaussian and independent of position along the bunch, and the particle distributions are not altered during bunch crossing. Nonzero beam crossing angles θ_c in the horizontal plane and long bunches (rms bunch length σ_z) will reduce the luminosity, e.g., by a factor $\mathcal{F} \approx 1/(1+\phi^2)^{1/2}$, where the parameter $\phi \equiv \theta_c\sigma_z/(2\sigma_x^*)$ is known as the Piwinski angle. Another luminosity reduction for long bunches is due to the "hourglass" effect (see below).

starszy schemat

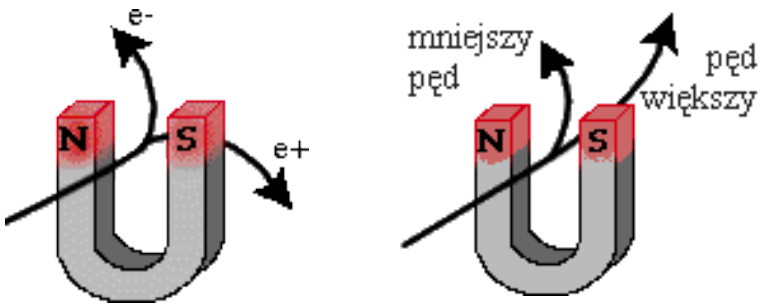


LHC Large Hadron Collider SPS Super Proton Synchrotron PS Proton Synchrotron

AD Antiproton Decelerator CTF3 Clic Test Facility CNGS Cern Neutrinos to Gran Sasso ISOLDE Isotope Separator OnLine DEvice
LEIR Low Energy Ion Ring LINAC LINear ACcelerator n-ToF Neutrons Time Of Flight

$$\vec{F} = q\vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B})$$

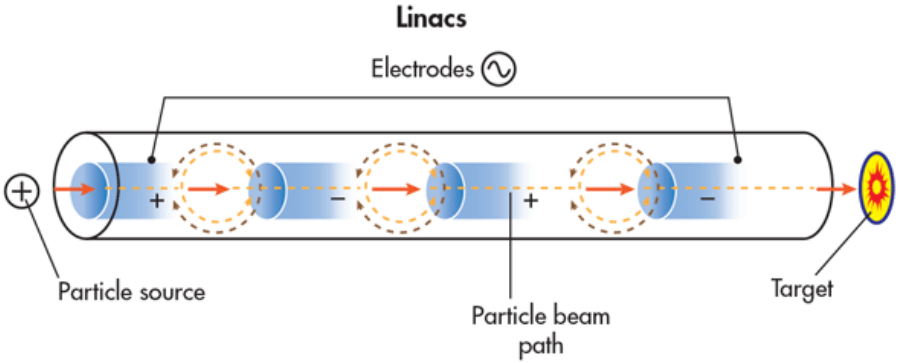
$\vec{F}$ - siła Lorentza
$\vec{E}$ - pole elektryczne
$\vec{B}$ - pole magnetyczne
$\vec{v}$ - prędkość cząstki
q - ładunek elektryczny cząstki



Pole elektryczne – przyśpiesza cząstki **naładowane**

Pole magnetyczne – zakrzywia tor cząstek **naładowanych**

Akceleratory liniowe (liniaki)



Rys. z https://www.machinedesign.com/learning-resources/whats-the-difference-between/article/21832184/what-are-the-differences-between-linear-accelerators-cyclotrons-and-synchrotrons

- Cząstki przyspieszane polem elektrycznym poruszają się w próżniowej rurze (tubie) po torach prostoliniowych
- Elektrody wewnątrz rury wytwarzają pole; przyspieszanie cząstek odbywa się w szczelinach pomiędzy elektrodami

Przyspieszenie do dużych prędkości wymaga długiej kontrukcji

Cyklotrony i synchrotrony – do wytwarzania wiązki hadronów i jonów

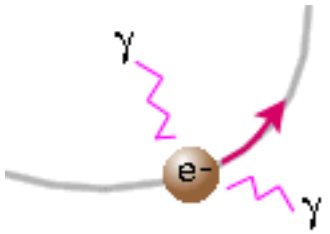
$$\vec{F} = q\,\vec{E}$$

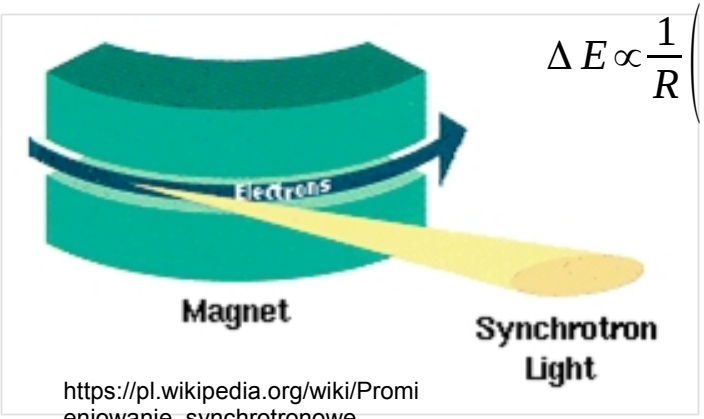
$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$$

- Ta sama siła przyłożona do lekkiej i ciężkiej cząstki w danym czasie przyspieszy lekką cząstkę do większej prędkości (przyspieszenie większe) →
- Cięższe cząstki trudniej przyspieszyć → liniaki musiałyby być bardzo długie. **Proton jest prawie 2000 razy cięższy niż elektron !**
- **Protony i jony przyspieszamy w akceleratorach cyklicznych** (cyklotrony, synchrotrony – zwykle kołowe) lub układach akceleratorów

Uwaga: przyspieszanie e^- w akceleratorach kołowych jest mniej opłacalne, bo mamy tzw. promieniowanie synchrotronowe (straty energii, konieczność budowania osłon) – emisja fotonów w związku ze zmianami wektora prędkości wywołanymi przez pole magnetyczne (podobne do prom. hamowania)

- **Promieniowania hamowania** – zakrzywienie toru e^- i emisja fotonów w wyniku oddziaływania kulombowskiego z polem jądra atomowego
- **Promieniowanie synchrotronowe** – zakrzywienie toru e^- i emisja fotonów pod wpływem działania pola magnetycznego (siła Lorenzta)



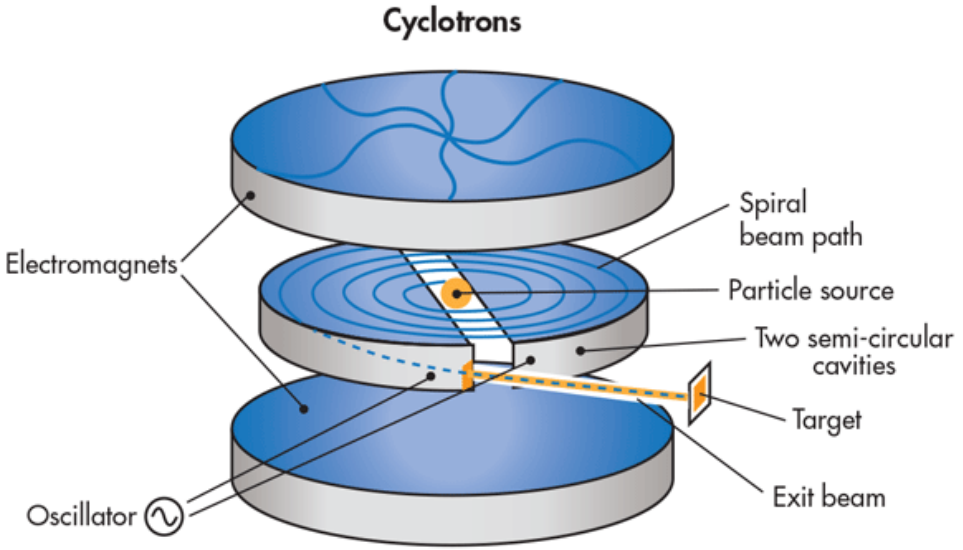


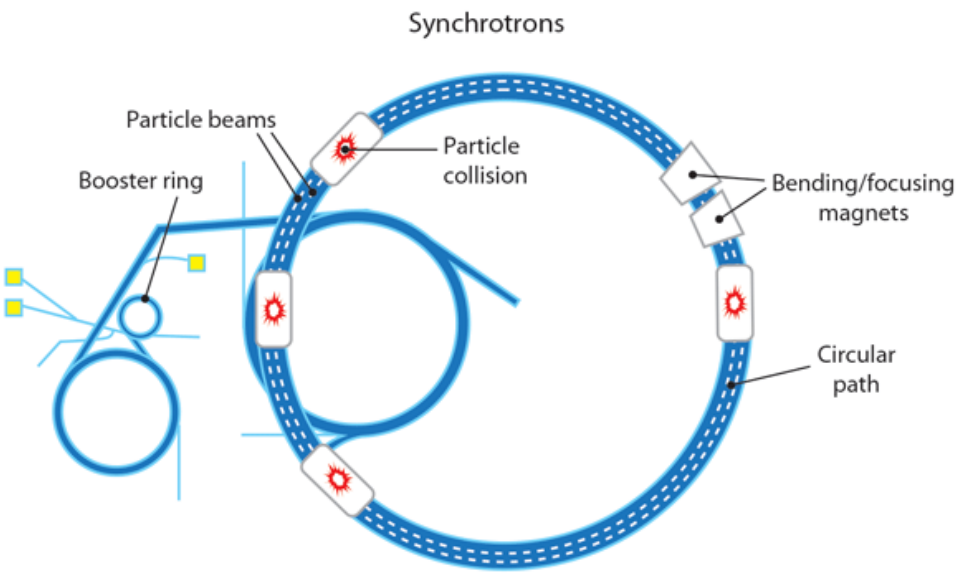
https://pl.wikipedia.org/wiki/Promieniowanie_synchrotronowe

Wypromieniowana energia cząstki o masie m_0 i energii E na okrążenie (prom. R):

$$\Delta E \propto \frac{1}{R}\left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^4$$

Cyklotrony i synchrotrony
– do wytwarzania wiązki hadronów i jonów





Cyklotron:

- Przyspieszanie cząstek wzdłuż **spiralnej trajektorii** (od środka na zewnątrz) w prostopadłym polu magnetycznym
- W komorze próżniowej są dwie półkoliste elektrody (duanty), między którymi wytwarzane jest pole elektryczne
- Cząstki są przyspieszane podczas przelotu między duantami
- Cząstki o większej energii poruszają się po większym promieniu

Synchrotron:

- Cząstki poruszają się w komorze próżniowej, zwykle w kształcie pierścienia, po **tej samej pętli / trajektorii** (w miarę wzrostu ich energii pole magnetyczne jest zwiększane tak, aby zachować stały promień obiegu cząstek)
- Prędkość stale zwiększana (wnęki przyspieszające wzdłuż toru); coraz większa po każdym nowym obiegu

https://www.machinedesign.com/learning-resources/whats-the-difference-between/article/21832184/what-are-the-differences-between-linear-accelerators-cyclotrons-and-synchrotrons

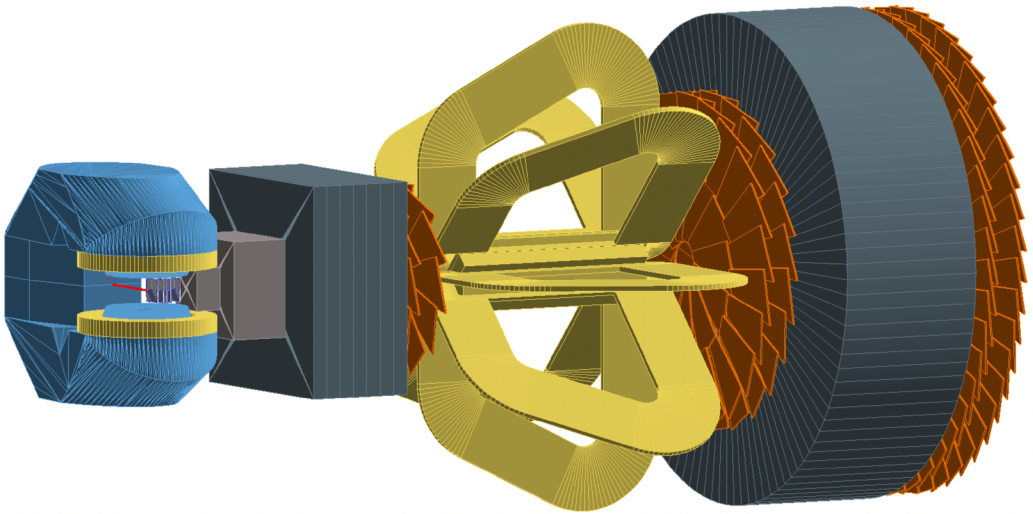
Zob. też E. Scomparin, PoS HardProbes2023 (2024) 027 [arXiv:2307.11473]

Zbieranie danych > 2030 rok (po LHC LS3)

Letter of Intent: the NA60+ experiment

NA60+ Collaboration*

arXiv:2212.14452v1 [nucl-ex] 29 Dec 2022



Abstract

We propose a new fixed-target experiment for the study of electromagnetic and hard probes of the Quark-Gluon Plasma (QGP) in heavy-ion collisions at the CERN SPS. The experiment aims at performing measurements of the dimuon spectrum from threshold up to the charmonium region, and of hadronic decays of charm and strange hadrons. It is based on a muon spectrometer, which includes a toroidal magnet and six planes of tracking detectors, coupled to a vertex spectrometer, equipped with Si MAPS immersed in a dipole field. High luminosity is an essential requirement for the experiment, with the goal of taking data with 10^6 incident ions/s, at collision energies ranging from $\sqrt{s_{\rm NN}} = 6.3$ GeV ($E_{\rm lab} = 20$ A GeV) to top SPS energy ($\sqrt{s_{\rm NN}} = 17.3$ GeV, $E_{\rm lab} = 158$ A GeV). This document presents the physics motivation, the foreseen experimental set-up including integration and radioprotection studies, the current detector choices together with the status of the corresponding R&D, and the outcome of physics performance studies. A preliminary cost evaluation is also carried out.

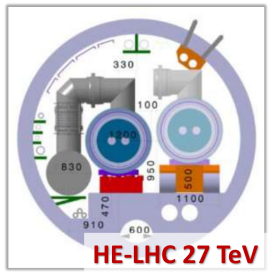
Strategia rozwoju fizyki cząstek jest omawiana na spotkaniach ESPP maj 2019 → https://cafpe.ugr.es/eppsu2019

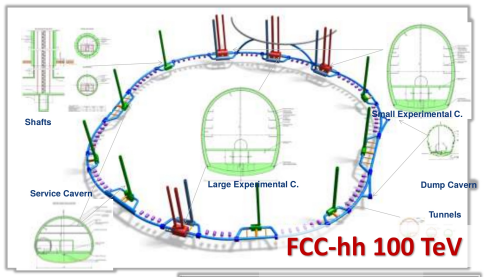
Na spotkaniach tych omawia się m.in. plany nowych akceleratorów. W szczególności plany dotyczące akceleratora hadronowego (FCC-hh) są w prezentacji: Vladimir Shiltsev „Future – Path to Very High Energies: Hadron/e^+e^-/Muon Colliders”
https://indico.cern.ch/event/808335/contributions/3365194/attachments/1842104/3022374/Future_Shiltsev_EPPSU_2019_v8.pdf

Dwa slajdy z tej prezentacji:

Circular *pp* Colliders

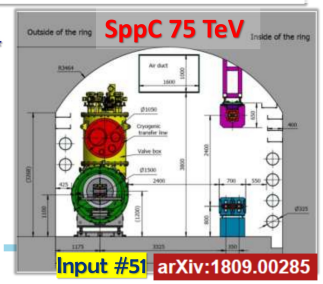
Input #133 Input #136
HE-LHC CDR (2018) FCC-hh CDR (2018)





Key facts:	*HE-LHC / FCC-hh* / SppC**
Large tunnel	– 27 / 100 / 100 km
SC magnets	– 16 / 16 / 12 T
High Lumi / pileup	$O(10^{35})$ / $O(500)$
Site power (MW)	– 200 / 500? / ?
Cost (BCHF)	– 7.2 / 17.1 / ?

** follow up after e+e- Higgs factories*



7-10 YEARS FROM NOW

WITH PROPOSED ACTIONS / R&D DONE / TECHNICALLY LIMITED

- ***ILC:***
  - Some change in cost (~6-10%)
  - All agreements by 2024, then
  - **Construction** (2024-2033)
- ***CLIC:***
  - TDR & preconstr. ~2020-26
  - **Construction** (2026-2032)
  - 2 yrs of commissioning
- ***CepC:***
  - Some change in cost & power
  - TDR and R&D (2018-2022)
  - **Construction** (2022-2030)
- ***FCC-ee:***
  - Some change in cost & power
  - **Preparations** 2020-2029
  - Construction 2029-2039
- ***HE-LHC:***
  - **R&D and prepar'ns** 2020-2035
  - Construction 2036-2042
- ***FCC-hh*** (w/o FCC-ee stage)***:***
  - **16T magnet prototype** 2027
  - Construction 2029-2043
- ***μ^+-μ Collider :***
  - **CDR completed** 2027, cost known
  - Test facility constructed 2024-27
  - Tests and TDR 2028-2035

Fermilab

25 Shiltsev | EPPSU 2019 Future Colliders 5/13/2019

ILC, CLIC – akc. liniowe; e^+e^-
FCC-ee, CepC – akc. cykliczny; e^+e^-

Zob. również: arXiv:1910.11775

Physics Briefing Book „Input for the European Strategy for Particle Physics Update 2020”, CERN-ESU-004, 10 January 2020; arXiv:1910.11775

Collider	Type	$\sqrt{s}$	$\mathscr{P}$ [%] $[e^-/e^+]$	N_{Det}	$\mathscr{L}_{\text{inst}}$/Det. $[10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	$\mathscr{L}$ $[\text{ab}^{-1}]$	Time [years]	Ref.
HL-LHC	pp	14 TeV	–	2	5	6.0	12	[23]
HE-LHC	pp	27 TeV	–	2	16	15.0	20	[23]
& Pb+Pb 39 TeV FCC-hh	pp	100 TeV	–	2	30	30.0	25	[637]
FCC-ee	ee	M_Z	0/0	2	100/200	150	4	[637]
		$2M_W$	0/0	2	25	10	1-2	
		240 GeV	0/0	2	7	5	3	
		$2m_{top}$	0/0	2	0.8/1.4	1.5	5	
		(1y SD before $2m_{top}$ run)					(+1)	
ILC	ee	250 GeV	±80/±30	1	1.35/2.7	2.0	11.5	[342]
		350 GeV	±80/±30	1	1.6	0.2	1	[346]
		500 GeV	±80/±30	1	1.8/3.6	4.0	8.5	
		(1y SD after 250 GeV run)					(+1)	
CEPC	ee	M_Z	0/0	2	17/32	16	2	[509]
		$2M_W$	0/0	2	10	2.6	1	
		240 GeV	0/0	2	3	5.6	7	
CLIC	ee	380 GeV	±80/0	1	1.5	1.0	8	[638]
		1.5 TeV	±80/0	1	3.7	2.5	7	
		3.0 TeV	±80/0	1	6.0	5.0	8	
		(2y SDs between energy stages)					(+4)	
LHeC	ep	1.3 TeV	–	1	0.8	1.0	15	[636]
HE-LHeC	ep	1.8 TeV	–	1	1.5	2.0	20	[637]
& e+Pb 2.2 TeV FCC-eh	ep	3.5 TeV	–	1	1.5	2.0	25	[637]

arXiv:2204.10029

V. Shiltsev, F. Zimmermann, „Modern and Future Colliders”, arXiv:2003.09084

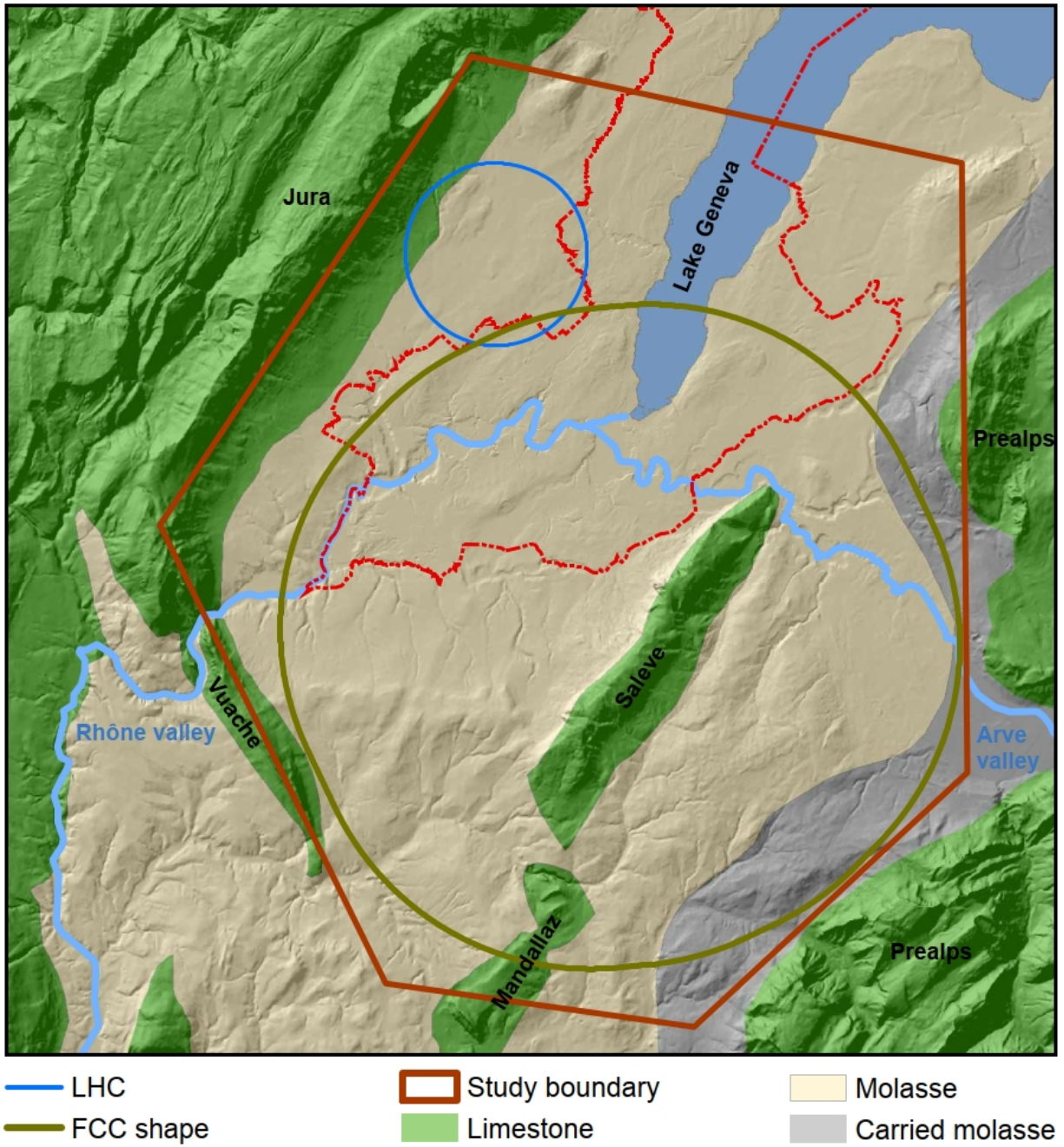
Table: Approximate technically limited timelines of future large colliding beam facilities

	2020	2025	2030	2035	2040	2045
RHIC	*AA, pA, pp*					
EIC	TDR	Construction		20 GeV → 140 GeV		
LHeC	TDR	Construction		1.3 TeV		
(HL)-LHC		14 TeV				
CEPC	TDR	Construction	240 GeV	Z W		SppC
ILC	Pre-constr'n	Construction		250 GeV		500 GeV
CLIC	TDR, pre-constr'n	Construction		380 GeV		1.5 TeV
FCC-*ee*	TDR, pre-construction	Construction		Z W	240 GeV → 350 GeV	
HE-LHC	R&D, TDR, prototyping, pre-construction		Construction		27 TeV	
FCC-*hh*	R&D, TDR, prototyping, pre-construction		Construction		100 TeV	
Muon Collider	R&D, tests, TDR, prototyping, pre-construction		Construction		3 → 14 TeV	
Plasma Coll.	R&D, feasibility studies, tests, TDR, prototyping, pre-construction			Construction	3 TeV	

Str. 35: *„The FCC-ee would be installed in a 100 km tunnel, which can afterwards host a 100 TeV hadron collider (FCC-hh). The FCC complex would be connected to the existing CERN infrastructure. CEPC is a project under development in China, that is similar to FCC-ee. CEPC would also be followed by a highest-energy hadron collider in the same tunnel, called the Super proton-proton Collider (SppC)”*

Nowe daty dla FCC pokazane na „Town Hall Meeting”, 22.01.**2025**: 2030s – start of construction, mid-2040s – FCC-ee begins operation and runs for approx. 15 years, 2070s – FCC-hh begins operation and runs for approx. 25 years

V. Shiltsev, F. Zimmermann, „Modern and Future Colliders”, arXiv:2003.09084



	Species	E_b, GeV	C, m	$\mathcal{L}_{peak}^{max}$	Years
AdA	e^+e^-	0.25	4.1	10^{25}	1964
VEP-1	e^-e^-	0.16	2.7	5×10^{27}	1964-68
CBX	e^-e^-	0.5	11.8	2×10^{28}	1965-68
VEPP-2	e^+e^-	0.67	11.5	4×10^{28}	1966-70
ACO	e^+e^-	0.54	22	10^{29}	1967-72
ADONE	e^+e^-	1.5	105	6×10^{29}	1969-93
CEA	e^+e^-	3.0	226	0.8×10^{28}	1971-73
ISR	pp	31.4	943	1.4×10^{32}	1971-80
SPEAR	e^+e^-	4.2	234	1.2×10^{31}	1972-90
DORIS	e^+e^-	5.6	289	3.3×10^{31}	1973-93
VEPP-2M	e^+e^-	0.7	18	5×10^{30}	1974-2000
VEPP-3	e^+e^-	1.55	74	2×10^{27}	1974-75
DCI	e^+e^-	1.8	94.6	2×10^{30}	1977-84
PETRA	e^+e^-	23.4	2304	2.4×10^{31}	1978-86
CESR	e^+e^-	6	768	1.3×10^{33}	1979-2008
PEP	e^+e^-	15	2200	6×10^{31}	1980-90
S$p\bar{p}$S	$p\bar{p}$	455	6911	6×10^{30}	1981-90
TRISTAN	e^+e^-	32	3018	4×10^{31}	1987-95
Tevatron	$p\bar{p}$	980	6283	4.3×10^{32}	1987-2011
SLC	e^+e^-	50	2920	2.5×10^{30}	1989-98
LEP	e^+e^-	104.6	26660	10^{32}	1989-2000
HERA	ep	30+920	6336	7.5×10^{31}	1992-2007
PEP-II	e^+e^-	3.1+9	2200	1.2×10^{34}	1999-2008
KEKB	e^+e^-	3.5+8.0	3016	2.1×10^{34}	1999-2010
VEPP-4M	e^+e^-	6	366	2×10^{31}	1979-
BEPC-I/II	e^+e^-	2.3	238	10^{33}	1989-
DAΦNE	e^+e^-	0.51	98	4.5×10^{32}	1997-
RHIC	p, i	255	3834	2.5×10^{32}	2000-
LHC	p, i	6500	2669	2.1×10^{34}	2009-
VEPP2000	e^+e^-	1.0	24	4×10^{31}	2010-
S-KEKB	e^+e^-	7+4	3016	8×10^{35} *	2018-

TABLE I. Past and present particle colliders: their particle species, maximum beam energy E_b, circumference or length C, maximum luminosity $\mathcal{L}$, and years of luminosity operation (i is for ions; * design; luminosity is in units of $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, it is defined in Eq.(3) and discussed below.)

V. Shiltsev, F. Zimmermann,
arXiv:2003.09084

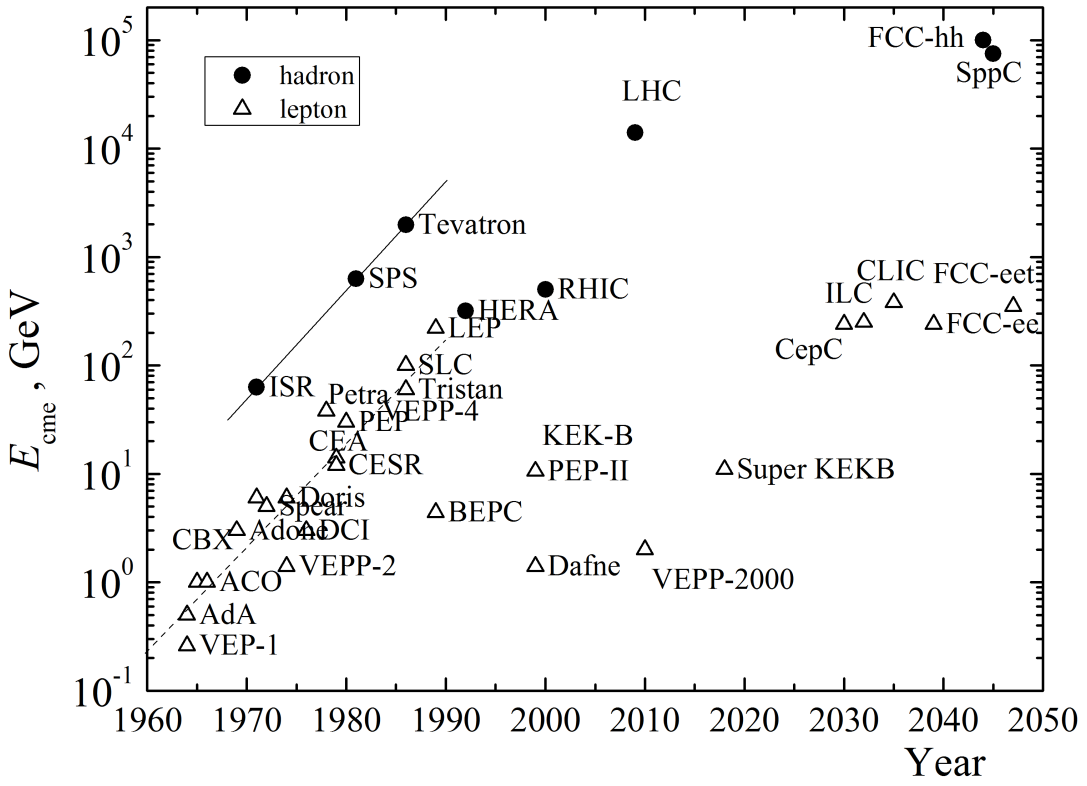


TABLE VIII. Main parameters of proposed colliders for high-energy particle physics research: center of mass energy, number of detectors in simultaneous operation $N_{\rm det}$, total integrated luminosity in these detectors, expected collider operation time, average AC wall plug power, cost estimate, the cost per ab^{-1} of integrated luminosity and integrated luminosity per TWh of electricity consumption. Most of the parameters are taken from the input documents submitted to the European Particle Physics Strategy Update [46] and cost estimates are given with some 20-30% accuracy. Note that the cost accounting is not uniform across the projects, as well as the currency. E.g., the ILC cost is given in "ILC Units", 1 ILCU is defined as 1 US dollar (USD) in January, 2012. * Estimates for LHeC and muon collider are pro-rated from the costs other projects, see Refs. [420] and [474], respectively.

Project	**Type**	**Energy** (TeV, c.m.e.)	$N_{\rm det}$	$\mathcal{L}_{\rm int}$ (ab^{-1})	**Time** (years)	**Power** (MW)	**Cost**	**Cost/$\mathcal{L}_{\rm int}$** (BCHF/ab^{-1})	**$\mathcal{L}_{\rm int}$/Power** (ab^{-1}/TWh)
ILC	e^+e^-	0.25	1	2	11	129	4.8-5.3BILCU	2.7	0.24
		0.5	1	4	10	163(204)	8.0 BILCU	1.3	0.4
		1	1			300	+(n/a)		
CLIC	e^+e^-	0.38	1	1	8	168	5.9 BCHF	5.9	0.12
		1.5	1	2.5	7	370	+ 5.1 BCHF	3.1	0.16
		3	1	5	8	590	+7.3 BCHF	2.0	0.18
CEPC	e^+e^-	0.091&0.16	2	16+2.6	2+1	149	5 B USD	0.27	7.0
		0.24	2	5.6	7	266	+(n/a)	0.21	0.5
FCC-ee	e^+e^-	0.091&0.16	2	150+10	4+1	259	10.5 BCHF	0.065	20.5
		0.24	2	5	3	282		0.064	0.9
		0.365 & 0.35	2	1.5+0.2	4+1	340	+1.1 BCHF	0.07	0.15
LHeC	ep	1.3	1	1	12	(+100)	1.75* BCHF	1.75	0.14
HE-LHC	pp	27	2	20	20	220	7.2 BCHF	0.36	0.75
FCC-hh	pp	100	2	30	25	580	17(+7) BCHF	0.8	0.35
FCC-eh	ep	3.5	1	2	25	(+100)	1.75 BCHF	0.9	0.13
Muon Collider	$\mu\mu$	14	2	50	15	290	10.7* BCHF	0.21	1.9

V. Shiltsev, F. Zimmermann, arXiv:2003.09084

Nieco dłuższa perspektywa. Zbieranie danych tak mniej więcej za 80 lat.

arXiv:2106.02048v3 [hep-ex] 9 Jan 2022

A very high energy hadron collider on the Moon

James Beacham[1],* and Frank Zimmermann[2],†

[1] *Duke University, Durham, N.C., United States*

[2] *CERN, Meyrin, Switzerland*

(Dated: January 11, 2022)

The long-term prospect of building a hadron collider around the circumference of a great circle of the Moon is sketched. A Circular Collider on the Moon (CCM) of ∼11000 km in circumference could reach a proton-proton center-of-mass collision energy of 14 PeV — a thousand times higher than the Large Hadron Collider at CERN — optimistically assuming a dipole magnetic field of 20 T. Several aspects of such a project are presented, including siting, construction, availability of necessary materials on the Moon, and powering, as well as a discussion of future studies and further information needed to determine the more concrete feasibility of each. Machine parameters and vacuum requirements are explored, and an injection scheme is delineated. Other unknowns are set down. Due to the strong interest from multiple organizations in establishing a permanent Moon presence, a CCM could be the (next-to-) next-to-next-generation discovery machine for high-energy particle physics and a natural successor to next-generation machines, such as the proposed Future Circular Collider at CERN or a Super Proton-Proton Collider in China, and other future machines, such as a Collider in the Sea, in the Gulf of Mexico. A CCM would serve as an important stepping stone towards a Planck-scale collider sited in our Solar System.