

Fizyka zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów

Wykład 1: AA: Motywacja, cele fizyczne, akceleratorzy, eksperymenty

Wykład 2: Plazma kwarkowo-gluonowa

Wykład 3: **Geometria zderzenia, stan początkowy-gęstość energii,
produkcja entropii**

Wykład 4: Ewolucja systemu – efekty kolektywne

Wykład 5: Procesy z dużym przekazem pędu

Wykład 6: Model saturacji. Kolorowy Kondensat Szklany

Wykład 7: Korelacje HBT (doc. M. Kowalski)

Wykład 8: Eksperyment PHOBOS przy akceleratorze RHIC

Wykład 9: Eksperyment ALICE przy akceleratorze LHC (doc.M. Kowalski)

Wykład 10: Fizyka ciężkich jonów w eksperymencie ATLAS (LHC)

Wykład 11: LHC – okno na Mikroświat

Plan

- Geometria zderzenia (centralność)
- Stan początkowy
(produkcja entropii, gęstość energii)

Centralność: Teoria vs. Eksperyment

- **Rachunki teoretyczne**

Podstawowe dane wejściowe: **b -parametr zderzenia**

⇒ N_{part} , N_{coll} uzyskane z rachunków modelowych

⇒ Generacja cząstek

- **Pomiary doświadczalne**

Podstawowe dane wejściowe : **Pomiar cząstek**

⇒ estymacja N_{part} , N_{coll} , b

- *Oparte na pewnych założeniach*

- *Pozwalają na ocenę błędów systematycznych*

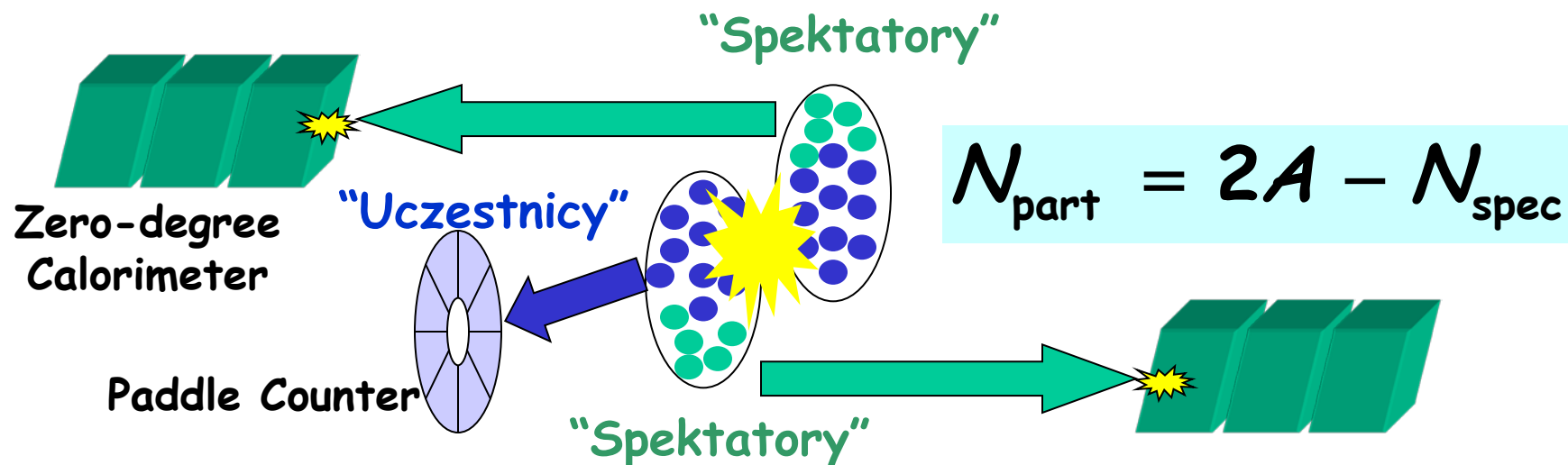
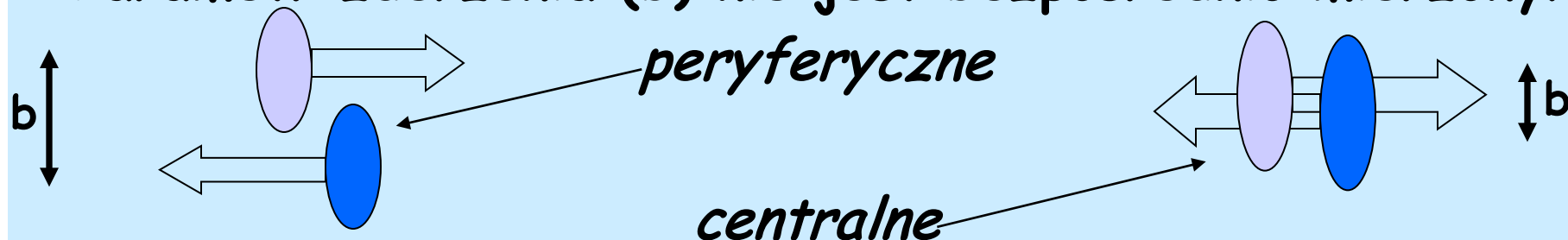
N_{coll} - liczba binarnych zderzeń nukleon-nukleon

N_{part} - liczba 'zranionych' nukleonów

(nukleony, które przynajmniej jeden raz oddziaływały)

Pomiar centralności zderzenia

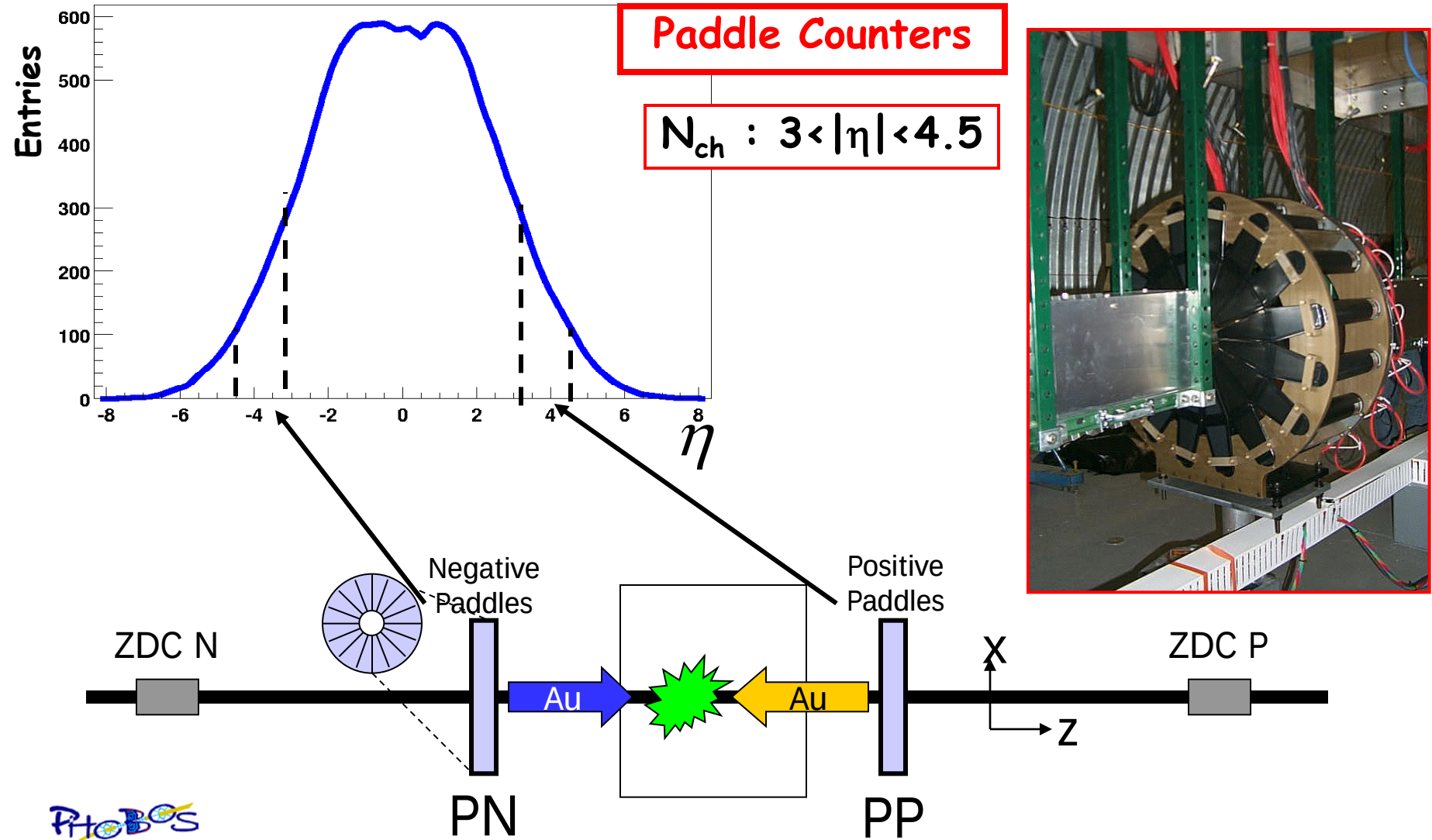
Parametr zderzenia (b) nie jest bezpośrednio mierzony!



spektatory – badane przy pomocy kalorymetrów 0°

uczestnicy – ocena w oparciu o monotoniczną korelację z liczbą produkowanych cząstek

Centralność a pomiar cząstek w licznikach scyntylacyjnych (Paddle Counters)



Założenia

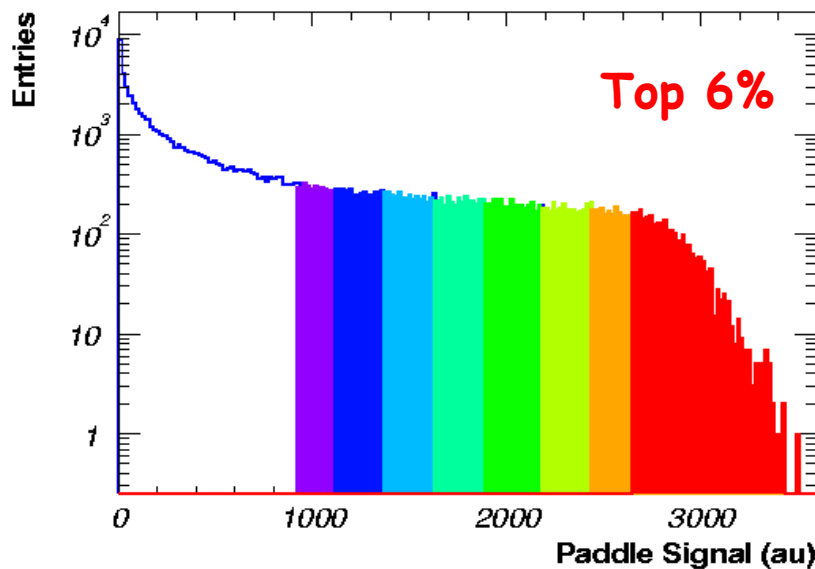
monotoniczna relacja (w średniej) pomiędzy $X(b, N_{\text{part}}, N_{\text{spec}}, N_{\text{coll}})$ a mierzoną wielkością M



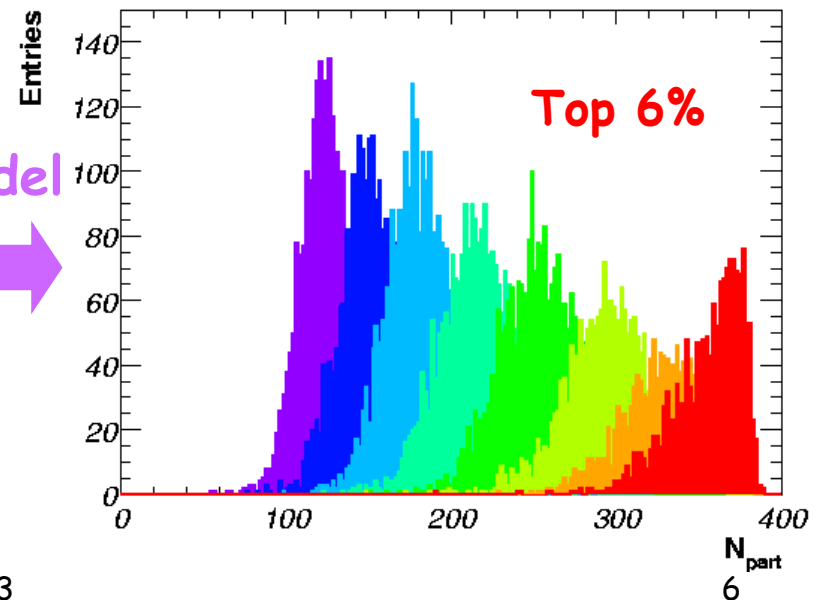
$(N_{\text{ch}}(\Delta\eta)) d\langle X \rangle / d\langle M \rangle > 0$ (lub < 0) dla wszystkich wartości $\langle M \rangle$

Określony procent przypadków wybranych z rozkładu dN_{ev}/dM powinien odpowiadać $\langle X \rangle$ dla tego samego procentu przypadków

% $\sigma(dN_{\text{ch}}$ sygnał) $\longrightarrow$ % $\sigma(N_{\text{part}})$



Model



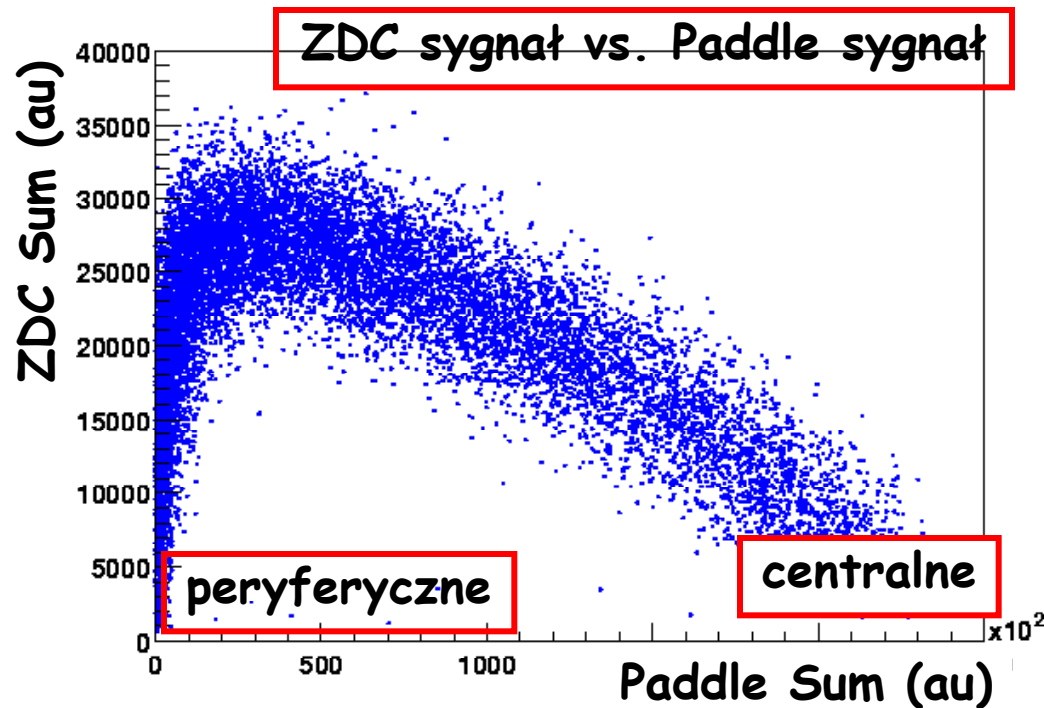
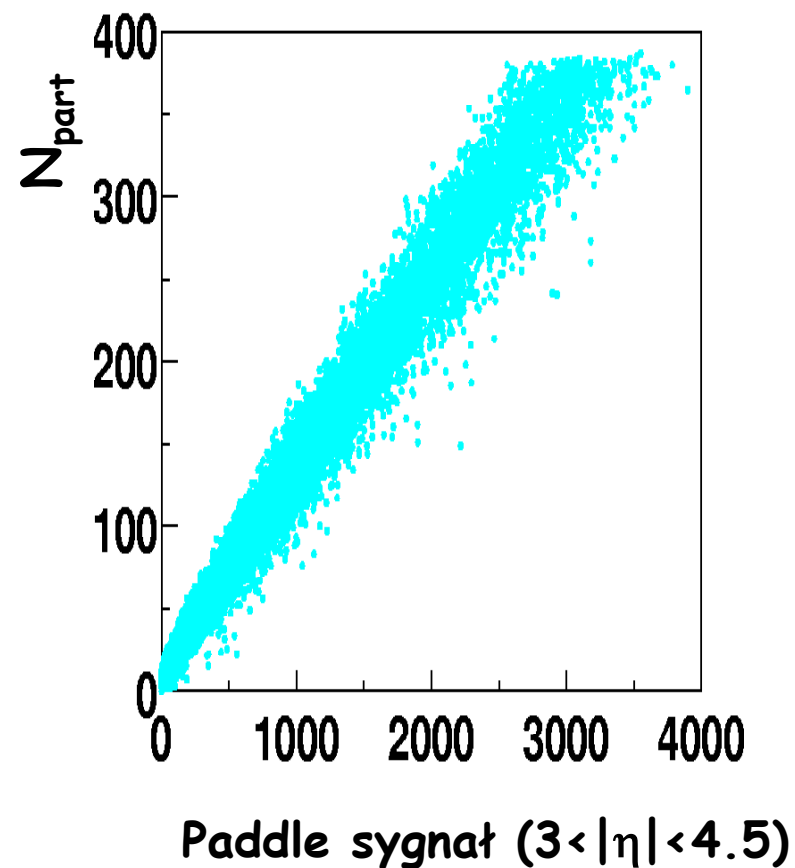
wykład 3

N_{part}
6

Potwierdzenie monotonicznej zależności

DANE (spektatory neutronowe)

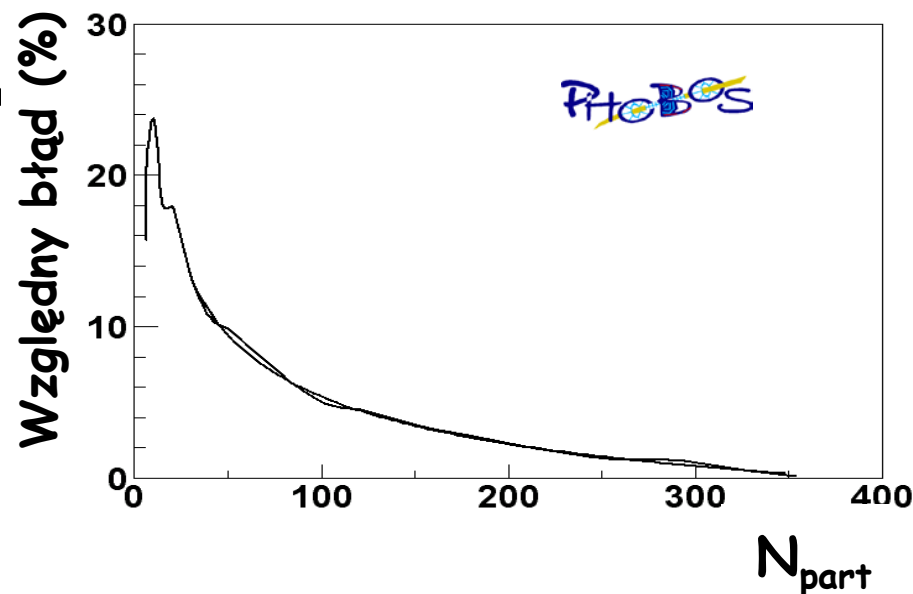
MC HIJING + GEANT



Eksperyment: Błędy systematyczne

- Całkowity przekrój czynny
 - Ułamek czego? (modele mają poprawną wartość σ_{TOT})
 - RHIC: eksperymenty nie mierzą σ_{TOT}
- Zamiast σ_{TOT} , oszacowanie wydajności trygera w oparciu o model (np. HIJING)
 - Systematyczny błąd tego oszacowania wchodzi do ostatecznych wyników.
 - Duży dla małych N_{part} !

3% niepewności dla σ_{TOT}
→ 20% niepewności dla N_{part}



Centralność zderzenia: Problemy doświadczalne

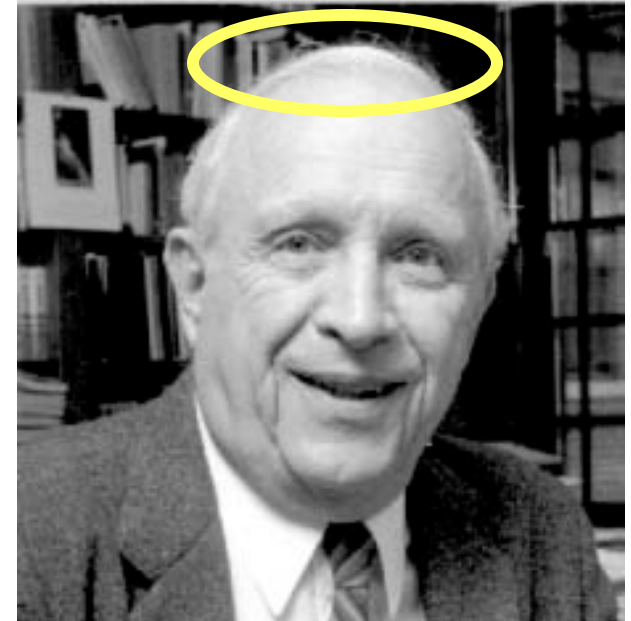
- Oszacowanie N_{part} nie jest trywialne
- Oszacowanie N_{coll} jest jeszcze trudniejsze, ponieważ nie jesteśmy ograniczeni przez $2A$, ale przez A^2 !
- Krytycznym elementem jest znajomość całkowitego przekroju czynnego

• Ale nawet teoretycy mają trudności!

Rachunki Monte Carlo vs. Przybliżenie optyczne

Rachunki Glauberowskie

- Nukleony są rozłożone według funkcji gęstości (np. Woods-Saxon)
- Nukleony poruszają się po prostoliniowych trajektoriach, i nie zmieniają kierunku przy przejściu przez drugie jądro
- Nukleony oddziałują zgodnie z nieelastycznym przekrojem czynnym σ_{NN} zmierzonym w zderzeniach pp
 - Uczestnicy - liczba nukleonów, które oddziaływały (przynajmniej raz)
 - Binarne zderzenia - liczba zderzeń nukleon-nukleon



Roy Glauber

Całkowity przekrój czynny A+B

$$\sigma_{AB} = \int d^2b \int d^2s_1^A \dots d^2s_A^A d^2s_1^B \dots d^2s_B^B \times \\ T_A(s_1^A) \dots T_A(s_A^A) T_B(s_1^B) \dots T_B(s_B^B) \times \\ \left\{ 1 - \prod_{j=1}^B \prod_{i=1}^A [1 - \sigma(b - s_i^A + s_j^B)] \right\}$$

Konfiguracja przestrzenna

Profil (grubość) jądrowy

Człon opisujący
prawdopodobieństwo
oddziaływań

Bardzo trudne do wyliczenia. Rozwiązanie -Przybliżenie optyczne:

$$\sigma_{AB} = \int d^2b \{ 1 - [1 - \sigma_{NN} T_{AB}(b)]^{AB} \}$$

gdzie $T_{AB}(b) = \int d^2s T_A(b) T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)$

Stosowne dla dużych A i/lub kiedy σ_{NN} jest mały.

Obliczenie N_{part} i N_{coll}

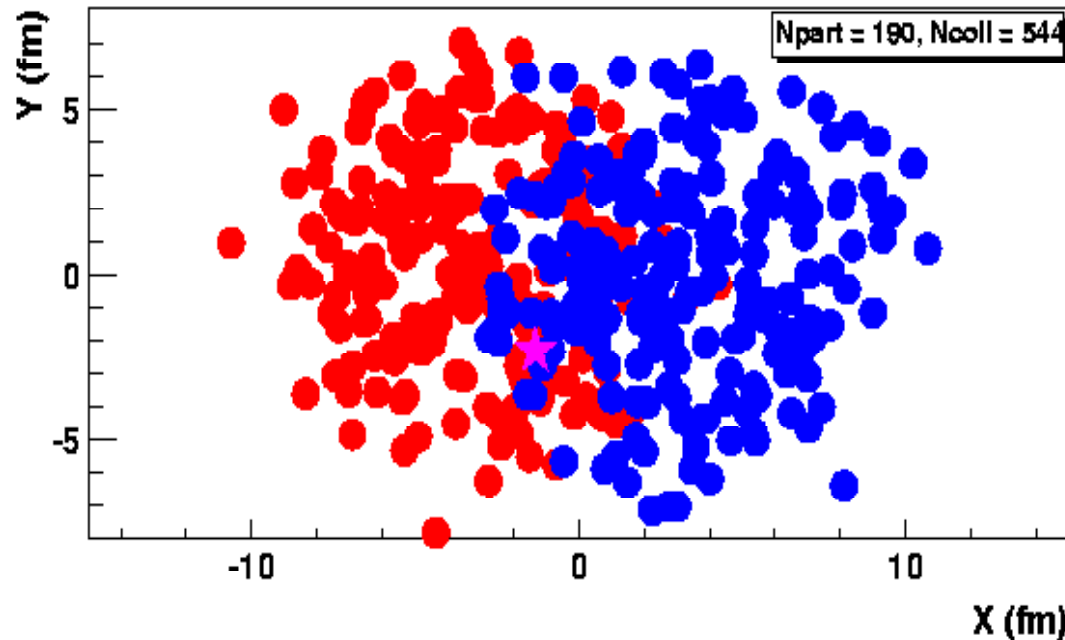
- Liczba uczestników

$$N_{\text{part}}^{AB}(b) = A \int d^2s T_A(\vec{s}) \left\{ 1 - \left[1 - \sigma_{NN} T_B(\vec{s} - \vec{b}) \right]^B \right\} \\ + (A \Leftrightarrow B)$$

- Liczba zderzeń

$$N_{\text{coll}}^{AB}(b) = AB \int d^2s T_A(\vec{s}) T_A(\vec{s} - \vec{b}) \sigma_{NN}$$

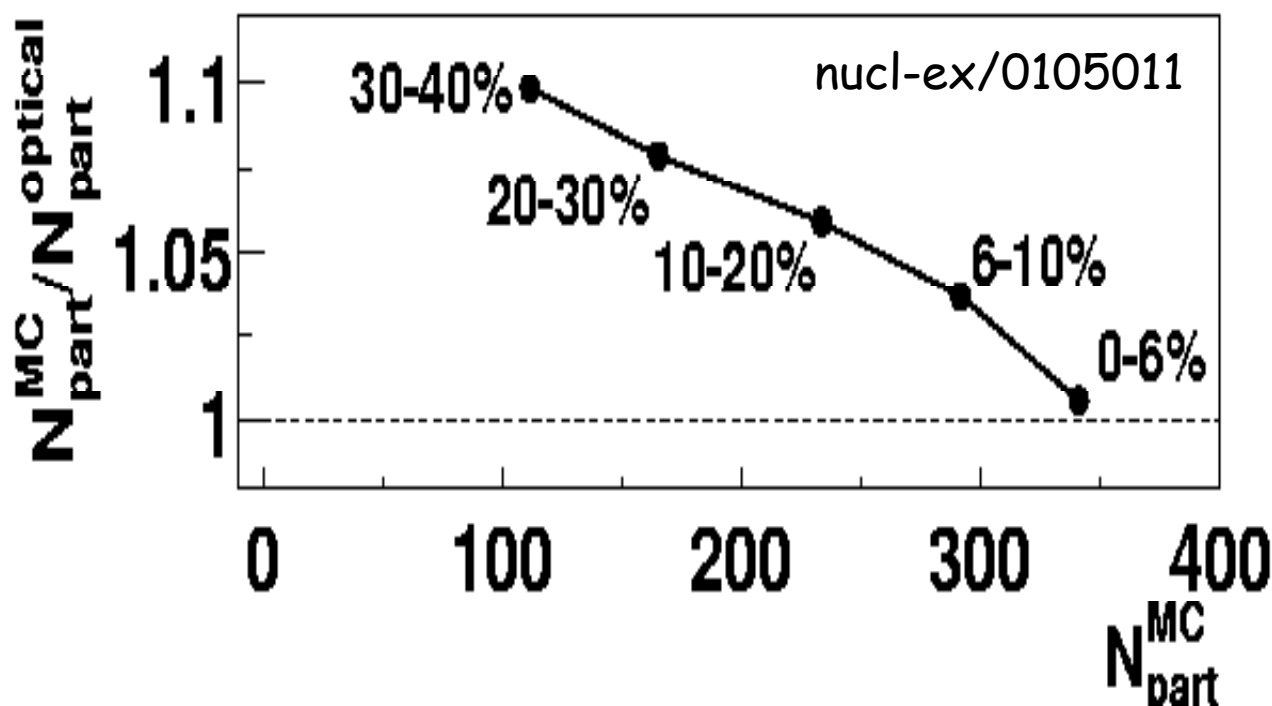
Rachunki Monte Carlo



- Parametr zderzenia i współrzędne nukleonów generowane przypadkowo ze znanych rozkładów
- Oddziaływanie zachodzi jeżeli dystans pomiędzy nukleonami $d < \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$
- Dla każdego przypadku można wprost zliczyć N_{part} , N_{coll}

Dwa podejścia - dwie odpowiedzi?

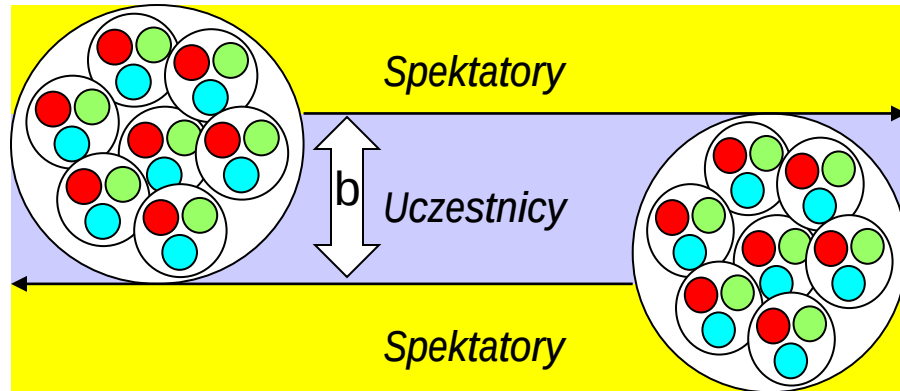
- HIJING Au+Au 130 GeV
 - Podejście Monte Carlo
 - Profil jądrowy gausowski
- Kharzeev/Nardi
 - Przybliżenie optyczne
 - Punktowe nukleony



Wnioski

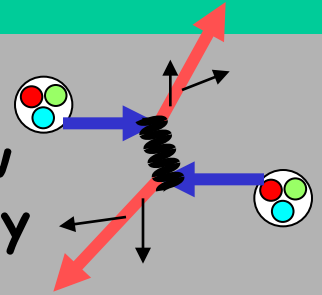
- Doświadczalne & teoretyczne problemy
 - Ale oba uderzają w doświadczalników!
- N_{part} i N_{coll} są precyzyjnie określone dla zderzeń centralnych
 - Potencjalnie duże niepewności dla zderzeń peryferycznych
 - Zależność od danych wejściowych dla modelu Glaubera jak i od typu oddziaływań (przekrojów czynnych), które są uwzględniane

Dlaczego znajomość geometrii zderzenia jest tak ważna?



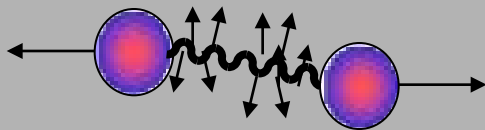
Model Glauber'a dla AA

Zderzenia binarne:
1. Produkcja jetów
2. 'Ciężkie' zapachy



Wymiana koloru:

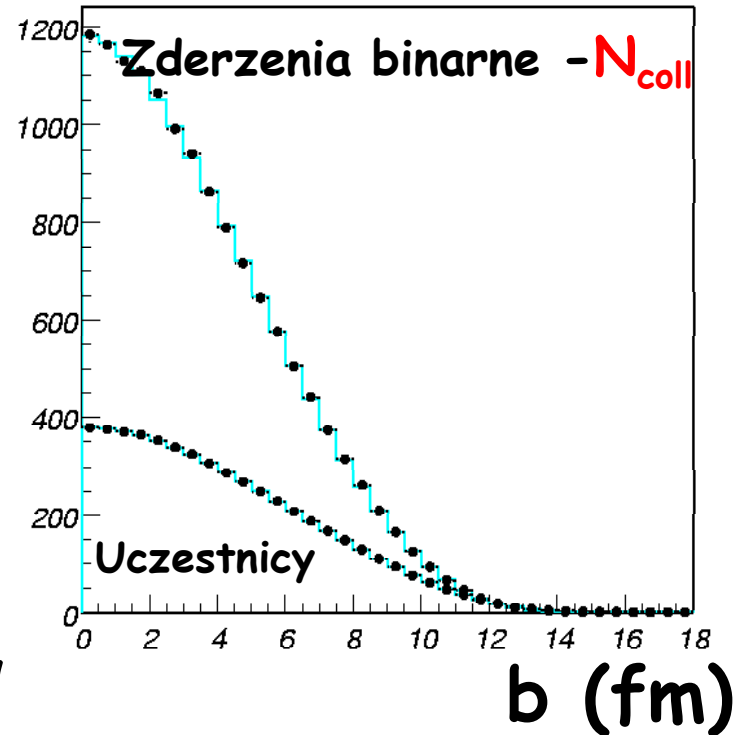
1. Produkcja miękkich hadronów
2. Energia poprzeczna



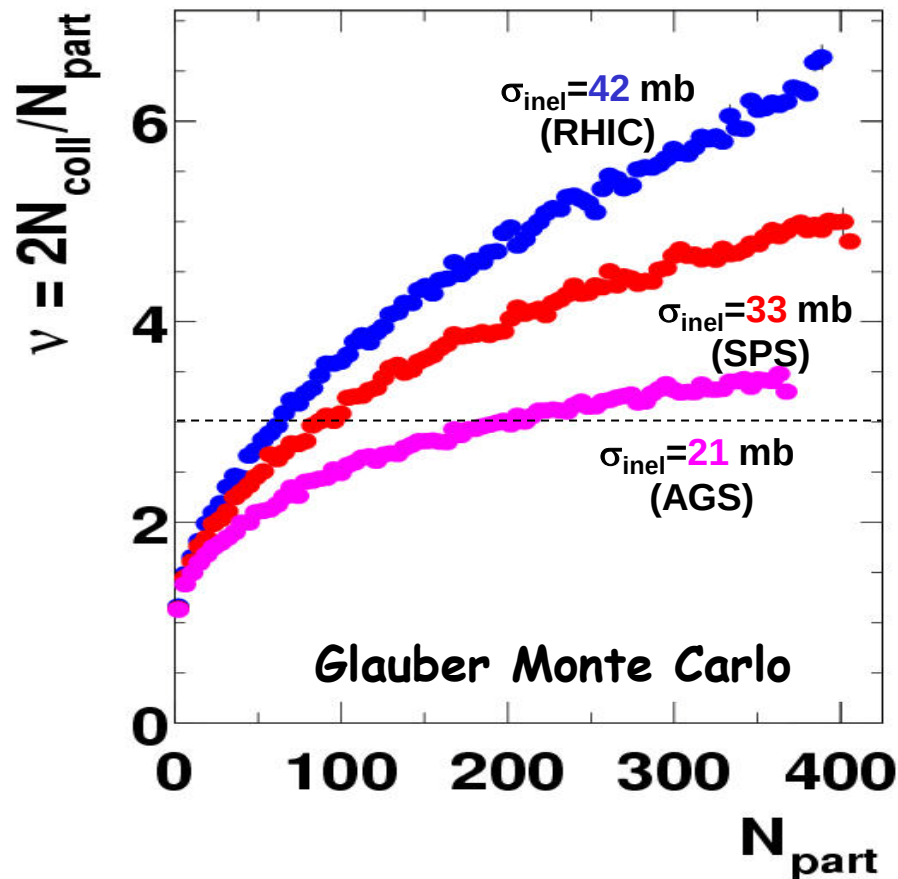
"model zranionych nukleonów - N_{part} "

Wykład 3

N_{coll}
 N_{part}



Miękkie procesy vs. Twarde zderzenia



	'miękkie' $\sim N_{\text{part}}$	'twarde' $\sim N_{\text{coll}}$
SPS	98%	2%
RHIC	50%	50%
LHC	2%	98%

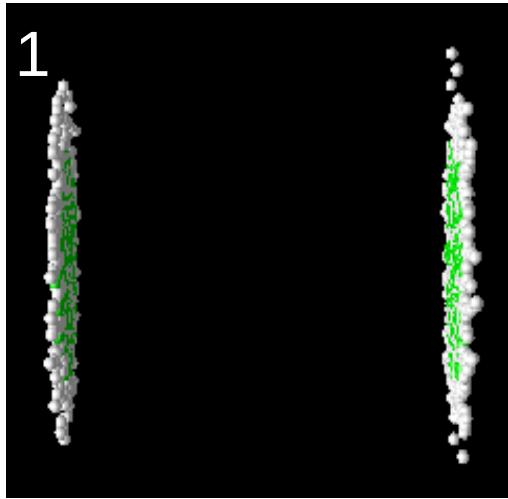
K. Kajantie QM2002

Zauważ:

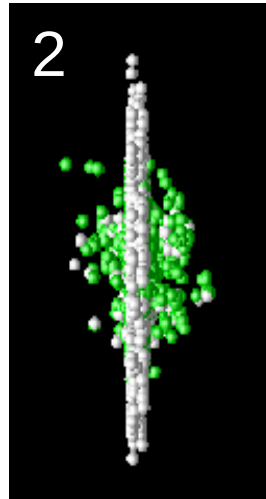
$$N_{\text{coll}} = (N_{\text{part}} / 2) \cdot \langle v \rangle$$

$\langle v \rangle$ średnia liczba zderzeń dla jednego zranionego nukleonu (~6 dla centralnych zderzeń AuAu)

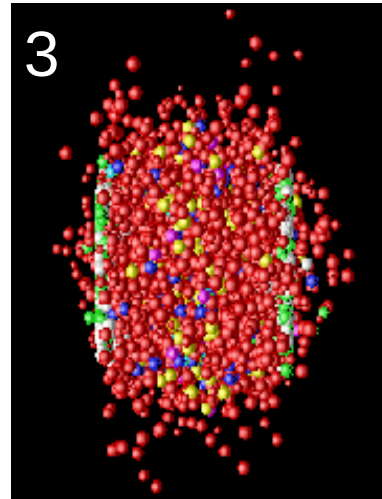
Zderzenia ciężkich jonów-Produkcja entropii



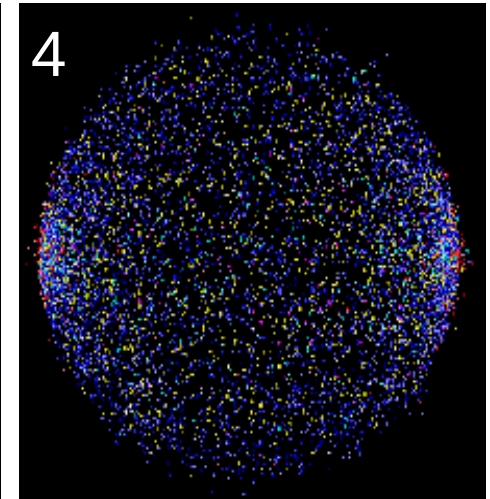
1
Zderzające się
jądra



2
Twarde
procesy

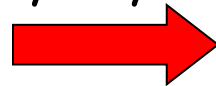


3
Kaskada
Partonowa



4
Gaz
hadronowy &
'Freeze-out'

- **Entropia jest produkowana w czasie ewolucji systemu**
 - Na którym etapie produkuje się jej najwięcej?
 - Początkowy, partonowy czy hadronowy etap?



Pomiary krotności cząstek

Pomiary krotności produkowanych cząstek

Informacja wycałkowana po wszystkich etapach zderzenia:
stan początkowy, dynamika partonów, dynamika hadronów

Geometria

Parametr zderzenia, uczestnicy, zderzenia binarne

Produkcja entropii

Hamowanie, produkcja gluonów, nasycenie g , fragmentacja

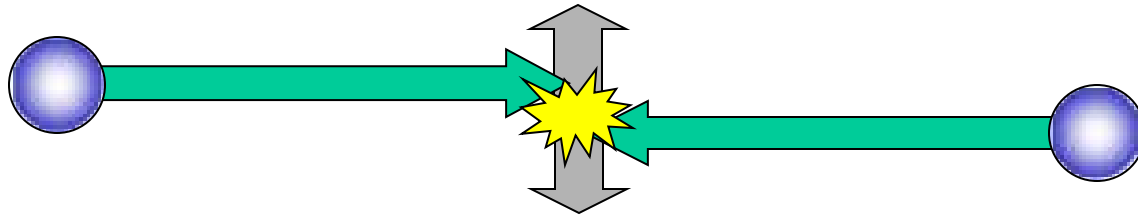
Ewolucja czasowa

Formacja, ekspansja, wtórne oddziaływania, emisja

Jeżeli potrafimy wyodrębnić trywialną rolę geometrii,
to QCD da nam informacje o entropii,
o ile ta informacja 'przeżyje' proces hadronizacji.

Rapidity/pseudo-rapidity

- Zderzenia pomiędzy hadronami charakteryzują się ograniczonym transferem pędu poprzecznego



- Większość cząstek niesie tylko mały ułamek pędu podłużnego protonu ($x = p_z/p_{z,max}$)
- Zmienna "Rapidity" poszerza zakres dynamiczny ($x < .1$)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \sim \ln(x)$$

- Eksperymenty, które badają zderzenia wysoko-krotne lub mają 'ubogą' aparaturę używają "pseudorapidity"

$$\eta = -\ln \tan \theta/2$$

$$\frac{dN}{d\eta dp_T} = \beta \frac{dN}{dy dp_T}$$

Pomiary w centralnym obszarze rapidity

- W zderzeniach nukleon-nukleon (NN), badamy wysokość “plateau”

$$y_{\text{CMS}} \approx \eta_{\text{CMS}} \approx 0$$

$$dN / d\eta \Big|_{|\eta| < 1}$$

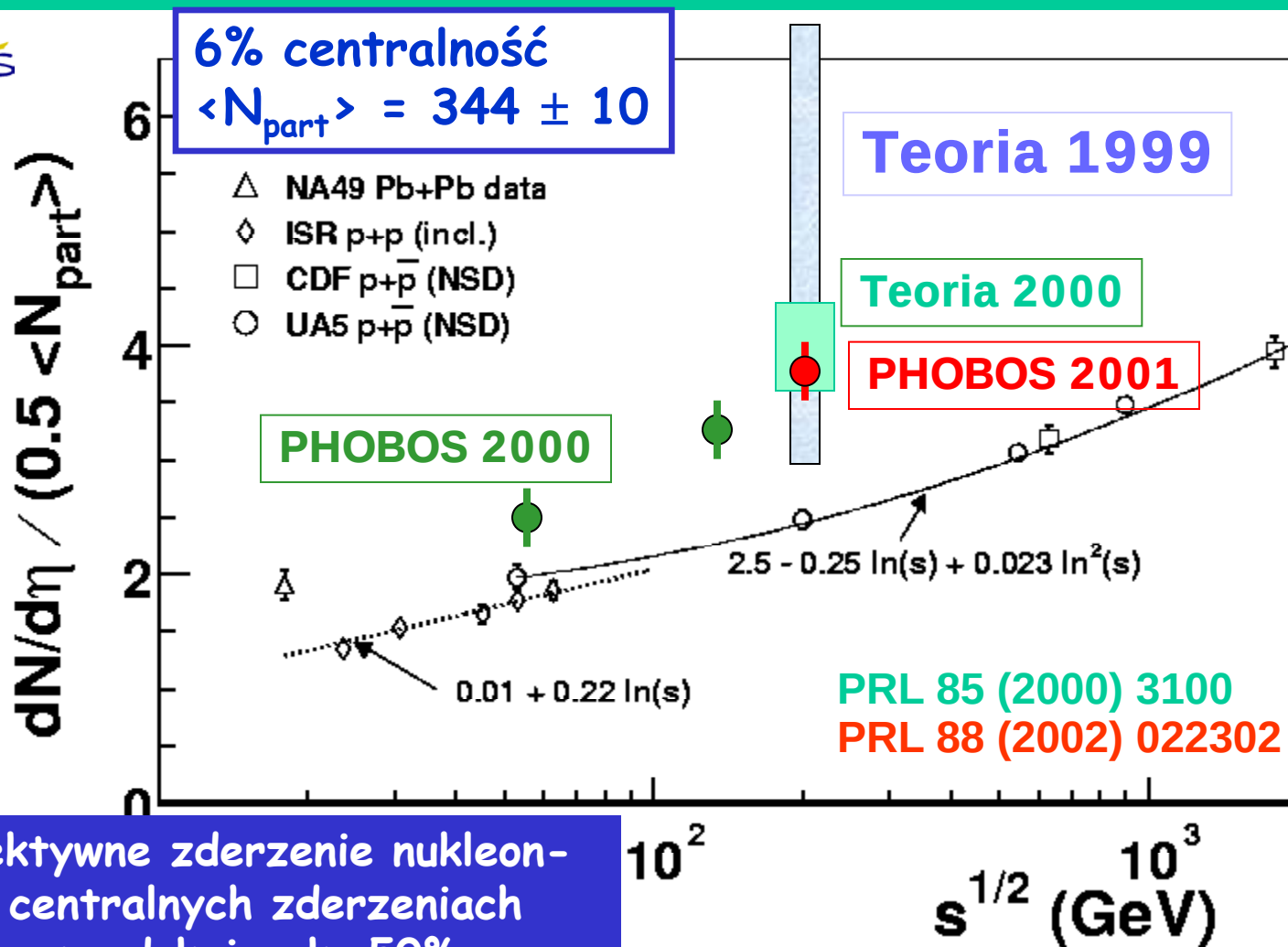
(mid-rapidity)

- W zderzeniach A+A, normalizujemy gęstość cząstek na parę oddziaływujących nukleonów, aby bezpośrednio porównać z NN

$$\frac{dN / d\eta \Big|_{|\eta| < 1}}{N_{\text{part}} / 2}$$

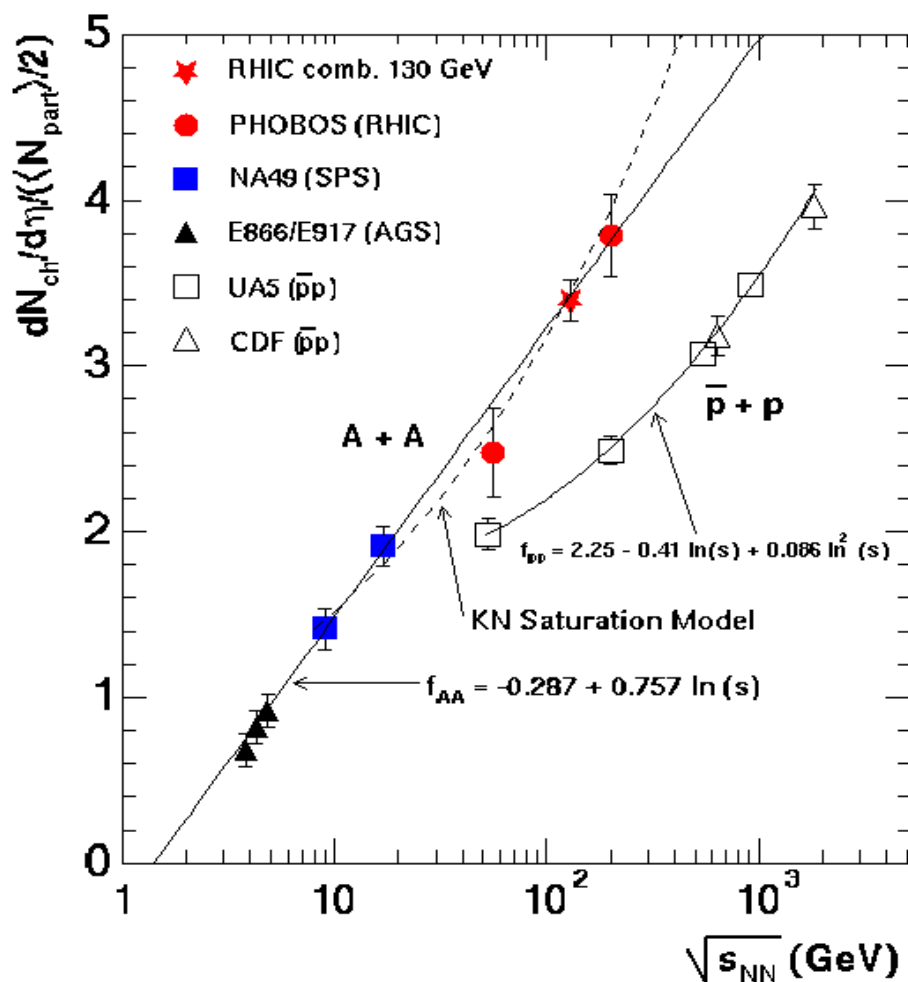
Gęstość cząstek produkowanych w środkowym obszarze rapidity dla centralnych zderzeń Au+Au

PHOBOS



Każde efektywne zderzenie nukleon-nukleon w centralnych zderzeniach jądro-jądro produkuje ok. 50% więcej cząstek niż zderzenie pp!

Ekstrapolacja do zderzeń Pb+Pb @LHC



200 GeV Au+Au 6% najbardziej centralnych przypadków

$$dN/d\eta = 650 \pm 35$$

55% więcej niż w $p+\bar{p}$

Ekstrapolacja do LHC

$$\sqrt{s_{NN}}(\text{LHC}) = 30 \sqrt{s_{NN}}(\text{RHIC})$$

A + A Fit

$$dN/d\eta \approx 1300$$

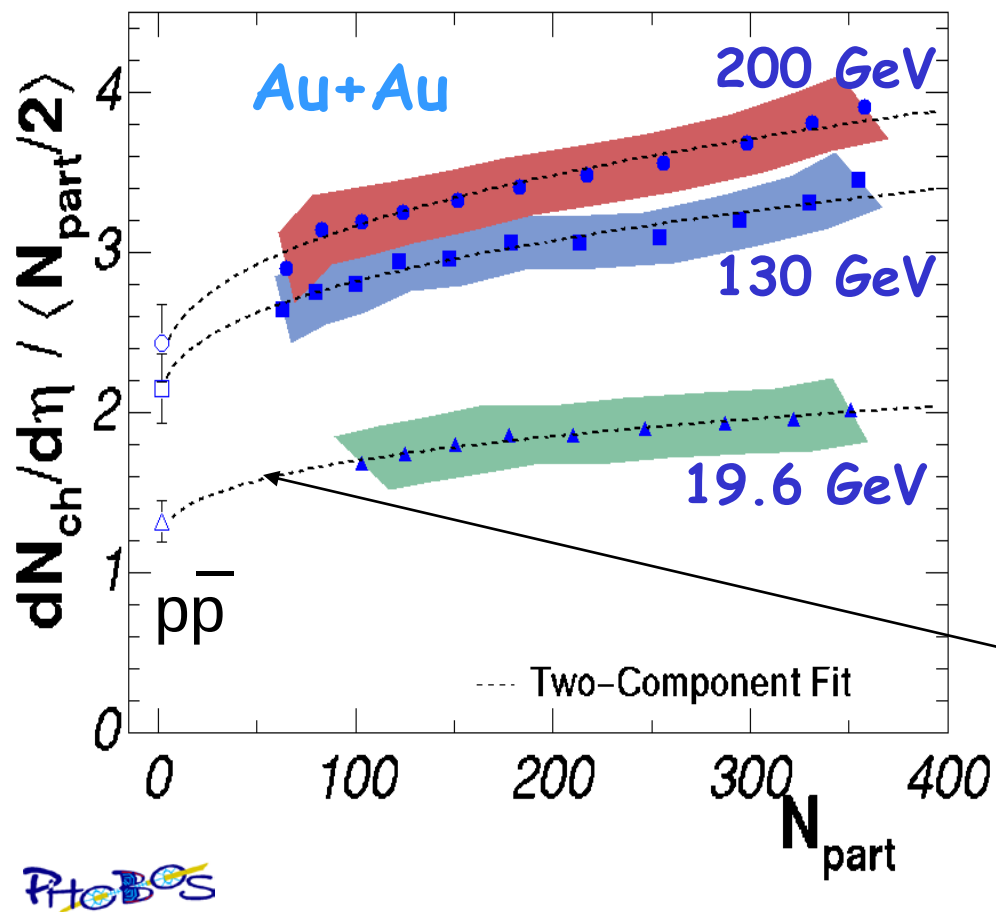
Model saturacji

$$dN/d\eta \approx 2000$$

HIJING MC

$$dN/d\eta \approx 6000$$

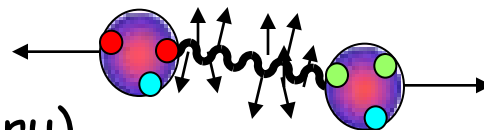
Zależność od centralności zderzenia dla $\eta \approx 0$



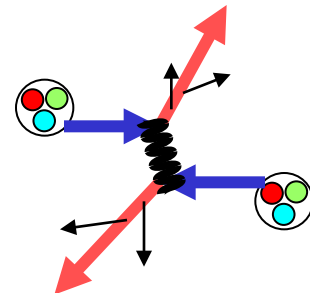
Dane z PRC 65 061901R (2002)

Model dwu-składnikowy:

Miękkie:
(wymiana koloru)
Zranione nukleony



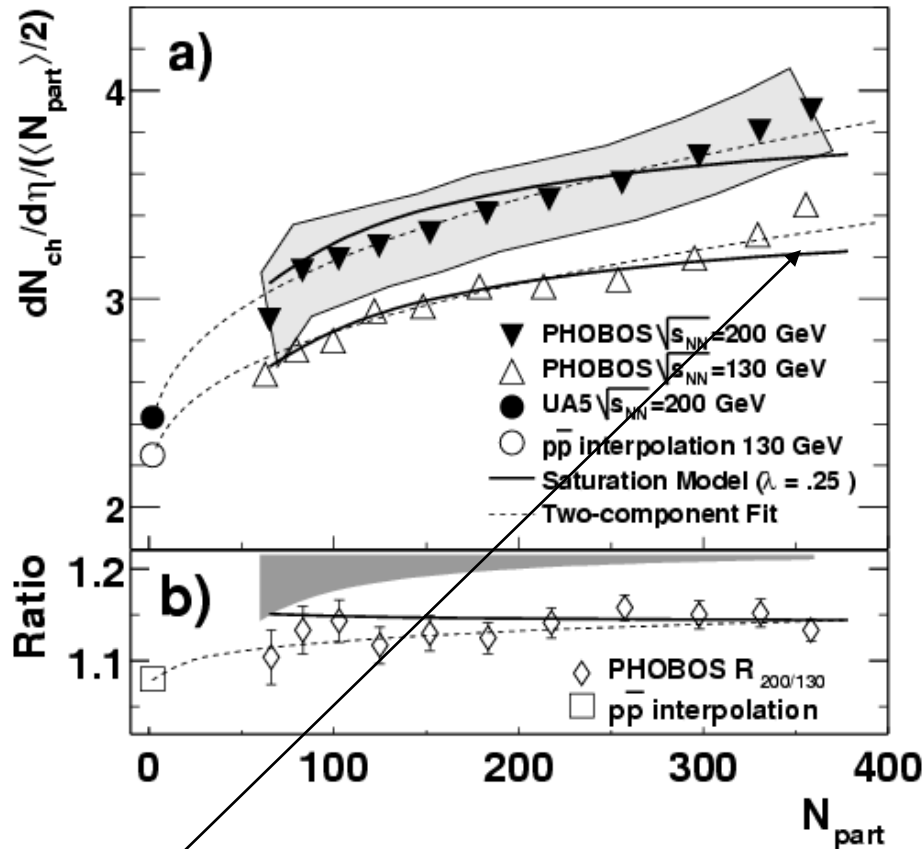
Twarde:
zderzenia binarne



$$\frac{dN}{d\eta} = (1 - x)n_{pp} \frac{N_{part}}{2} + xn_{pp}N_{coll}$$

Zależność od centralności zderzenia dla $\eta \approx 0$

Kharzeev & Levin. nucl-th/0108006



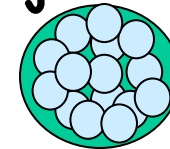
$$\frac{dN}{d\eta} \cong c N_{part} (\sqrt{s})^\lambda f(\lambda|y|, Q_s)$$

Model saturacji:

- Rozkład gluonów rośnie szybko dla małych x : $xG(x) \sim x^{-\lambda}$

~ 0.25 z fitów do danych HERA)

Gluony o rozmiarach π/Q^2 przekrywają się w płaszczyźnie poprzecznej



Przy skali saturacji gluony wypełniają całą powierzchnię poprzeczną

$$N_g \frac{\pi}{Q_s^2} = \pi R_A^2$$

$$Q_s^2 = \alpha_s(Q_s^2) N_g(x, Q_s^2) A^{1/3}$$

- Poniżej skali saturacji Q_s^2 następuje fuzja gluonów

$$g+g \rightarrow g$$



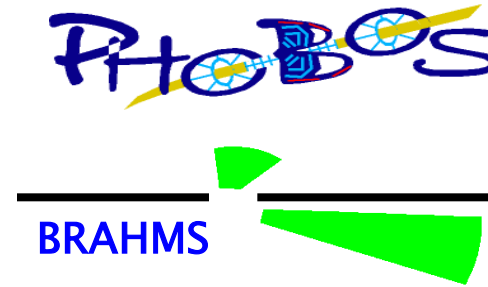
Modele dwu-składnikowy i saturacyjny

- Porównanie z danymi PHOBOS'a w centralnym obszarze rapidity dla różnych energii
- Model dwu-składnikowy używa modelu Glauber'a do interpolacji pomiędzy pp i centralnymi zderzeniami AA
 - x zmienia się od .09 do .11 dla $\sqrt{s_{NN}}$ od 130 do 200 GeV
 - Opiera się o produkcję mini-jetów (pQCD)
- Model saturacyjny także opisuje dane i zależność od energii dla $N_{part} > 60$

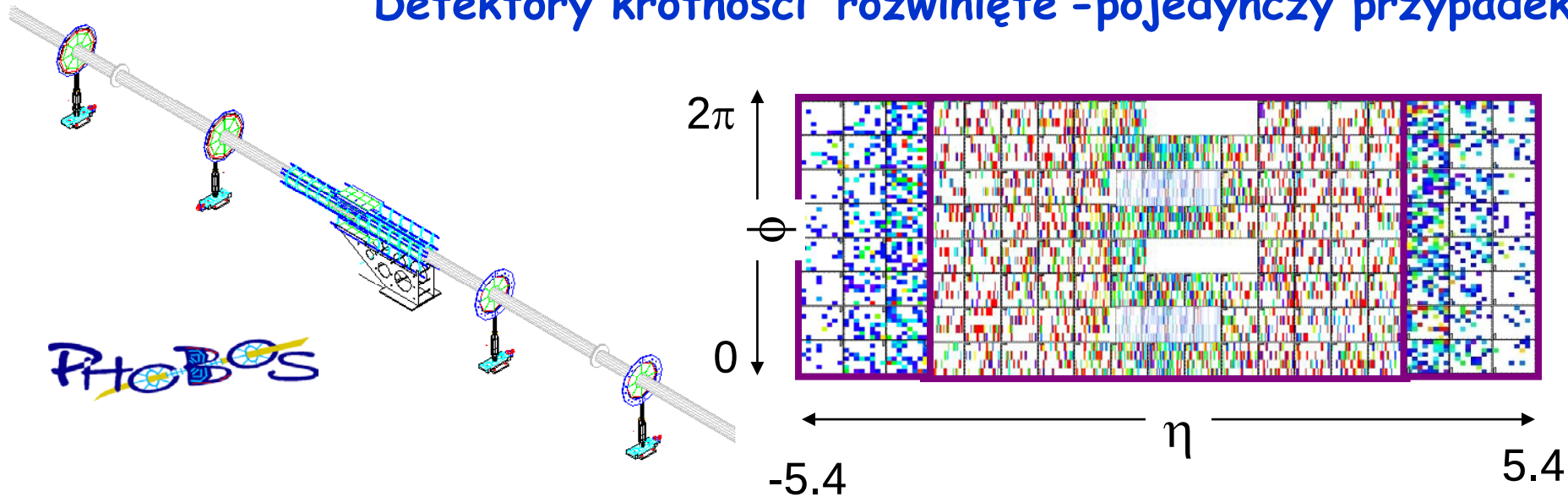
Pomiary $dN_{ch}/d\eta$ w 4π

- Dlaczego patrzeć na wszystko?

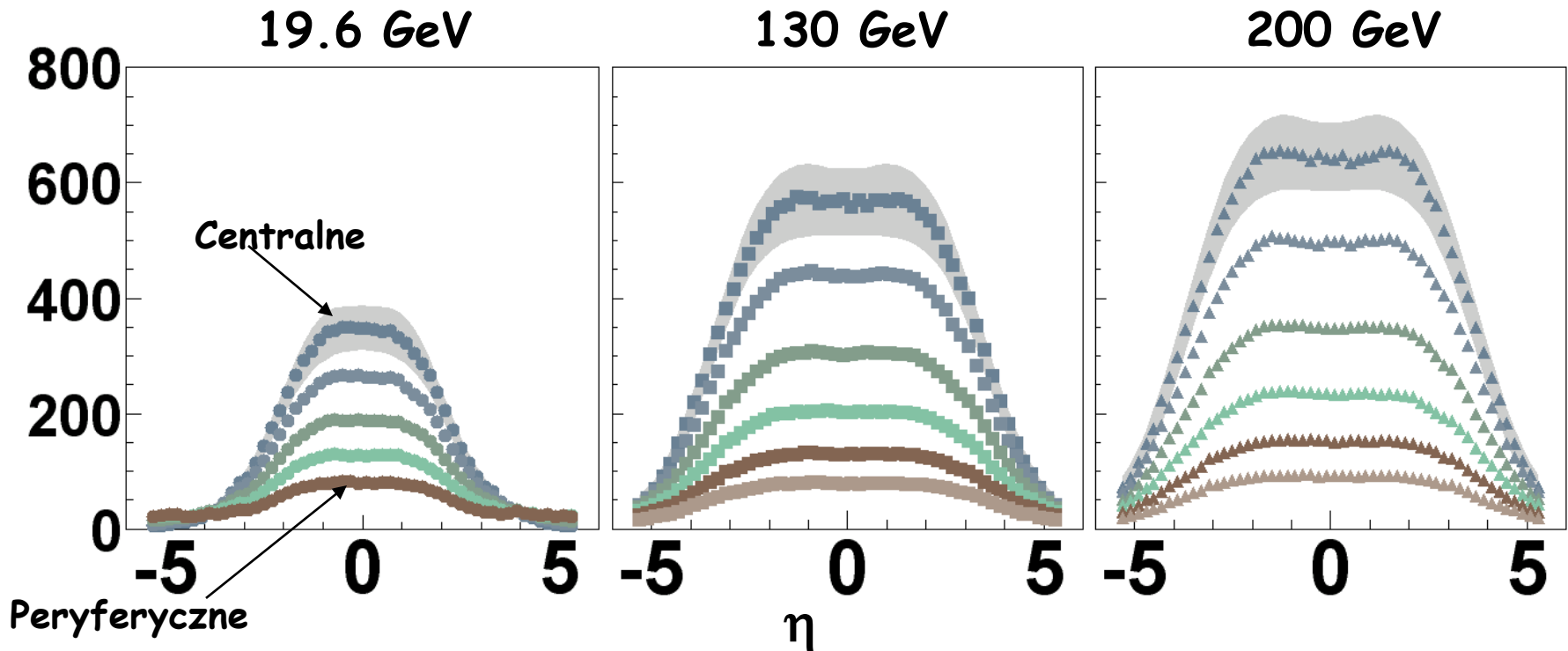
- Opis pełnego przypadku
- Selekcja centralności
- Wyznaczenie płaszczyzny reakcji



Detektory krotności 'rozwinięte' - pojedynczy przypadek



PHOBOS - $dN_{ch}/d\eta$



Zderzenia Au+Au przy $\sqrt{s}=19.6, 130, 200$ GeV

- $dN/d\eta$ dla $|\eta| < 5.4$ w całym zakresie kąta azymutalnego
- Centralność z liczników Paddle (130/200) & N_{hits} (19.6)
- 50% całkowitego przekroju czynnego ($N_{part} \sim 65-360$)

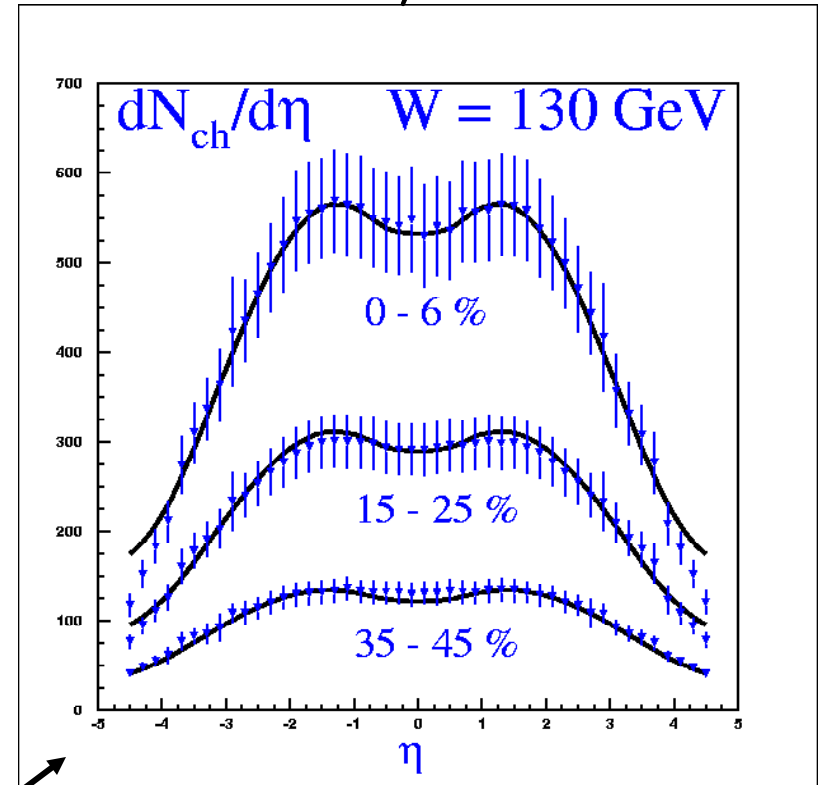
Model saturacyjny

- Wysyciony stan początkowy pozwala na określenie stanu końcowego
- $N_h = c \times N_g$

$$\frac{dN}{d\eta} \cong c N_{part} (\sqrt{s})^\lambda f(\lambda|y|, Q_s)$$

$\lambda \sim 0.25$ z dopasowania do danych z HERA: $xG(x) \sim x^{-\lambda}$

Kharzeev & Levin, nucl-th/0108006



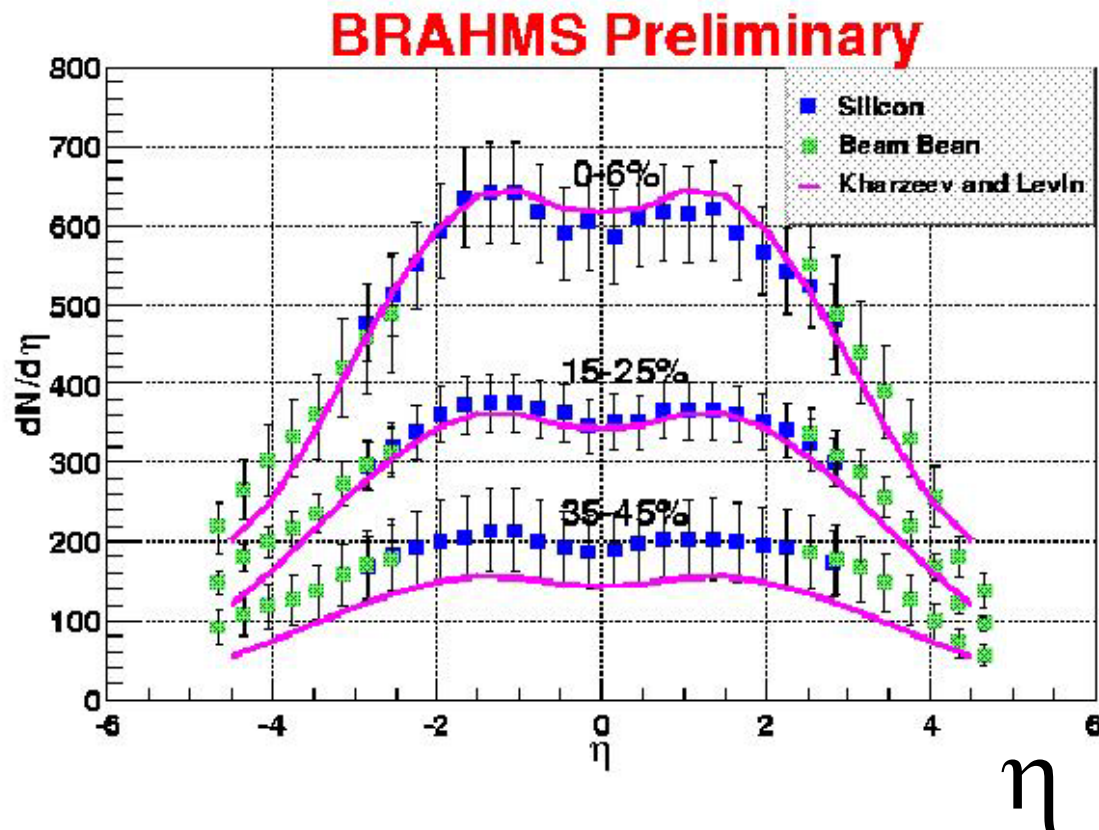
PHOBOS PRL 87 (2001)

Fit do danych PHOBOS'a przy 130 GeV aby wyznaczyć c , Q_s

Model saturacyjny przy energii 200 GeV

L. McLerran, DNP 2001

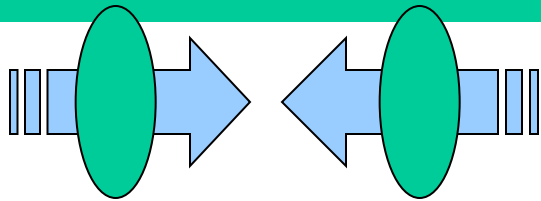
nucl-ex/0112001



Model opisuje dane dla centralnych zderzeń Au+Au

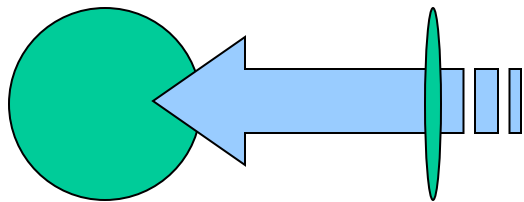
- Gęstość partonów w stanie początkowym wydaje się być dostatecznie wysoka aby osiągnąć stan nasycenia.

Graniczne zachowanie rozkładów $dN/d\eta$

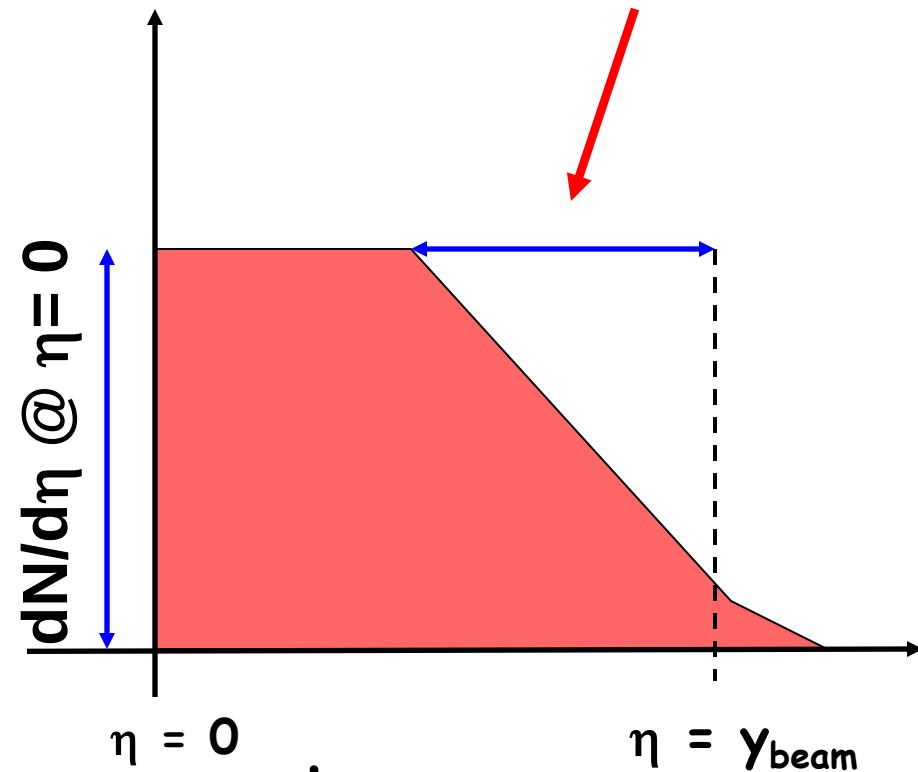


Układ środka masy

$$y \rightarrow y - y_{beam}$$

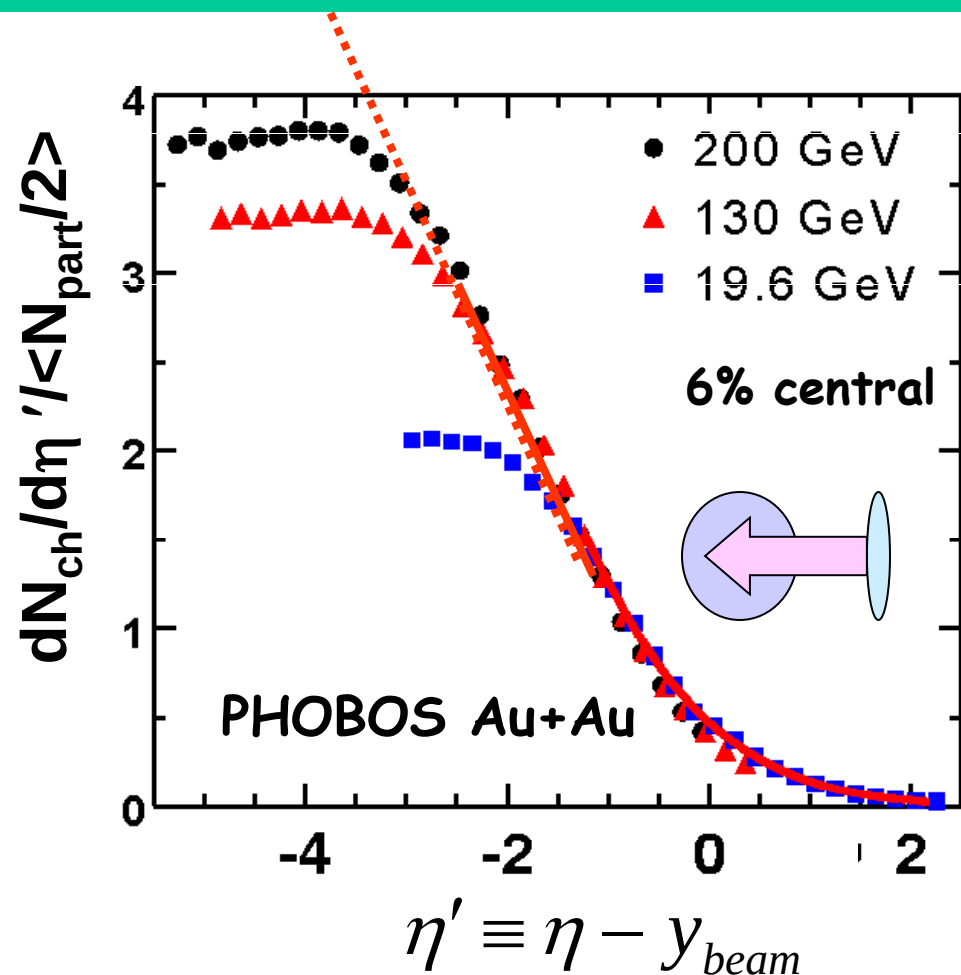
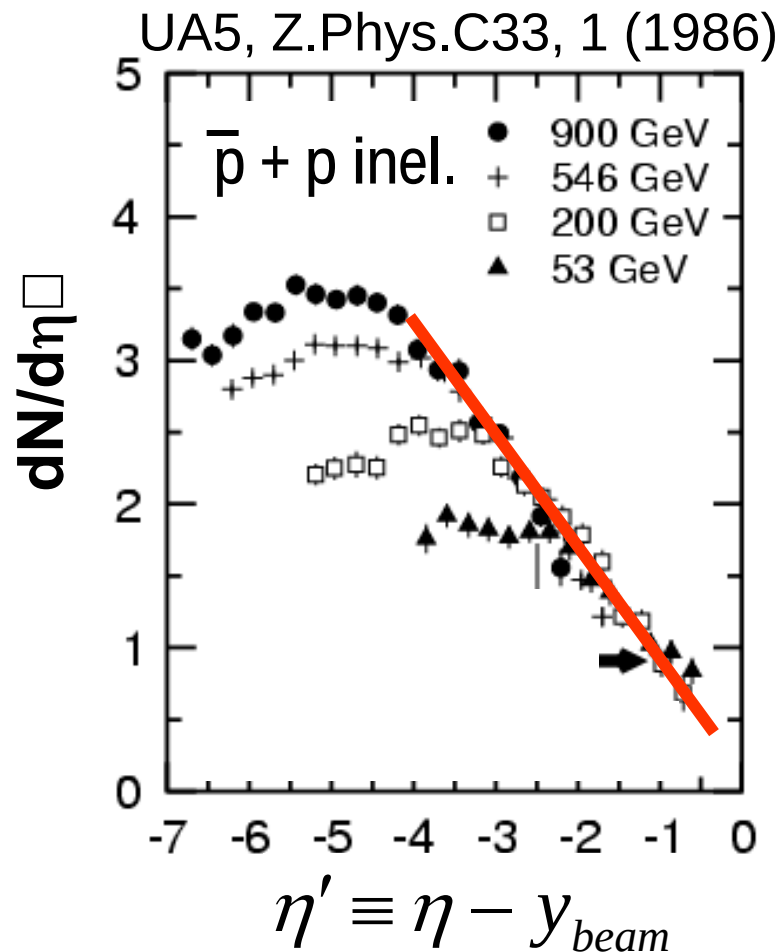


Tarcza (jedno z jąder) w spoczynku



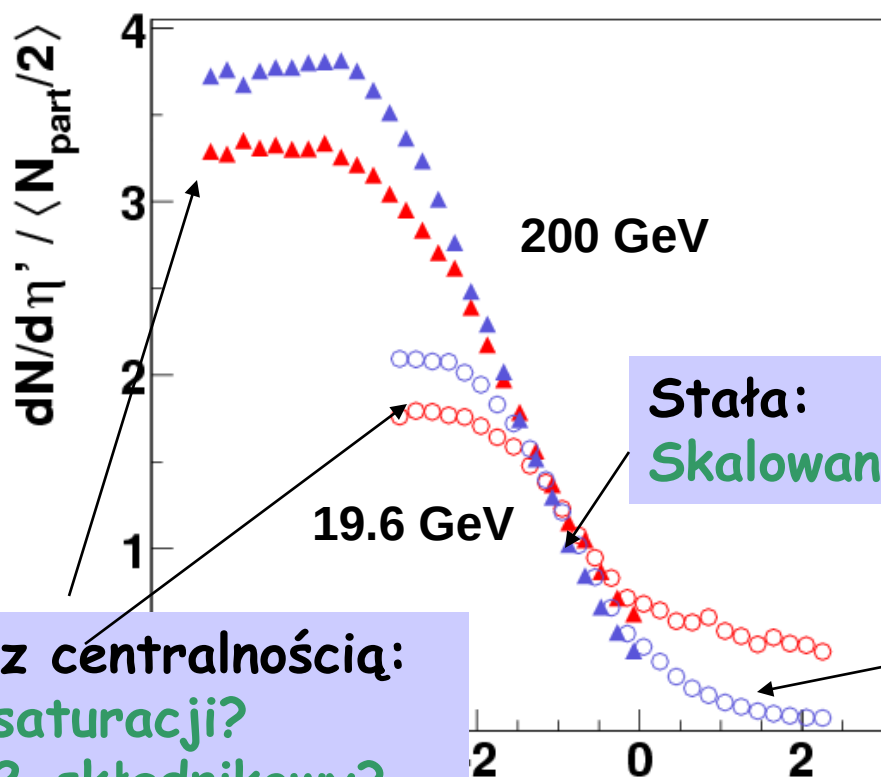
$$\eta' = \eta - y_{beam} \approx \ln x_F - \ln(p_T / M_N)$$

Graniczna fragmentacja



Hipoteza granicznej fragmentacji jest słuszna dla zderzeń A+A w szerokim zakresie η (większym niż połowa zakresu dostępnego na produkcję cząstek).
Zakres obszaru rośnie z $\sqrt{s_{NN}}$.

$dN_{ch}/d\eta'$ - zależność od centralności



PHOBOS Au+Au

0-3% centralne

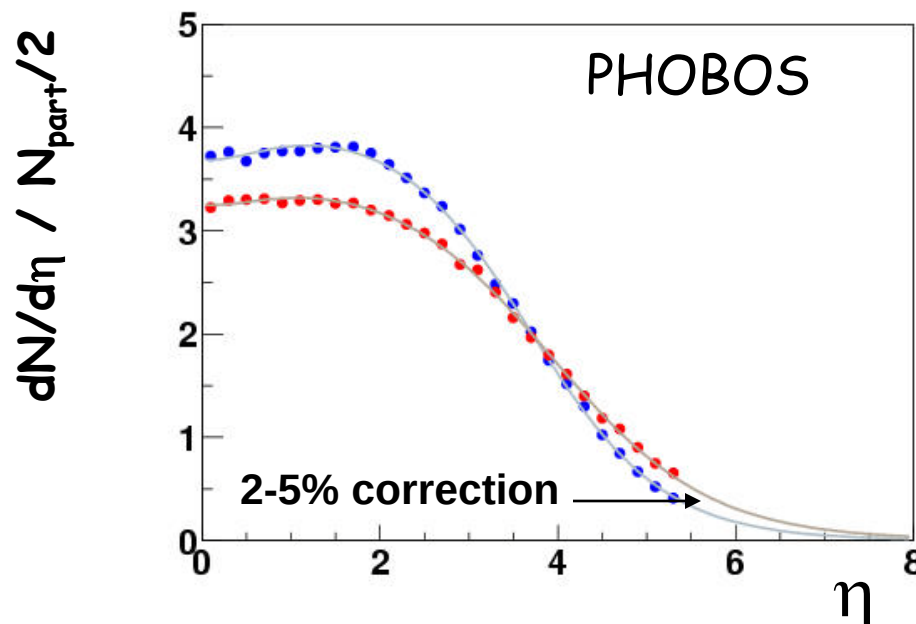
35-40% peryferyczne

Rośnie z centralnością:
Model saturacji?
Model 2-składnikowy?

Maleje z centralnością:
Mniej spektatorów?

- **Kształt zmienia się z centralnością**
Korelacje długo-zasięgowe? Zachowanie energii? Hamowanie?
- **Gęstości wyciątkowane po całym obszarze słabo zależą od centralności**

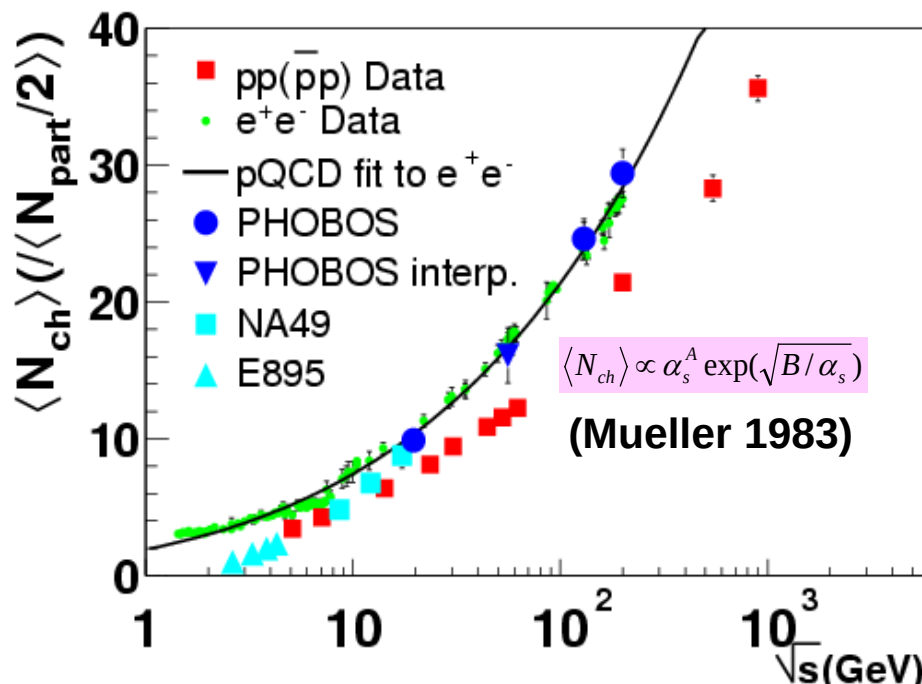
Całkowita krotność naładowowanych cząstek



$$\frac{1}{N_{part}} \frac{dN}{d\eta} = \beta(m, \langle p_T \rangle, \eta) \frac{C}{1 + \exp((\eta - y_o)/D)}$$

Woods-Saxon + Jacobian fit do rozkładu $dN/d\eta$
aby dostać całkowitą krotność N_{ch}

N_{ch} - zależność od energii



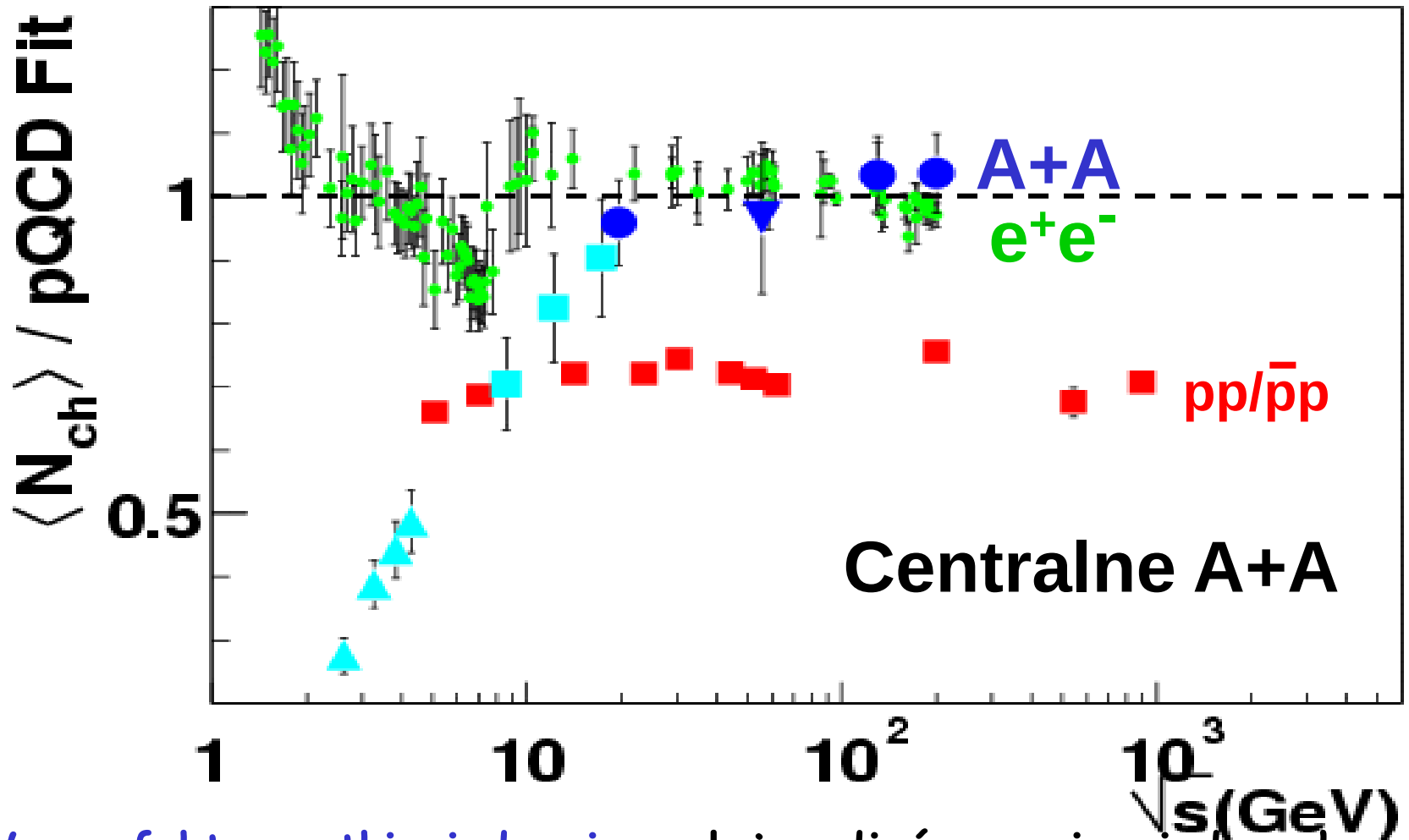
A+A centralne zderzenia

pQCD fit do N_{ch} w e^+e^- !

$$\langle N_{ch} \rangle = A \alpha_s^B \exp(\sqrt{C / \alpha_s})$$

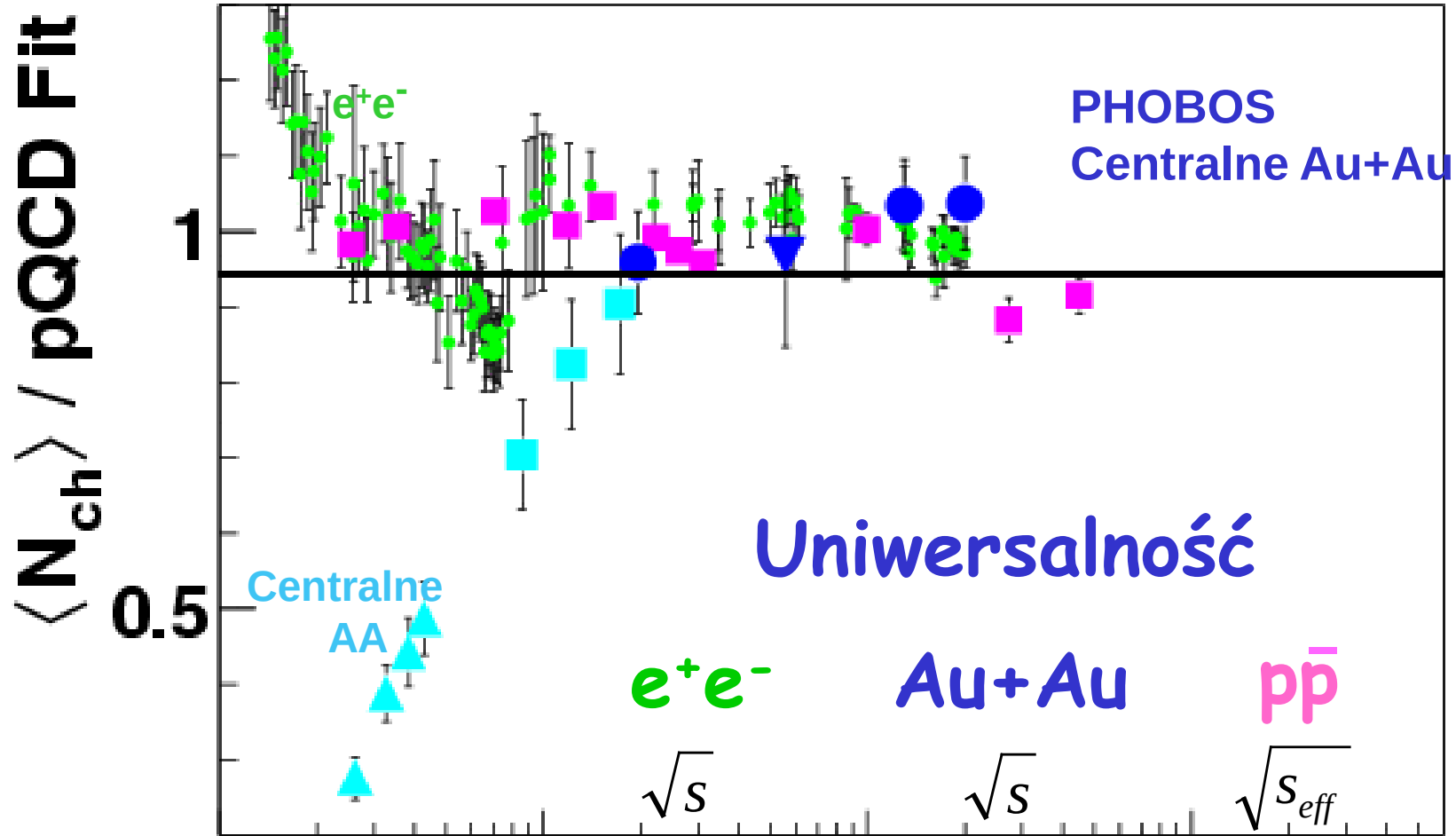
- Jeżeli dominuje promieniowanie gluonów, to ewolucja QCD jest odpowiedzialna za krotności produkowanych cząstek.
- Efekty koherencji w QCD prowadzą do tłumienia emisji miękkich gluonów pod dużymi kątami.
- Podstawa rachunków Mueller'a $\langle N_{ch} \rangle$ vs. $\sqrt{s}$ w e^+e^- !
 - Także znane jako uporządkowanie katowe lub efekt struny w przypadkach z 3-ma jetami.

N_{ch} - zależność od energii



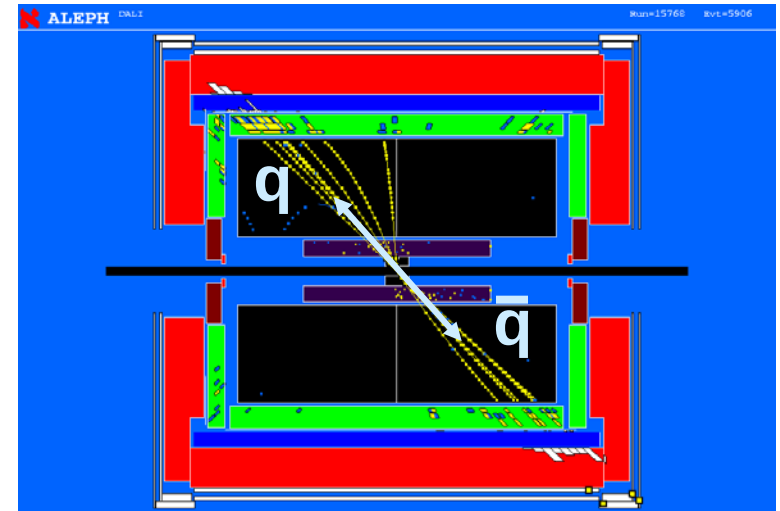
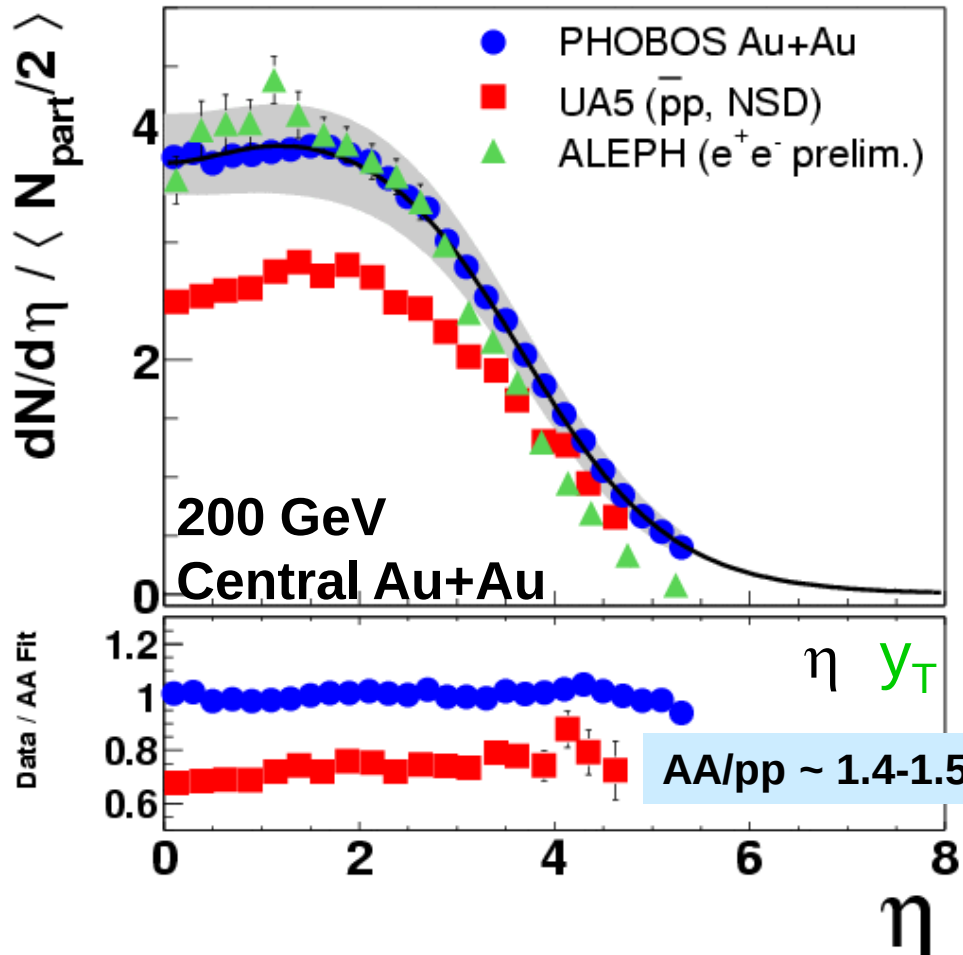
W pp efekt cząstki wiodącej - należy odjąć energie wiodących protonów, aby uzyskać efektywną energię.

N_{ch} - zależność od energii



Różne systemy przy dużych $\sqrt{s}$ stają się podobne: **Uniwersalność N_{ch} ?**

Rozkłady rapidity przy energii 200 GeV

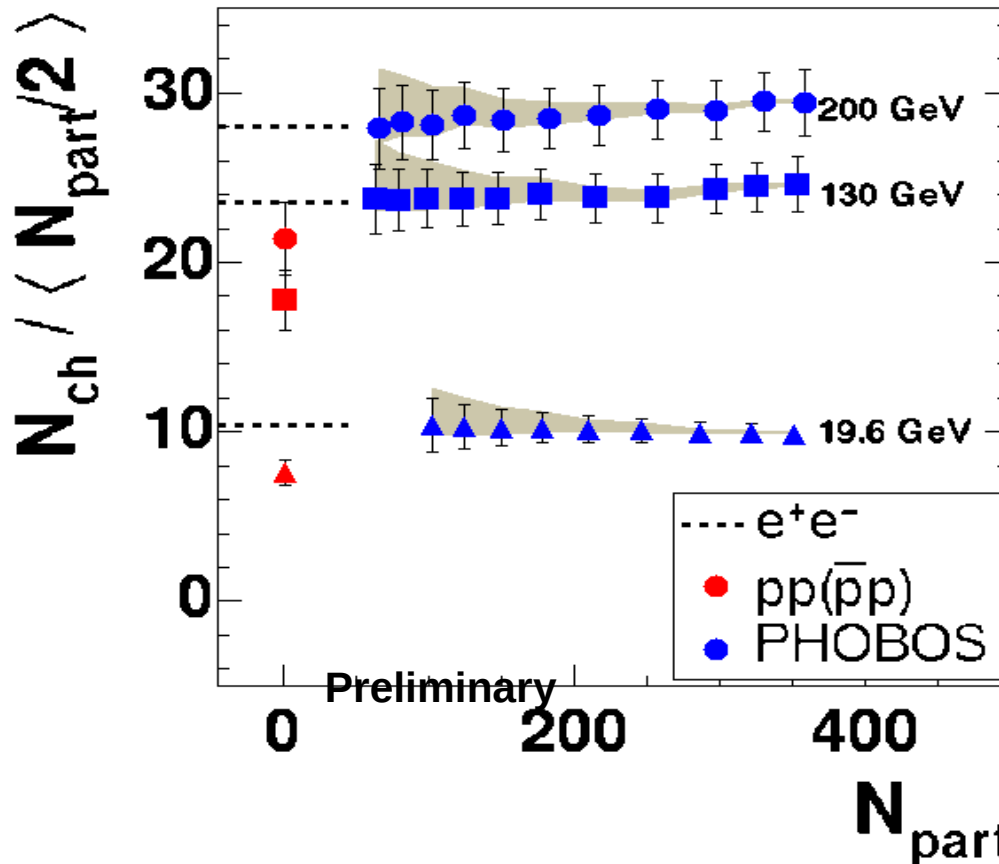


e^+e^- mierzy dN/dy_T
(rapidity względem
osi "thrust")

Zaskakująca zgodność kształtów pomiędzy AA/ e^+e^- /pp

Związek pomiędzy perturbacyjnym i nie perturbacyjnym podejściem ?

N_{ch} - zależność od centralności



Całkowita krotność jest proporcjonalna do N_{part} !

Powrót do modelu zranionych nukleonów...

Podsumowanie pomiarów krotności

- Model 2-składnikowy jest słuszny tylko w środkowym obszarze rapidity
- Modele saturacyjne także opisują dane w mid-rapidity
- Graniczna fragmentacja obserwowana dla różnych systemów
 - $AA, pp, e^+e^- \rightarrow$ Uniwersalność obszaru do przodu
 - Dane wykazują graniczne zachowanie w η'
- Uniwersalność całkowitej krotności
 - Taka sama dla wszystkich systemów przy tym samym $\sqrt{s}$ ($\sqrt{s}_{\text{eff}}$ dla pp)
 - Zaskakujący związek pomiędzy $Au+Au$ & e^+e^-

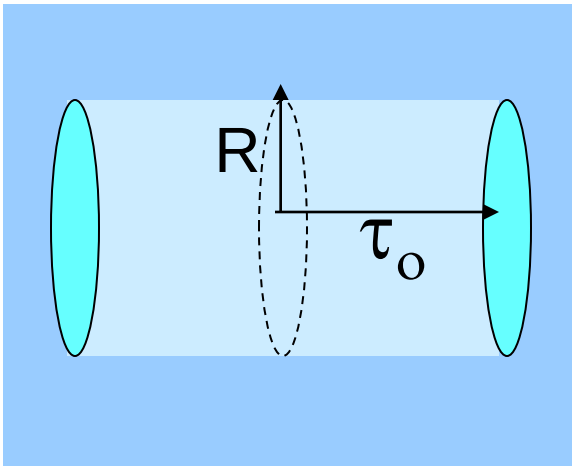
Podsumowanie pomiarów krotności

- Całkowite krotności w AA są proporcjonalne do $N_{\text{part}}!$
- Czy zderzenia AA przy wysokich energiach osiągają granicę czystej fragmentacji qq?
 - Trywialne, czy przypadkowe? (dane przy $\sqrt{s}=56 \text{ GeV}$ mogłyby rozstrzygnąć)
 - Czy QCD potrafi to przewidzieć?
 - Nowe spojrzenie na proces produkcji cząstek?

Gęstość energii

Czy jest związek pomiędzy gęstością cząstek w centralnym obszarze rapidity a gęstością energii?

Estymata Bjorken'a



$$\varepsilon_{BJ} = \frac{dE_T / dy|_{y=0}}{\pi R^2 \tau_0}$$

PHENIX pokazał, że energia poprzeczna (E_T) na cząstkę jest stała:

$$(dE_T / d\eta)_{\eta \approx 0} = 503 \pm 2 \text{ GeV}$$

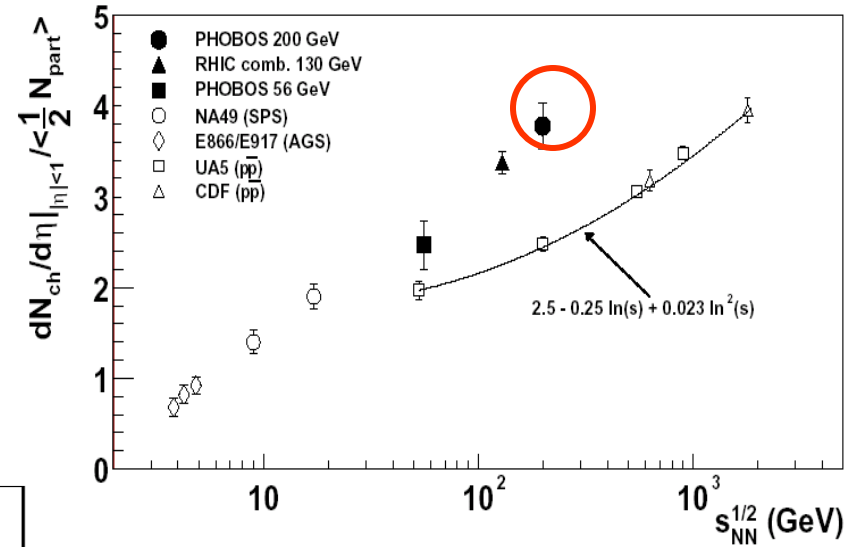
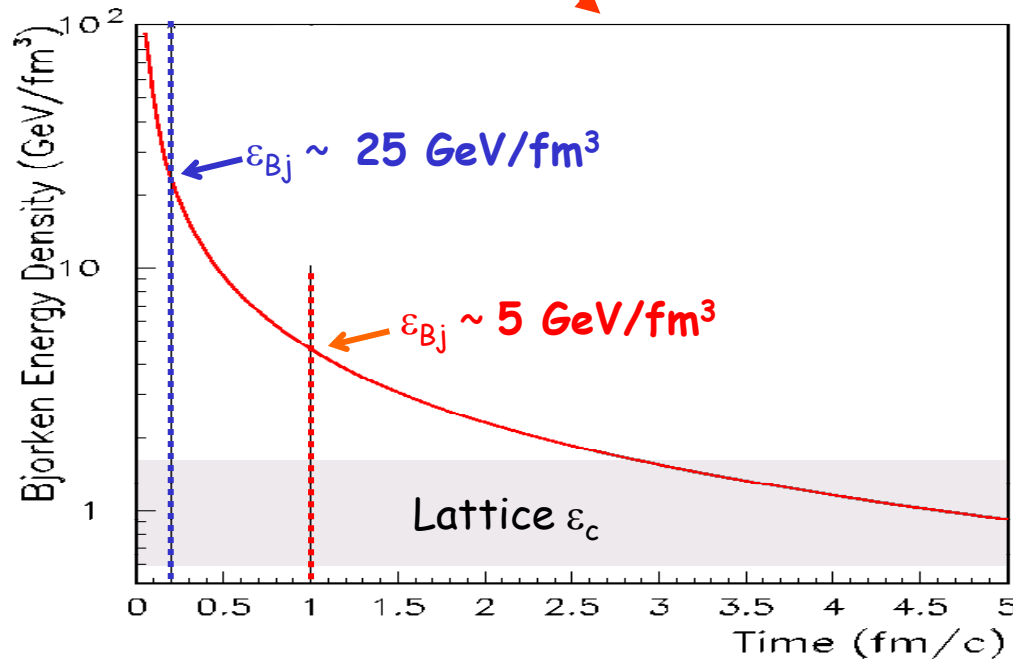
Jeżeli $R \sim 1.18 A^{1/3}$ & $\tau_0 \sim 1 \text{ fm}/c$ to:

$$\varepsilon(130 \text{ GeV}) = 4.6 \text{ GeV}/\text{fm}^3$$

Gęstość energii

$\epsilon_{Bj}(\tau_0)$ at 200 GeV

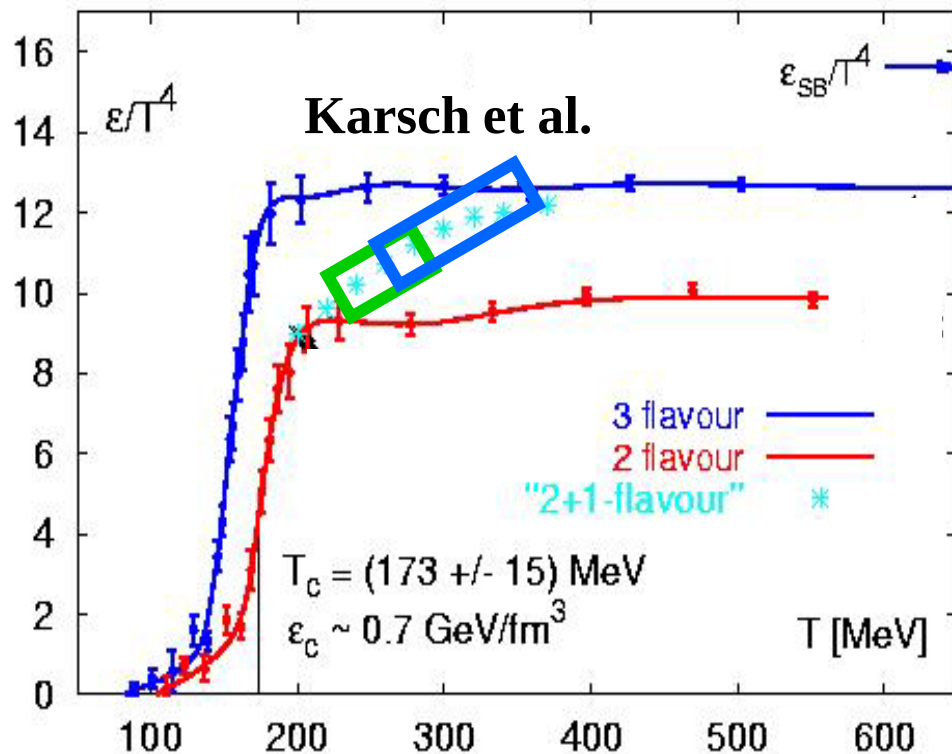
Czas formacji: 0.2 - 1 fm/c



PHOBOS

Jeżeli wierzyć rachunkom na sieciach...

$$\varepsilon(T) \Rightarrow T(\varepsilon)$$

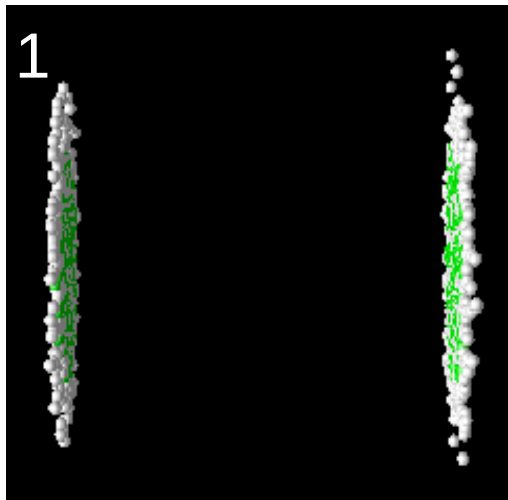


CERN SPS ($\sqrt{s} = 17 \text{ GeV}$)
 $\varepsilon_i \sim 3\text{--}10 \text{ GeV/fm}^3$
 $T_i \sim 220\text{--}290 \text{ MeV}$

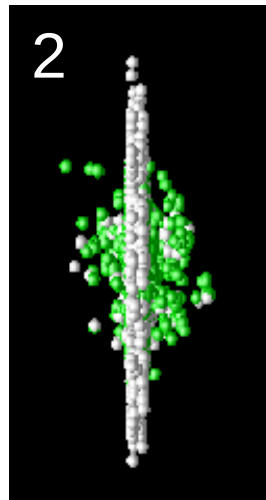
BNL RHIC ($\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$)
 $\varepsilon_i \sim 5\text{--}25 \text{ GeV/fm}^3$
 $T_i \sim 250\text{--}350 \text{ MeV}$

Implikacje:

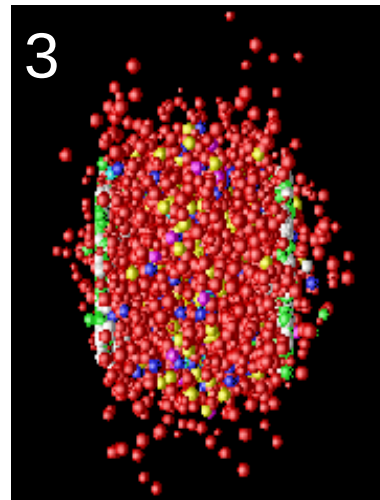
- Duża początkowa gęstość energii (wysoka temperatura)
- Ograniczona produkcja entropii w końcowych etapach ewolucji.



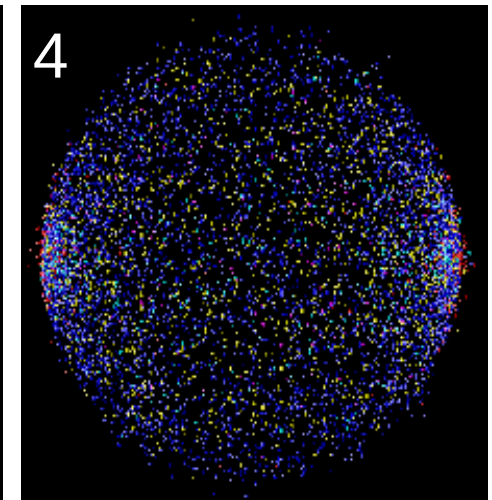
1
Zderzenie jąder



2
Twarde procesy



3
Kaskada partonowa



4
Gaz hadronowy

Geometria/Saturacja

QGP? / Fragmentacja

Swobodna emisja

QCD