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

”Fizyka zderzeń ciężkich jonów”

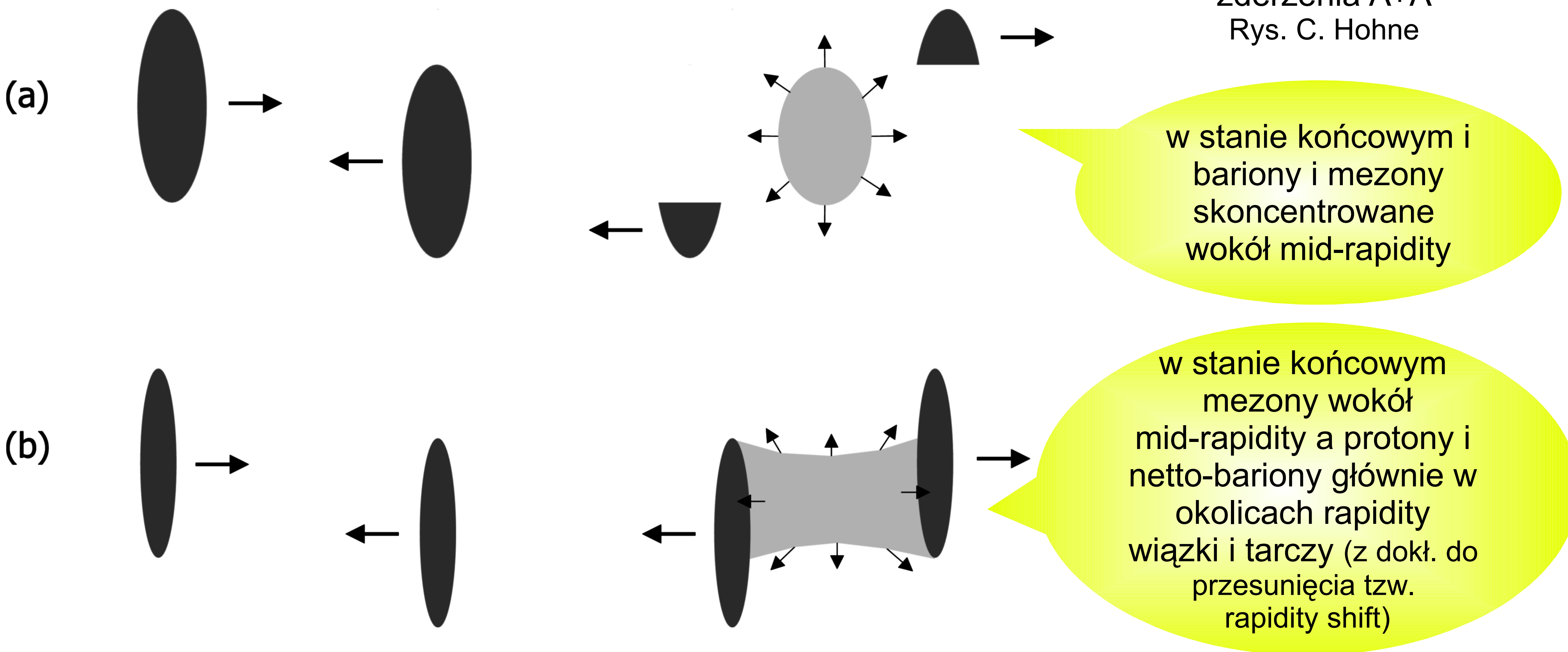
semestr letni 2024/2025

Wykład 9

1. Model hydrodynamiczny Bjorkena i gęstość energii.
2. Model Hagedorna (+ ekspansja) oraz model *blast-wave* do wyznaczania temperatury wymrożenia termicznego.
3. Temperatura wymrożenia chemicznego i barionowy potencjał chemiczny z modelu gazu hadronowego.

Schemat zderzenia A+A przy małej (a) i dużej (b) energii:

Schemat Landau'a (a) i Bjorkena (b) zderzenia A+A
Rys. C. Hohne

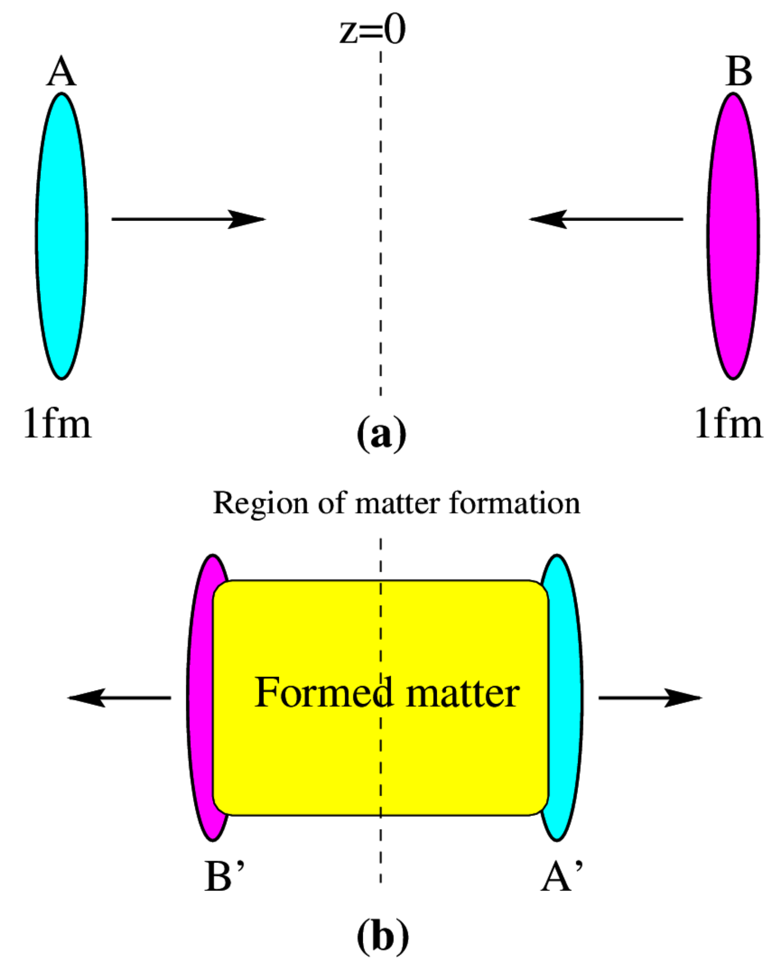


Przy małych energiach zderzenia oddziałujące jądra są całkowicie wyhamowane → **pozostawienie bogatego w bariony obszaru w okolicy środka masy oddziaływania** (obrazek Landau'a – a) – przykład zderzenia Au+Au przy **AGS**

Przy wysokich energiach jądra są wystarczająco szybkie żeby prawie całkowicie uciec z obszaru oddziaływania nawet jeśli straciły dużo energii → **pozostawienie obszaru prawie wolnego od barionów za to z dużą ilością zdeponowanej energii** (obrazek Bjorkena – b) – przykład zderzenia Au+Au powyżej **RHIC**

Mamy duże energie zderzenia → bardziej interesuje nas model Bjorkena
W modelu Bjorkena: dwa jądra zderzane przy bardzo dużej energii (duża transparencja zamiast hamowania) **pozostawiają po sobie wzbudzony obszar**

1. Z danych N+N wiadomo, że każde zderzenie nieelastyczne prowadzi do dużych strat energii zderzających się barionów
2. Po zderzeniu A+B przy wysokiej energii bariony są spowolnione ale ciągle mają wystarczająco pędu żeby uciec do przodu
3. Straty energii barionów są zdeponowane w małym obszarze wokół z=0 i w bardzo krótkim przedziale czasu
4. Zdeponowana w z=0 energia może być skwantowana w postaci kwarków i gluonów lub hadronów. Przy dużych energiach zderzenia prawdopodobieństwo kwarków i gluonów (QGP) większe
4. W początkowym stadium materia może nie być w równowadze termicznej ale osiąga ją po τ_0
5. Po tym czasie **do opisu materii można stosować prawa hydrodynamiki**



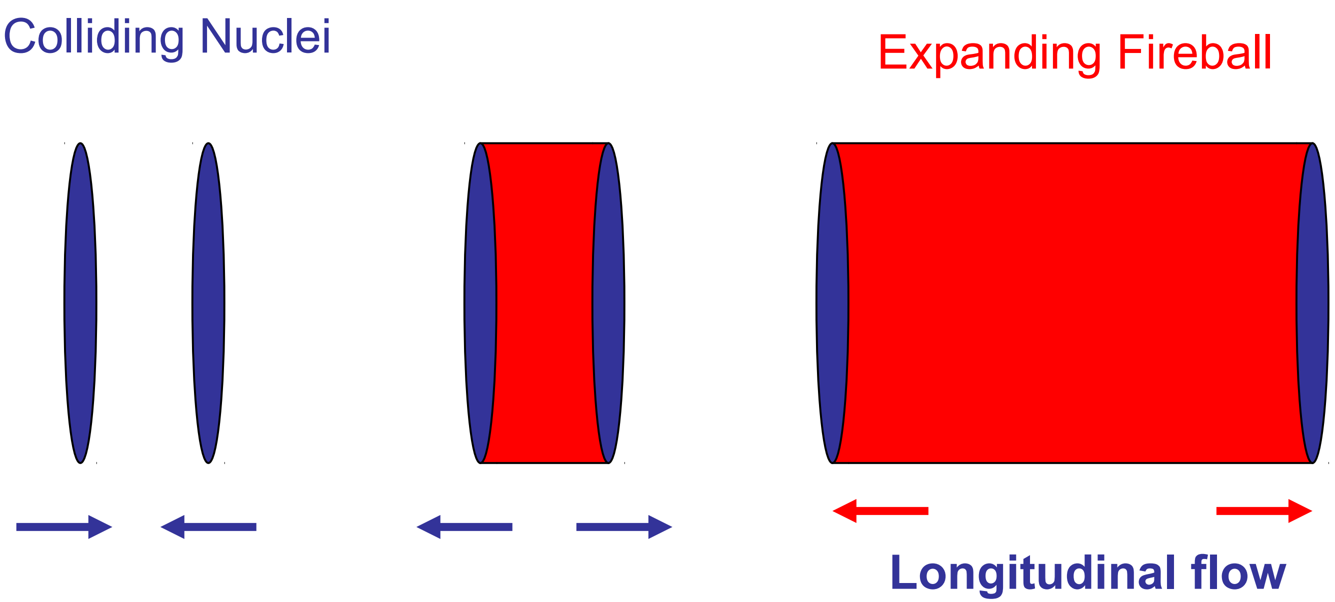
Rys. Zgodny z modelem Bjorkena (1983)
b) – konfiguracja po zderzeniu z energią zdeponowaną wokół z = 0

Rys. I-K Yoo

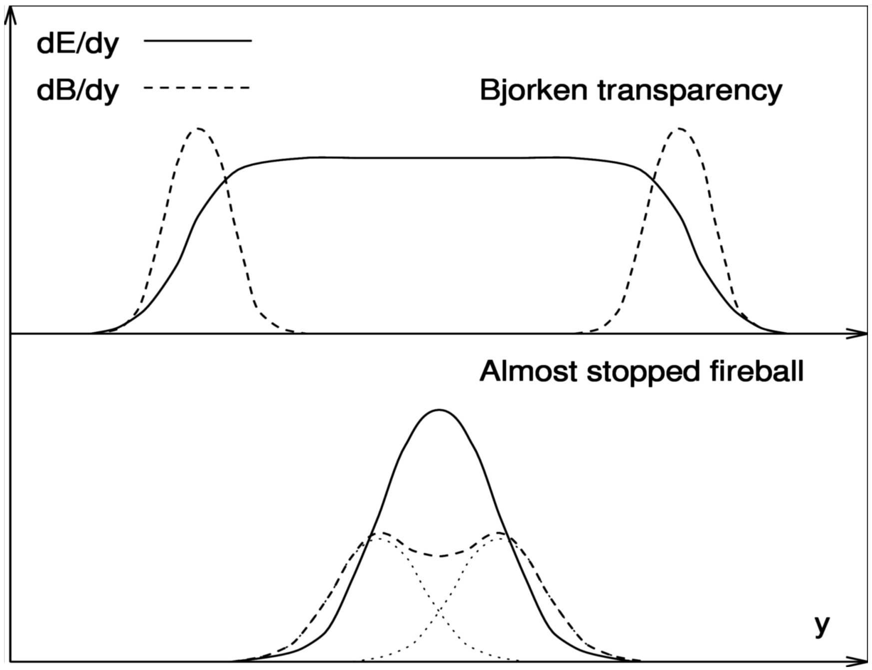
Uwaga: **Obrazek zaproponowany przez Bjorkena w 1983 roku jest podstawą rozwijanych współcześnie modeli hydrodynamicznych**

J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, 140 (1983)

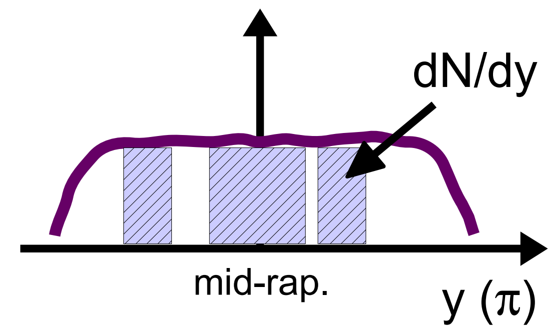
Trzeba tylko pamiętać, że opis hydrodynamiczny stosuje się od momentu termalizacji układu (układ w przynajmniej lokalnej równowadze termicznej)



Obrazek zderzenia o wysokiej energii w modelu Bjorkena (rys. z arXiv:0807.3340), niebieskie – kwarki walencyjne, czerwone – produkowana gorąca materia



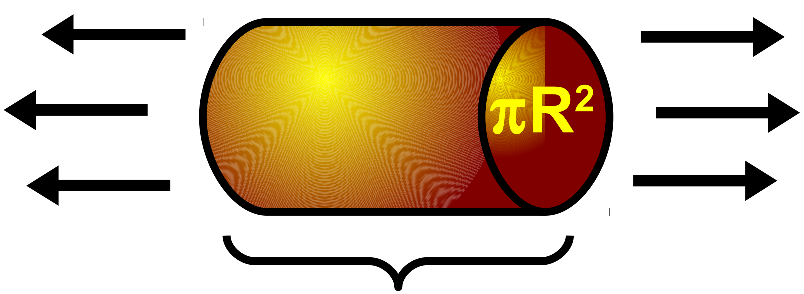
Dla dużych energii obszar plateau w rapidity (mezony) staje się b. duży i dN/dy z grubsza nie zależy od położenia w rapidity. Główne założenie modelu Bjorkena (1983) to dN/dy stałe w obszarze mid-rapidity



Rozkład w rapidity **energii i liczby barionów** (jakościowy rysunek!) dla dwóch mechanizmów reakcji (transparencja i stopping)

Bjorken powiązał również dE/dy z dN/dy (N – krotność produkowanych cząstek np. pionów)

W przypadku transparencji **dN/dy jest stałe w okolicach mid-rapidity** czyli niezmiennicze względem transformacji Lorentza wzdłuż osi wiązki



$$dz = \tau_0 \, dy$$

dz – długość obszaru w chwili τ_0

τ_0 – czas osiągnięcia równowagi

Uwaga: centralne plateau w rozkładzie dN/dy (dla nowo produkowanych cząstek) staje się dobrze widoczne dopiero przy energiach LHC

Gęstość energii wewnątrz wzbudzonego obszaru (po przejściu dwóch jąder)

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{\text{energia}}{\text{objętość}} \approx \frac{1}{A\,\tau_0}\left[\frac{dE_T}{d\,y}\right]_{y^*=0}$$

$[dE_T/d\,y]_{y^*=0}$ - gęstość en. poprzecznej w okolicy mid-rapidity

τ_0 - czas formacji plazmy + termalizacji, zakłada się, że = 1 fm/c

A - obszar przekrywania się dwóch zderzanych jąder

Dla centralnych zderzeń:

$$\varepsilon_{Bj} \approx \frac{1}{\pi R^2 \tau_0}\left[\frac{dE_T}{d\,y}\right]_{y^*=0}$$

gdzie promień jądra $R = 1.12\,A^{1/3}$

Można używać wygodnej relacji:

$$[dE_T/d\,y]_{y^*=0} = \langle m_T\rangle [dN/d\,y]_{y^*=0}$$

i dlatego: $\varepsilon_{Bj} \approx \frac{\langle m_T\rangle}{\pi R^2 \tau_0}\left[\frac{dN}{d\,y}\right]_{y^*=0}$

w modelu Bjorkena ε_{Bj} **to gęstość energii wyznaczona w chwili τ_0** (czyli w momencie utworzenia ztermalizowanej QGP)

Uwaga:

$dN/dy \approx 1.5\ \ dN_{ch}/dy$

(w eksperymentach rejestrujemy zwykle cząstki naładowane!)

przykład dla top RHIC (Au+Au):
dN/dy = 1.5 x około 700 = 1050

Uwagi: 1. Stosuje się różne kombinacje wzorów do liczenia ε_{Bj}

2. Oszacowanie ε_{Bj} nie jest dokładne ze względu na słabą znajomość wartości τ_0

Wyniki:

1. Dla najwyższych energii **SPS** i najbardziej centralnych Pb+Pb $\boldsymbol{\varepsilon_{Bj} \approx 3.2}$ **GeV/fm^3**

Ciekawa uwaga: W skrajnie innym scenariuszu Landau'a (pełen stopping barionów, raczej do niskich energii) wzór na gęstość energii wygląda zupełnie inaczej... $\varepsilon_{Landau} \approx 2\gamma^2\varepsilon_0$

gdzie γ to czynnik Lorentza a ε_0 to gęstość normalnej materii jądrowej. Przyjmując $\varepsilon_0 = 0.13$ GeV/fm^3 otrzymalibyśmy $\varepsilon_{Landau} \approx 21$ GeV/fm^3 !!!

ale z pomiarów rapidity netto barionów/protonów (wykład 6) wiemy że dla top SPS, RHIC i LHC scenariusz Bjorkena jest dużo bardziej prawdopodobny

Dla niskich energii SPS prawdziwa gęstość energii jest gdzieś pomiędzy przewidywaniami Landau'a i Bjorkena, więc liczenie jej z modelu Bjorkena może dawać zaniżone wartości

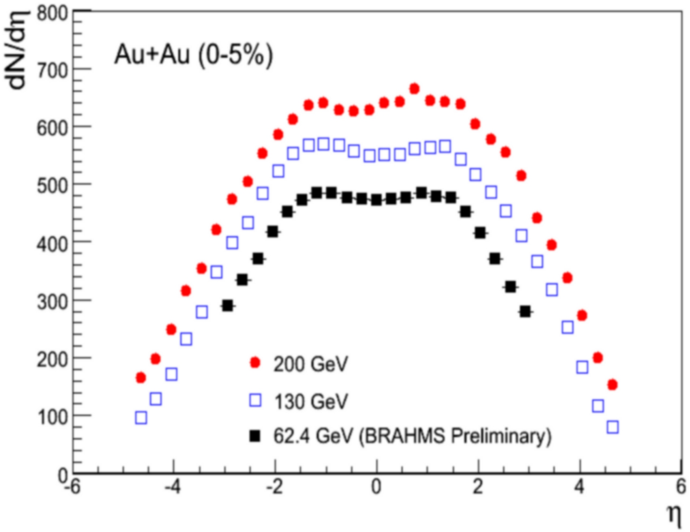
2. Dla **starych danych SPS** (NA35, lekkie systemy S+S, 200A GeV) $\boldsymbol{\varepsilon_{Bj} \approx 1.3}$ **GeV/fm^3**

3. Dla najwyższych energii **RHIC** (centralne Au+Au) $\boldsymbol{\varepsilon_{Bj}}$ **rzędu 5 GeV/fm^3** (przy $\tau_0 = 1$ fm/c)

Ale czas potrzebny na osiągnięcie lokalnej równowagi termicznej (τ_0) szacuje się obecnie dla najwyższych energii RHIC jako 0.6–1.0 fm/c więc gęstość energii po tym czasie jest około **5–9 GeV/fm^3**

Zarówno przy SPS jak i RHIC gęstości energii są powyżej wartości krytycznej wymaganej na przejście do QGP (z obliczeń na sieciach $\varepsilon_c < 1$ GeV/fm^3; z lattice dla $\mu_B=0$ ε_c jest maks. 0.42–0.5 GeV/fm^3 – HotQCD Collab., PRD 90 (2014) 9, 094503; arXiv:1812.08235)

$\Rightarrow$ mamy warunki wystarczające do utworzenia QGP we wczesnym stadium. Ale są one również wystarczające dla lekkich systemów S+S przy nie tak wysokich energiach... tu też plazma ?? $\rightarrow$ $\boldsymbol{\varepsilon_{Bj}}$ nie może być jednoznaczną sygnaturą QGP !



πR^2 (Au+Au) to około 150 fm^2
dE_T/dy (mid-rapidity) dla SPS to około 350 GeV
dE_T/dy (mid-rapidity) dla RHIC to około 600–700 GeV
liniowy wzrost dE_T/dy z energią od AGS do RHIC

Energy density: Bjorken 1983

$$e_{BJ} = 3/2 \times (\langle E_t \rangle / \pi R^2 \tau_0)\, dN_{ch}/d\eta$$

assuming formation time t_0=1fm/c:

>5.0 GeV/fm^3 for AuAu @ 200 GeV

>4.4 GeV/fm^3 for AuAu @ 130 GeV

>3.7 GeV/fm^3 for AuAu @ 62.4 GeV

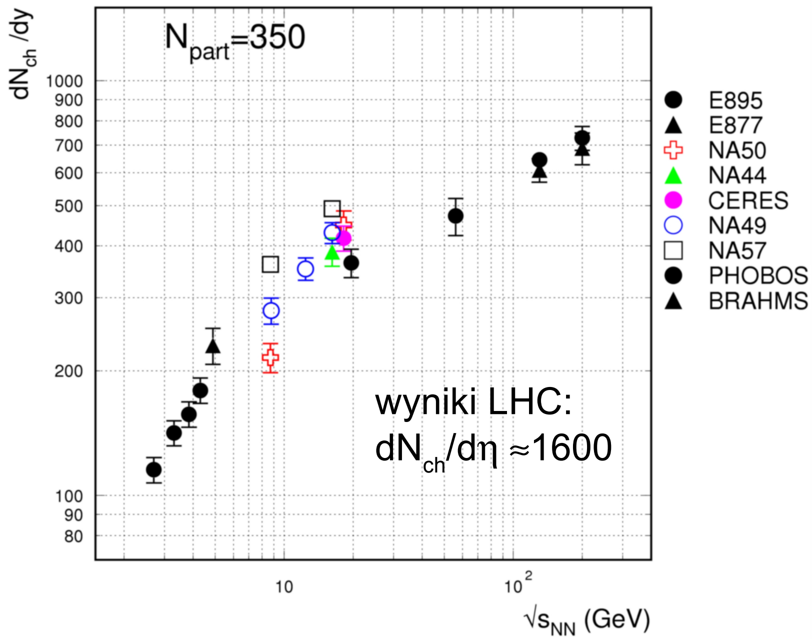
Oszacowania wartości ε_{Bj} zależą od przybliżeń stosowanych we wzorach ale głównie od założonej wartości τ_0 (zwykle zakłada się 1 fm/c ale dla mniejszych wartości τ_0 wartość ε_{Bj} bardzo szybko wzrasta)

Powszechnie uważa się, że przy RHIC τ_0 może być mniejsze niż 1 fm/c (nawet 0.6) – tzw. szybka termalizacja; nieliczne prace (PRL 89, 162301, 2002) podają nawet 0.2 fm/c!

W ogólności oczekuje się spadku τ_0 wraz ze wzrostem energii zderzenia

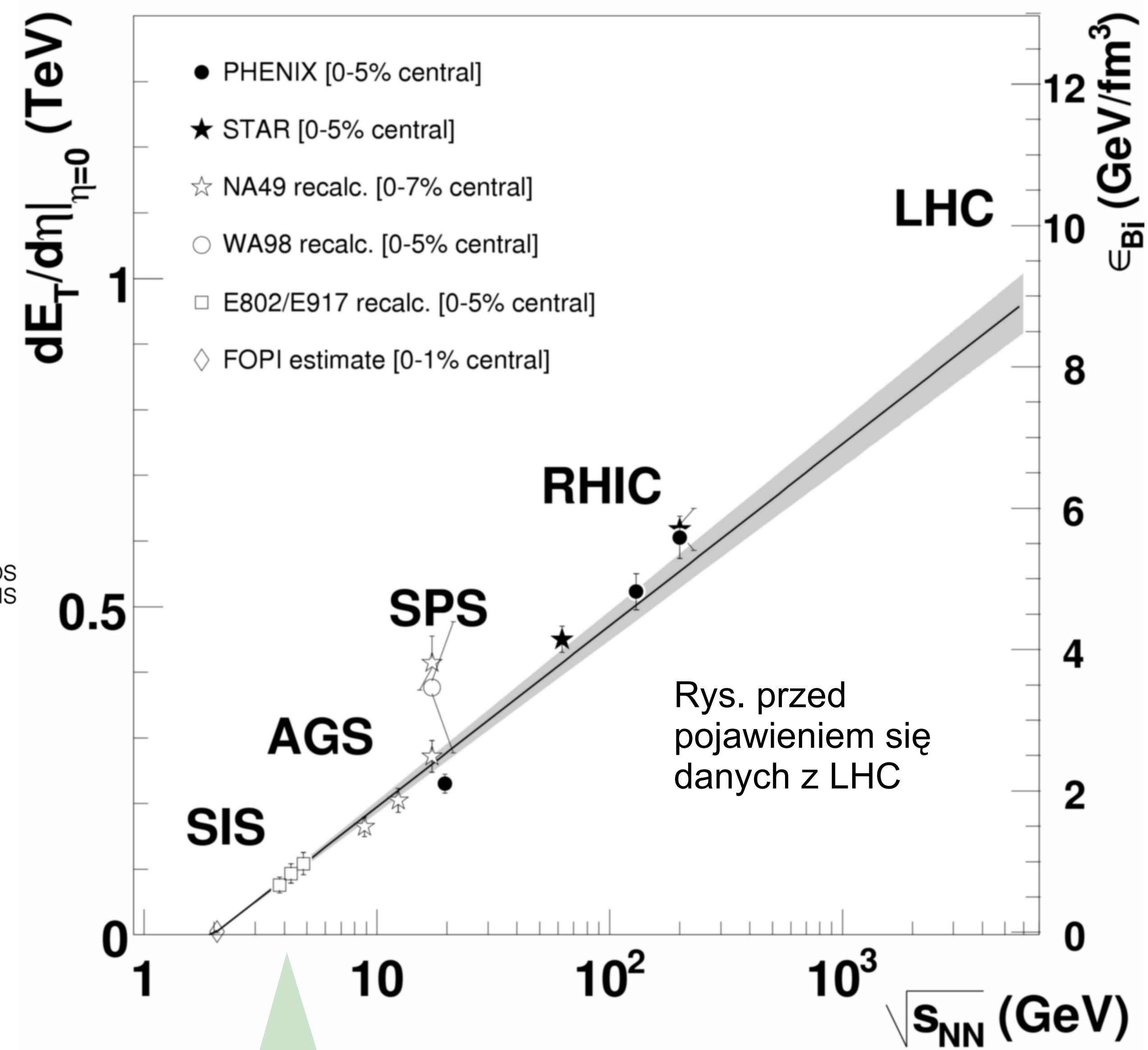
Gęstość energii można liczyć używając np. dN/dy, dN/dη, dE_T/dy lub dE_T/dη

Rys. poniżej z nucl-ex/0511010



Uwaga:
zmierzone wartości **dla LHC (Pb+Pb, 2.76 TeV)** to około 15 GeV/fm^3 (przyjmując τ_0=1 fm/c)

ogólnie: **$\varepsilon_{Bj}\tau$ około 15 GeV/(fm^{2}c)**
($\varepsilon_{Bj}\tau$ 3x więcej niż w RHIC)



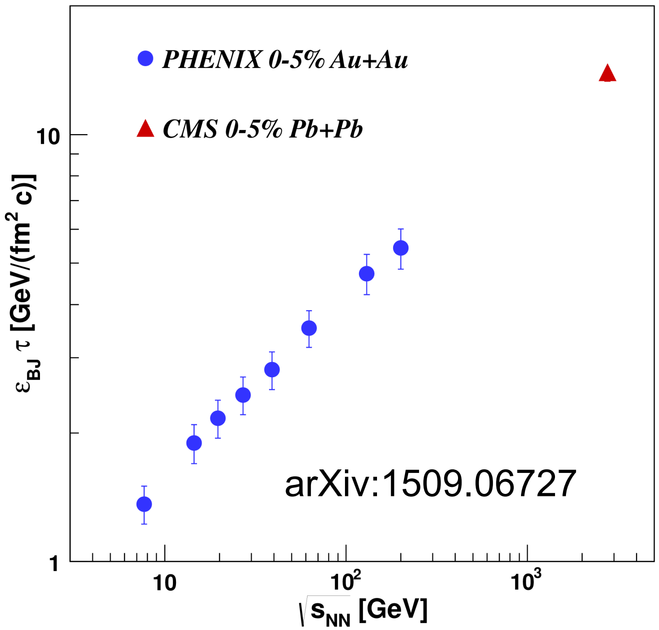
nucl-ex/0611012

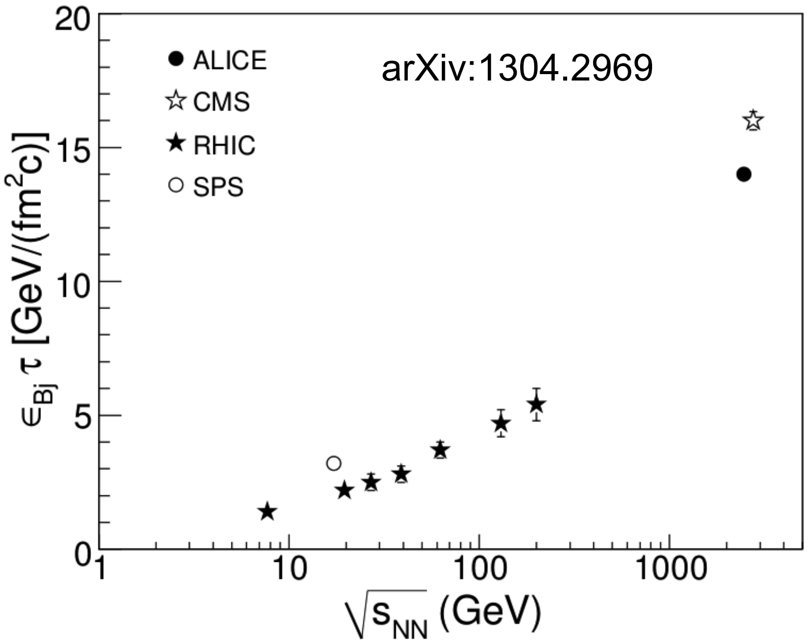
obliczenia
dla τ_0=1 fm/c

podczas gdy dla LHC τ_0 może spadać nawet do 0.1–0.2 fm/c

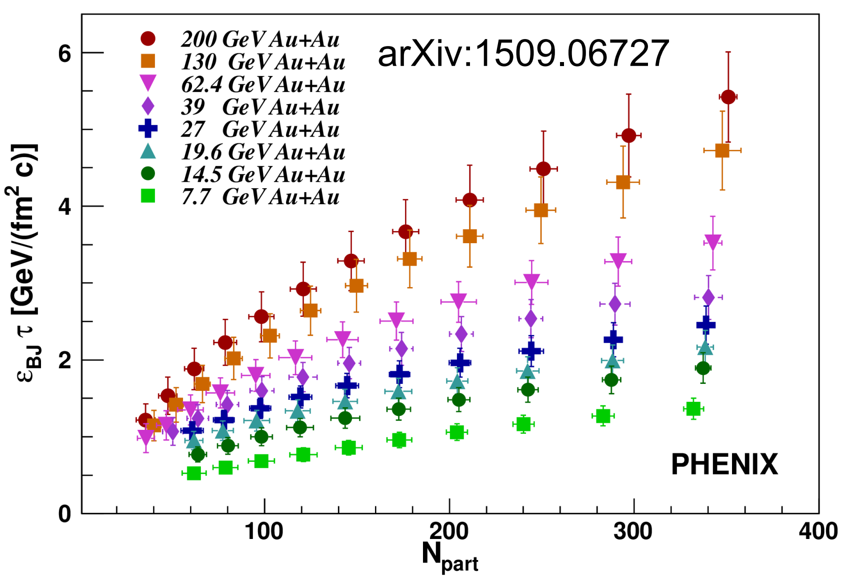
czas formacji plazmy jest ciągle żywo dyskutowany...

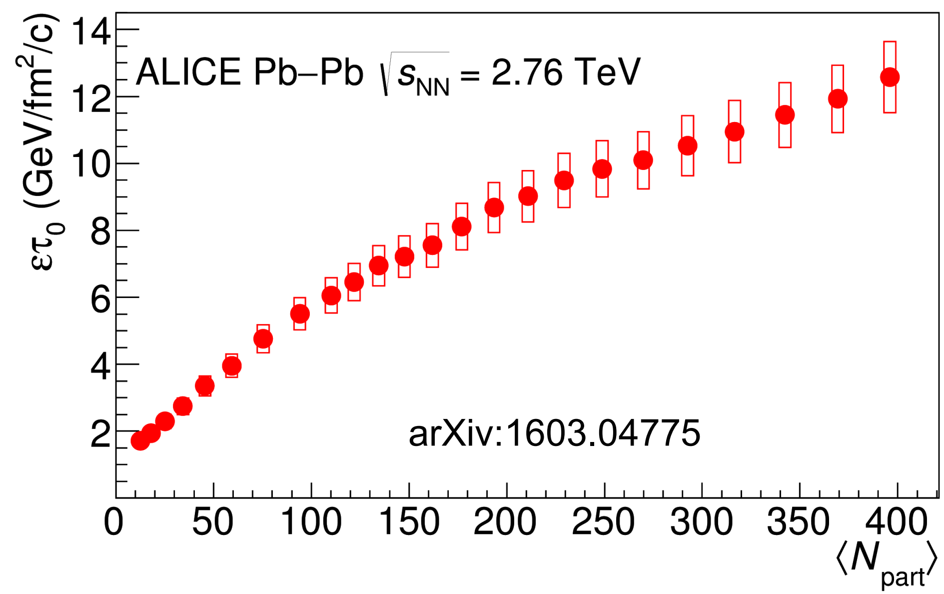
Zależność od energii (zderzenia centralne):





Zależność od centralności (różne energie):





Wyniki ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV → zob. ALICE, Phys. Lett. B 845 (2023) 137730 [arXiv:2204.10210]

Podsumowując:

SPS (centralne Pb+Pb, $\sqrt{s_{NN}}$=17.3 GeV)

$\varepsilon_{Bj}\tau \approx$ 3.2 GeV/(fm²c)

dla **$\tau_0 \approx$ 1 fm/c** $\Rightarrow$ $\varepsilon_{Bj} \approx$ 3.2 GeV/fm^3

RHIC (centralne Au+Au, $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV)

$\varepsilon_{Bj}\tau \approx$ 5 GeV/(fm²c)

1. dla $\tau_0 \approx$ 1 fm/c $\Rightarrow$ $\varepsilon_{Bj} \approx$ 5 GeV/fm^3
2. jeśli weźmiemy bardziej realistyczny:

$\tau_0 \approx$ 0.6 fm/c $\Rightarrow$ $\varepsilon_{Bj} \approx$ 9 GeV/fm^3

LHC (centralne Pb+Pb, $\sqrt{s_{NN}}$=2 760 GeV)

$\varepsilon_{Bj}\tau \approx$ 15 GeV/(fm²c)

1. dla $\tau_0 \approx$ 1 fm/c $\Rightarrow$ $\varepsilon_{Bj} \approx$ 15 GeV/fm^3
2. jeśli weźmiemy **$\tau_0 \approx$ 0.6 fm/c** (model hydro dobrze opisujący spektra i produkcję cząstek arXiv:1203.6513) $\Rightarrow$ $\varepsilon_{Bj} \approx$ 25 GeV/fm^3
2. jeśli weźmiemy np. **$\tau_0 \approx$ 0.3 fm/c** $\Rightarrow$ $\varepsilon_{Bj} \approx$ 50 GeV/fm^3

J. Harris, B. Müller, arXiv:2308.05743

The choice of the proper time of initial thermalization $\tau_{\rm ini}$ is somewhat more ambiguous. A common choice for the QGP formation time is $\tau_{\rm ini} \approx 0.6$ fm/c [17]. This choice is appropriate at energies where the colliding Au or Pb nuclei are Lorentz contracted to less than 0.6 fm in the longitudinal direction, which is the case for collision energies $\sqrt{s_{\rm NN}} \geq 45$ GeV. At lower energies, the colliding nuclei are less strongly contracted. We therefore choose the formation time to be at least the transit time of the two nuclei,

$$\tau_{\rm ini} = \max[0.6\ {\rm fm/c}, 2R/\gamma], \qquad (5)$$

where γ is the Lorentz factor for a given collision energy in the center-of-mass frame.

top SPS:

2R/γ = ~10 fm / ~10

→

Formation time ~ 1 fm/c

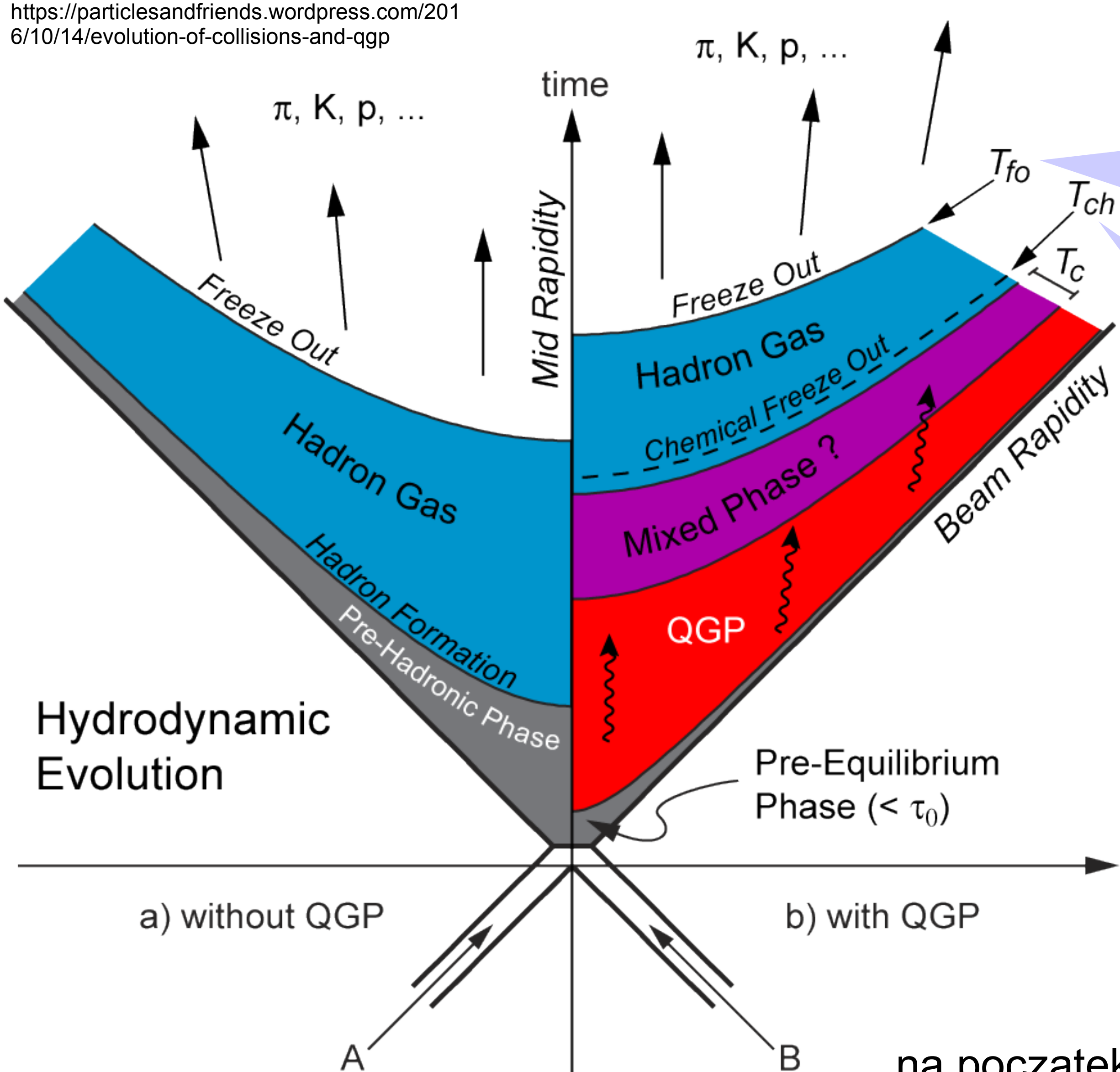
Jak mierzyć temperaturę utworzonego układu?

Ściślej – chodzi nam o dwie temperatury:

1. temp. wymrożenia chemicznego
2. temp. wymrożenia termicznego

Uwaga: rozpady cząstek (silne, słabe, EM) nadal możliwe nawet po obu wymrożeniach

https://particlesandfriends.wordpress.com/2016/10/14/evolution-of-collisions-and-qgp



wymrożenie termiczne / kinetyczne (późniejsze) – ustalenie pędów produkowanych cząstek czyli koniec oddziaływań elastycznych

wymrożenie chemiczne (wcześniejsze) – ustalenie składu (*chemical compositon*) produkowanych cząstek (problemy: rezonanse) czyli koniec oddziaływań nieelastycznych

na początek wymrożenie termiczne

Jak mierzyć temperaturę źródła ???

Dla powierzchni Słońca – z widma promieniowania fotonów i z prawa Plancka. A może moglibyśmy użyć również innych cząstek?

dla dużych T (T ⩾ 50 MeV) *) kwantowe efekty można zaniedbać i aproksymujemy

rozkład Fermiego-Diraca

rozkład Bosego-Einsteina

klasycznym rozkładem Maxwella-Boltzmanna

dla fotonów: po przekształceniach
→ gęstość energii promieniowania
→ historyczny **rozkład Plancka (CDC)**

(dla wszystkich hadronów w fireballu – zarówno dla barionów jak i mezonów)

T – parametr rozkładu MB

*) J. Gosset et al., Phys. Rev C16, 629 (1977)
R. Hagedorn and J. Rafelski, Phys. Lett B97, 136 (1980)

Termodynamiczny (termiczny) model R. Hagedorna czyli

Jak mierzyć temperaturę źródła emitującego cząstki –
temperatura wymrożenia termicznego

R. Hagedorn – zaproponował **model statystyczny (termiczny)** do opisu rozkładu pędów cząstek produkowanych w zderzeniach hadron+hadron. Zaobserwowano **uniwersalne zachowanie m_T w zderzeniach p+p** tzn. rozkład masy poprzecznej cząstek w stanie końcowym wykazywał wspólne nachylenie – uwaga: chodzi o niskie p_T a nie część rozkładu pochodzącą z jetów

Dane p+p: rozkład masy poprzecznej dla wszystkich produkowanych cząstek (masa m_0) może być opisywany rozkładem $\mathbf{dN/dm_T = C\, m_T \exp(-m_T/\alpha)}$ z jedną wspólną wartością "*inverse slope*" α (np. około 160 MeV)

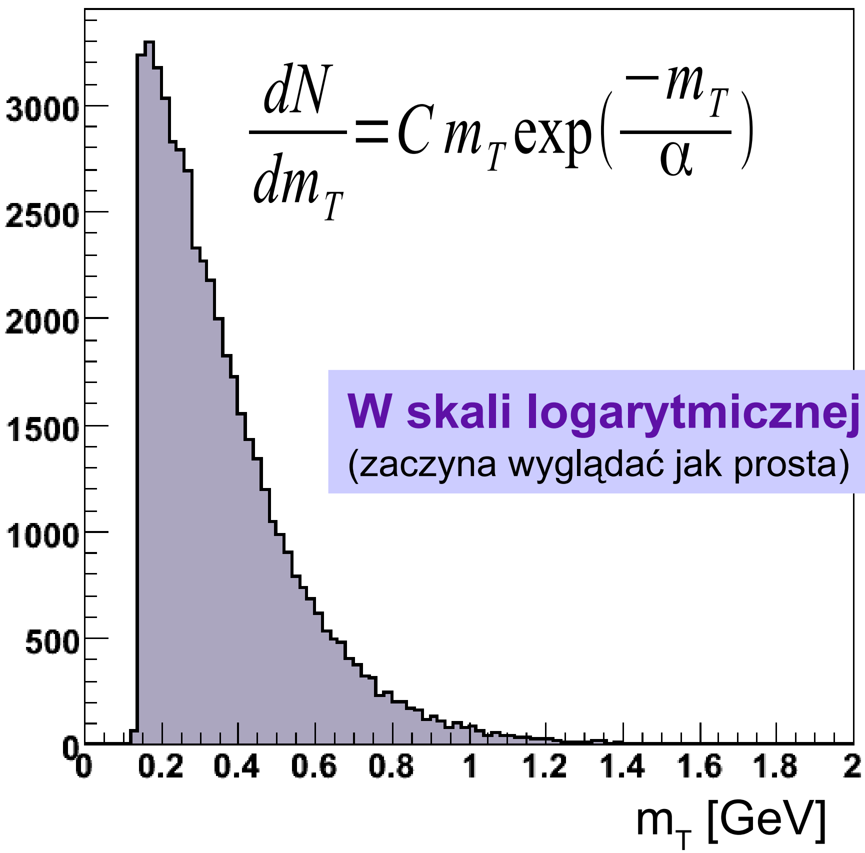
Hagedorn zinterpretował tę zależność zakładając termodynamiczny fireball powstały po zderzeniu pocisku i tarczy **(blisko równowagi) czyli źródło termiczne wszystkich emitowanych hadronów**

Fireball – traktowany tu **jako kropla cieczy w punkcie wrzenia z której „wyparowują" cząstki**, czyli: wzrost energii wewnątrz kropli nie prowadzi do wzrostu temperatury (ani średniego pędu poprzecznego produkowanych cząstek) ale do zwiększania liczby „odparowanych" cząstek (wzrost krotności produkowanych cząstek)

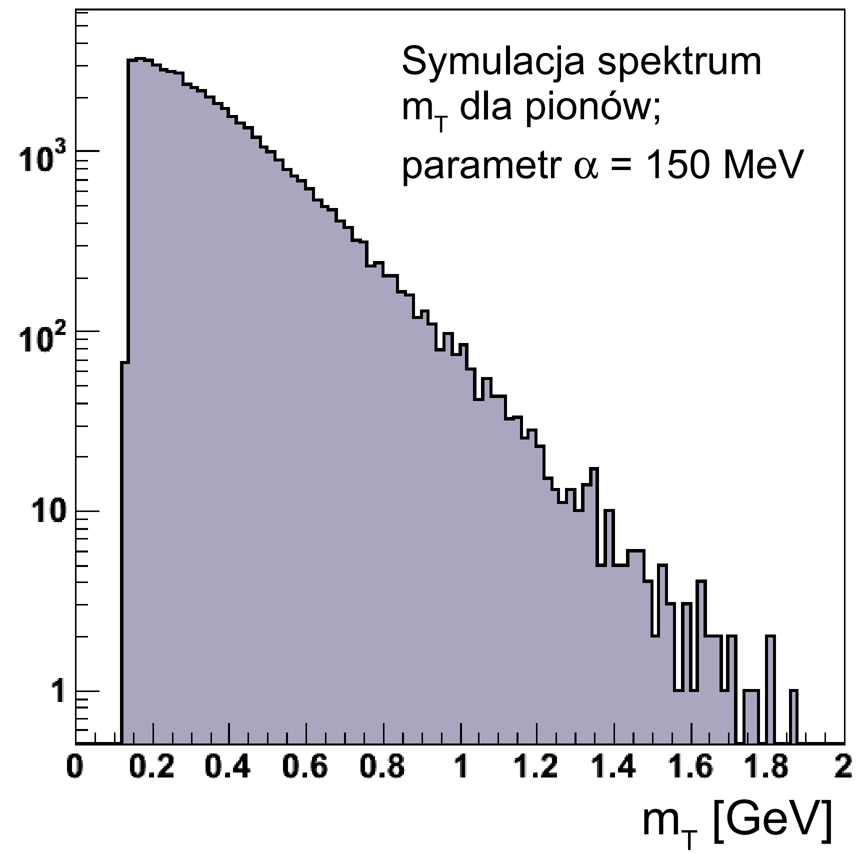
Jak w modelu Hagedorna wyznaczyć temperaturę źródła:

Żeby zgodnie z tym pomysłem wyznaczyć temperaturę wymrożenia termicznego należy patrzeć na rozkład masy poprzecznej produkowanych cząstek. Masa poprzeczna opisywana jest najczęściej rozkładem eksponencjalnym.

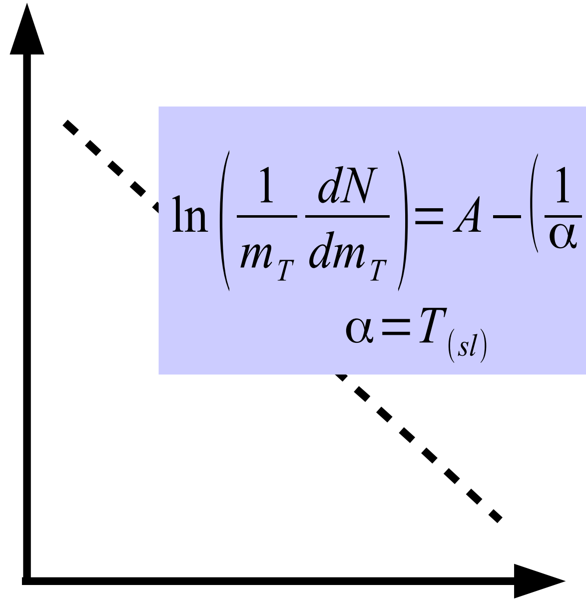
$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$$



W skali logarytmicznej →
(zaczyna wyglądać jak prosta)



Po przekształceniu dostajemy **równanie prostej**: $\ln\left(\frac{1}{m_T}\frac{dN}{dm_T}\right) = A - \left(\frac{1}{\alpha}\right) m_T$



$$\ln\left(\frac{1}{m_T}\frac{dN}{dm_T}\right)=A-\left(\frac{1}{\alpha}\right)m_T$$

$$\alpha=T_{(sl)}$$

Uwaga: Formułę Hagedorna stosujemy tylko dla cząstek o małych pędach poprzecznych np. p_T < 2 GeV/c („miękki” sektor)

$$\frac{dn}{dE_k}=c\sqrt{E_k}(kT)^{-3/2}\exp(-E_K/T)$$

$$\overline{E_K}=\frac{3}{2}kT$$

Dla porównania: rozkład MB cząstek termicznych (nierelatywistyczny)

$$\frac{dN}{dm_T}=C\,m_T\exp\left(\frac{-m_T}{\alpha}\right)$$

zakładając równowagę termiczną oraz porównując z rozkładem Maxwella- Boltzmanna

α – *inverse slope parameter* (odwrotność współczynnika nachylenia) może być interpretowany jako temperatura emitującego źródła

$$\alpha=T_{(sl)}$$

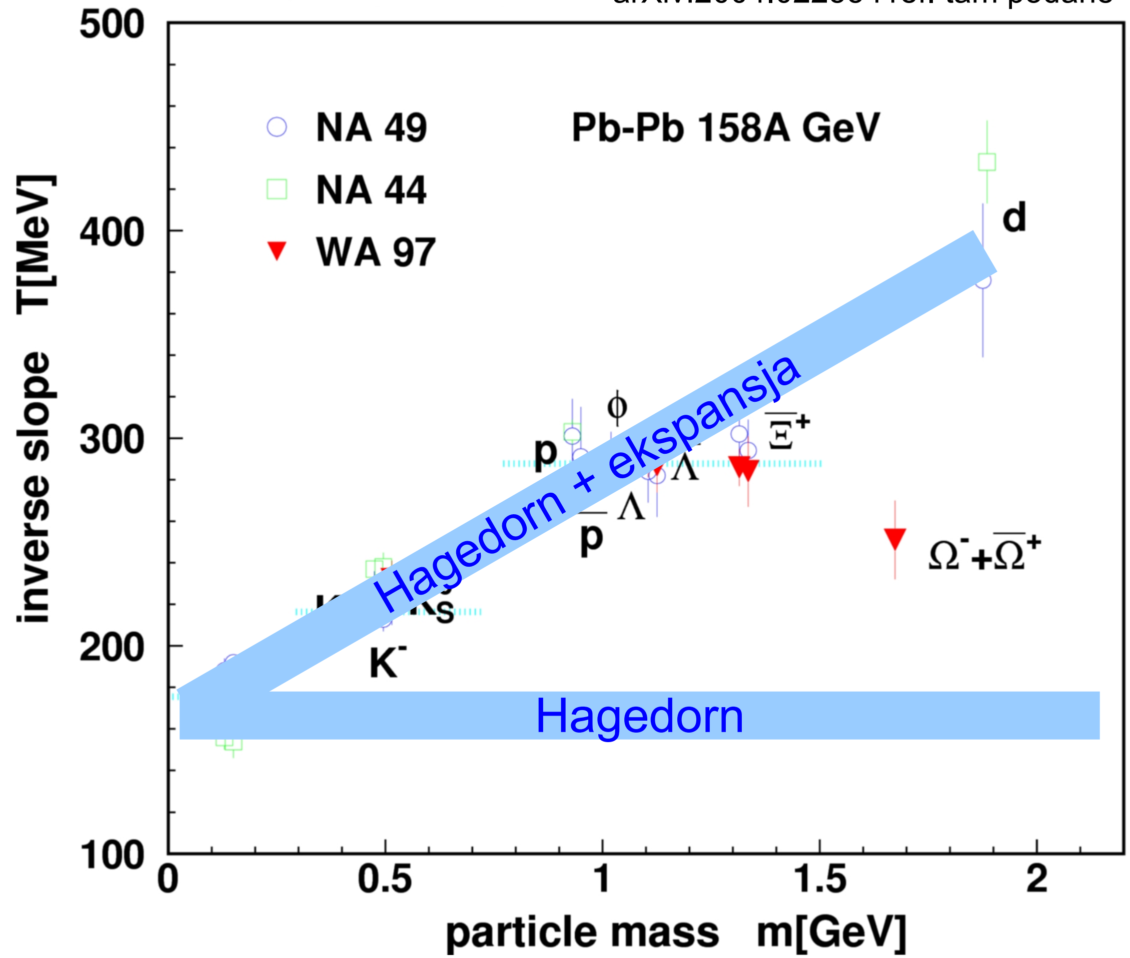
Co dostaliśmy w danych **(eksperymenty o niższych energiach):**

Dla danych p+p wszystkie hadrony wykazywały podobne wartości $T_{(sl)}$ (niezależnie od masy cząstki) – zgodnie z pierwotnymi obserwacjami Hagedorna

Zastosowanie tego do danych **A+A** nie było takie proste bo **otrzymywano różne wartości $T_{(sl)}$ dla różnych mas cząstek** ($T_{(sl)}$ rosła z masą cząstki) arXiv:2004.02255 i ref. tam podane

Parametry nachylenia $\alpha = T_{(sl)}$ dla A+A (top SPS) zostały zmierzone przez różne eksperymenty w CERN (rys. po prawej) i wahały się w granicach około 150 – 400 MeV oraz **zależały liniowo od masy cząstek branych do analizy (!)**

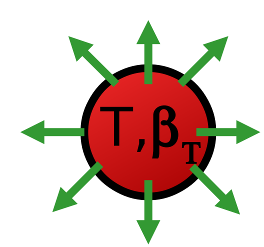
pierwsze takie wyniki pokazał eksp. NA44



Spodziewaliśmy się raczej źródła o podobnej „temperaturze" dla różnych typów cząstek

Rozwiązanie problemu:

Zaproponowano **wspólny przepływ poprzeczny** (*transverse flow, radial flow*) wszystkich cząstek ze źródła (kolektywnie ekspandujące źródło)



Czyli model Hagedorna + ekspansja źródła

Uwzględniając poprzeczną ekspansję źródła:

Wartość mierzona $\alpha = T_{(sl)}$ to prawdziwa temperatura freezeoutu $T_{(fo)}$ + dodatkowa część związana z poprzeczną ekspansją źródła

v_T, β_T – poprzeczna prędkość ekspansji źródła (przy powierzchni fireballa; a $\langle v_T \rangle$ oznacza średnią)

m_i – masa cząstki (czasami ozn. m_0)

limit nierelatywistyczny, $p_T \ll m_i$ $$T_{i(sl)} \approx T_{(fo)} + \frac{1}{2} m_i \langle v_T \rangle^2$$

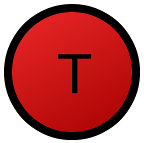
to czy we wzorze występuje ½ czy nie zależy od typu modelu (BW)

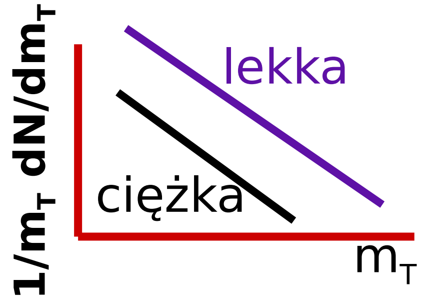
limit relatywistyczny, $p_T \gg m_i$ $$T_{(sl)} \approx T_{(fo)} \sqrt{\frac{1+v_T}{1-v_T}}$$ (dla wszystkich m_i)

ww. wzory (U. Heinz np. hep-ph/0407360) wynikają (po przekształceniach) z Blast-Wave Model – patrz dalsze slajdy

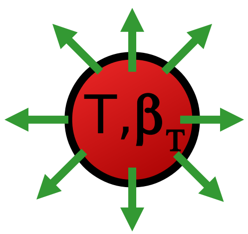
Biorąc pod uwagę tę poprawkę otrzymano (patrz również Blast-Wave Modele) **prawdziwe wartości temp. wymrożenia termicznego $T_{(fo)}$ = 100–130 MeV** dla energii **od 'low' do 'top' SPS** (β_T około **0.5**). Uwaga: wartości te zależą od energii a nie od masy cząstek branych do analizy. **Dla zakresu energii RHIC 90–140 MeV**.
Ww. wartości dotyczą zderzeń centralnych (w ogólności temperatury mogą zależeć od centralności)

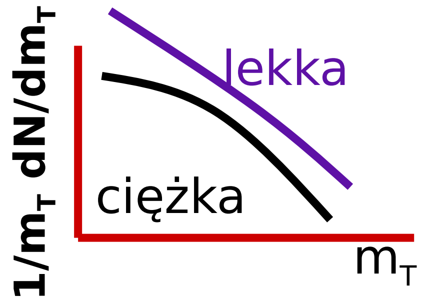
Wspólna wartość $T_{(fo)}$ dla różnych typów cząstek i antycząstek jest argumentem za termalizacją osiąganą w zderzeniach statyczne źródło



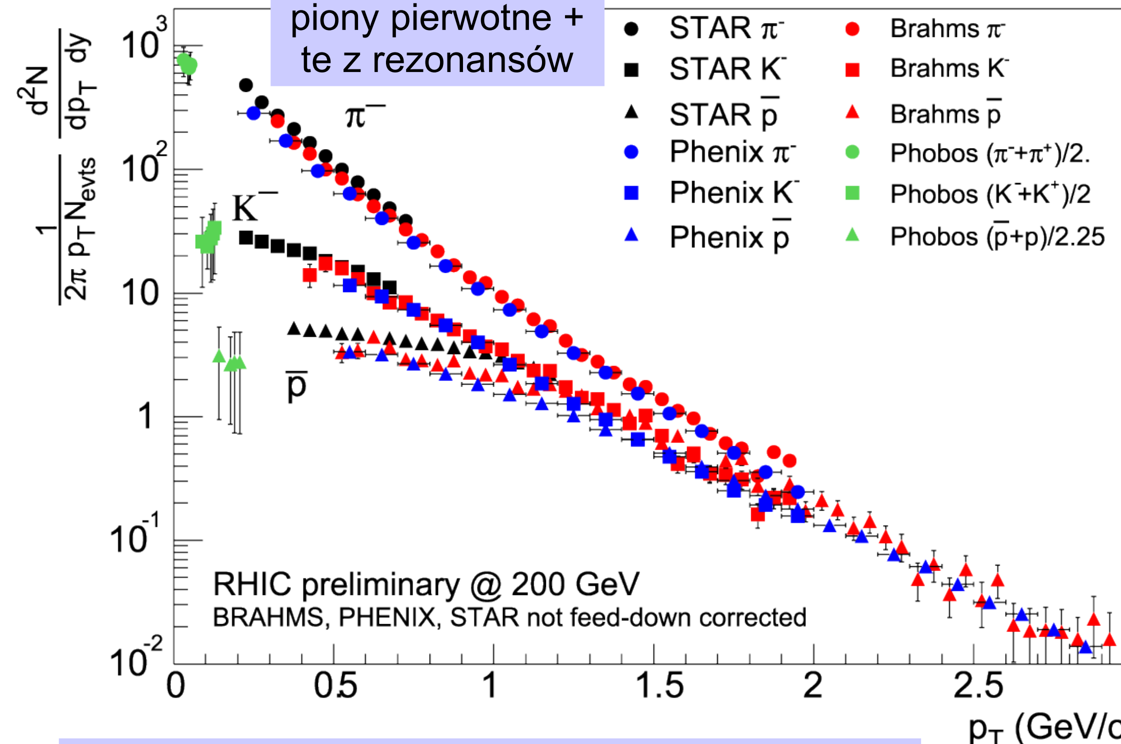


rozszerzające się źródło

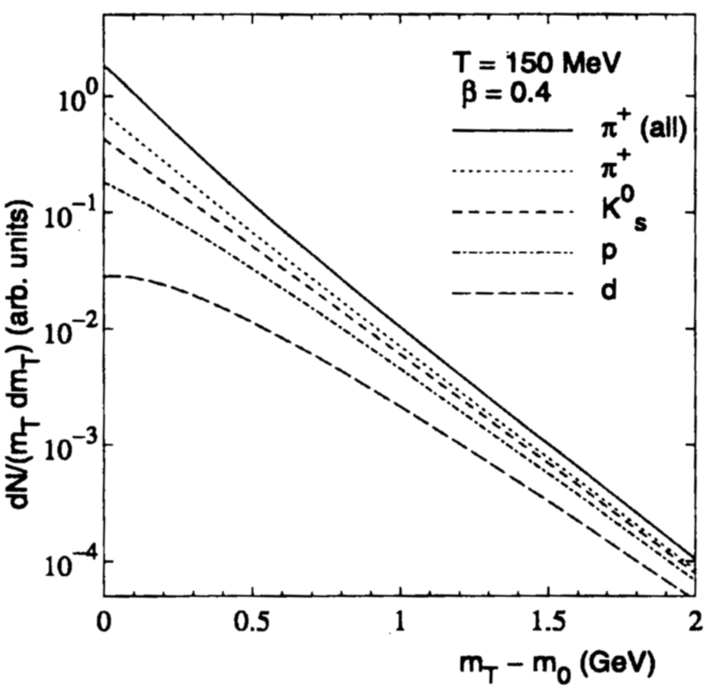


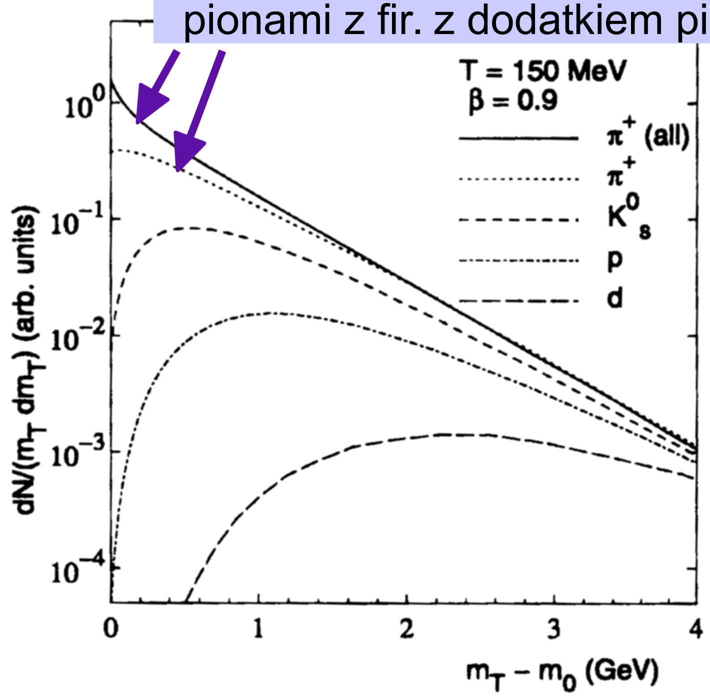


piony pierwotne + te z rezonansów



uwaga: różnica między pionami z fireballa i pionami z fir. z dodatkiem pionów z rezon.





← obliczenia teoretyczne dla różnych prędkości poprzecznej ekspansji źródła ($\beta \equiv \beta_T$)

π^+ (all) – piony z fireballa + piony z rozpadów rezonansów

Rys. U. Heinz (np. w hep-ph/0407360)

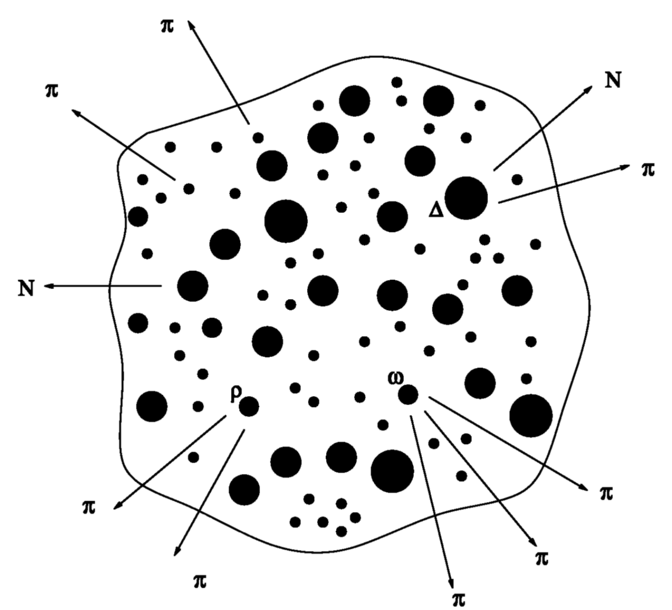
1. Nie tylko kolektywny przepływ poprzeczny modyfikuje termiczny rozkład m_T

2. Również rozpady rezonansów (już po osiągnięciu wymrożenia termicznego) wpływają na kształt rozkładu

W momencie wymrożenia termicznego wszystkie hadrony (piony, kaony ale i istniejące wtedy niestabilne rezonanse) mają eksponencjalny rozkład m_T – zmodyfikowany (*blueshifted*) przez kolektywny przepływ poprzeczny ⇒ **ten rozkład odzwierciedla temperaturę fireballa**

Ale:

Niestabilne rezonanse rozpadają się nawet po wymrożeniu termicznym. Cząstki z tych rozpadów mają przeciętnie mniejsze pędy poprzeczne. Cząstki pochodzące z rozpadów rezonansów „dosypują się" do spektr cząstek z produkcji bezpośredniej



Rys. W. Florkowski

końcowe krotności hadronów =
cząstki pierwotne (obecne w gorącym fireballu) +
cząstki wtórne z rozpadów rezonansów

Większość rezonansów rozpada się na piony – efekt najsilniejszy dla spektrum m_T pionów

Szacuje się, że w przypadku pionów więcej niż 50% to piony z rezonansów a nie produkcji bezpośredniej $\Rightarrow$ wyznaczanie $T_{(fo)}$ na podstawie rozkładu m_T pionów byłoby mało wiarygodne.... nie mierzylibyśmy temperatury fireballa

ale:

Wiemy, że **piony z rozpadów rezonansów mają średnio mniejsze p_T niż te z produkcji bezpośredniej w fireballu**. Wtedy taki obszar małych p_T można wyrzucić z fitów i otrzymać bardziej wiarygodne wartości $T_{(fo)}$

Spektrum pionów przy niskich p_T jest zdominowane przez produkty rozpadów rezonansów – rezonanse znacząco wpływają na spektrum do około 700 MeV więc w przypadku pionów obszar p_T < 0.5–0.7 GeV/c jest zwykle wyrzucany z fitów (np. w STAR wyrzuca się piony z p_T < 0.5 GeV/c).
Zdarza się również, że piony w ogóle nie są brane pod uwagę przy dopasowywaniu.

Rys. Francesco Prino

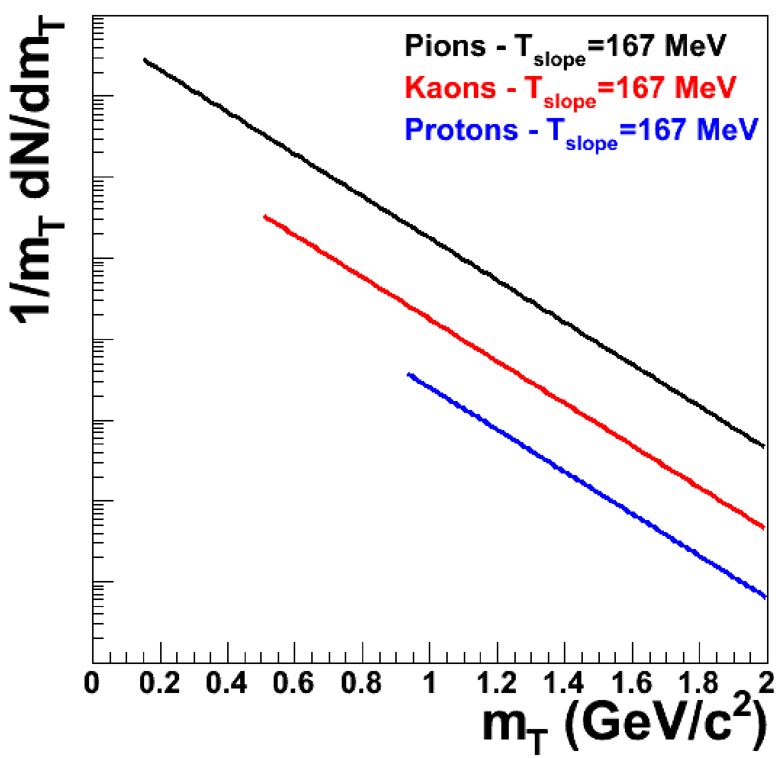
Dwie uwagi techniczne:

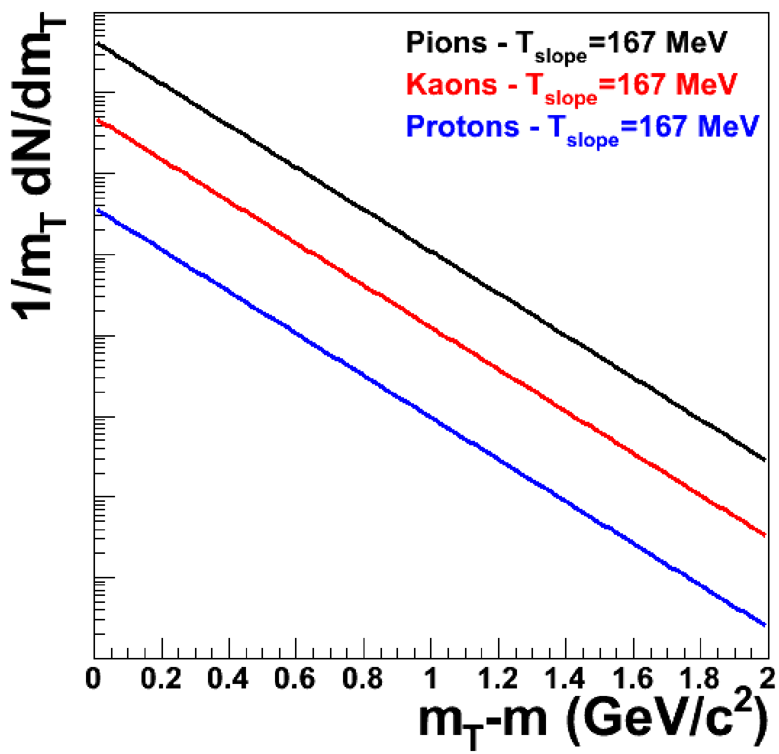
1. $$\frac{dm_T}{dp_T}=\frac{d}{dp_T}\sqrt{m^2+p_T^2}=\frac{p_T}{\sqrt{m^2+p_T^2}}=\frac{p_T}{m_T} \Rightarrow m_T dm_T = p_T dp_T$$

$$\frac{dN}{m_T dm_T}=\frac{dN}{p_T dp_T}$$

2. Dlaczego używamy m_T - m_o zamiast m_T:

E_T^{KIN} = m_T - $m_{(0)}$ (energia kinetyczna poprzeczna); czasami oznaczana jako KE_T





Obecnie zamiast prostej param. Hagedorna + przybliżone wzory z β_T używa się bardziej zaawansowanego podejścia np. **Blast-Wave Model** – widma m_T opisane przez emisję termiczną (T) połączoną z kolektywną ekspansją źródła

1979 Siemens i Rasmussen (Ne+NaF, en. wiązki 800 MeV/nukleon) *"central collisions of heavy nuclei (...) produce fireballs of hot, dense nuclear matter; such fireballs explode, producing **blast waves** of nucleons and pions"*

Obecnie:

Model inspirowany hydrodynamiką; cząstki są lokalnie ztermalizowane w momencie kinetycznego wymrożenia i mają wspólne pole prędkości przepływu radialnego

Tak samo jak model Hagedorna opisuje rozkłady cząstek w miękkim sektorze (małe pędy/masy poprzeczne)

Blast-Wave Model = eksplodujące termiczne źródło

Emisja cząstek z powierzchni walca; najczęściej zakłada się nieskończoną długość walca. **Cylinder o nieskończonej długości** $\Rightarrow$ niezmienniczy względem transformacji Lorentza wzdłuż cylindra (***longitudinally boost-invariant***) – podobny obrazek jak w modelu Bjorkena!

Modele typu blast-wave biorą pod uwagę efekty przepływu poprzecznego (*radial flow*) oraz przepływu eliptycznego (*elliptic flow*) dla niecentralnych zderzeń ($\rightarrow$ wykład 11) **dlatego w ogólności „cylinder" nie musi mieć przekroju poprzecznego kołowego ale dla niecentralnych ma przekrój elipsy (szczegóły na wykładzie 11)**

W takich modelach $\mathbf{T_{(fo)}}$ oraz $\boldsymbol{\beta_T}$ (*radial flow velocity*) są wolnymi parametrami dofitowanymi do rozkładów masy poprzecznej

Istnieją różne wersje i sposoby parametryzacji typu blast-wave np. Schnedermann, Sollfrank i Heinz (przykład z tej strony) **lub Lisa i Retiere**

Przykład rozkładów m_T
dla Pb+Pb przy 158A GeV (top SPS)
Dopasowanie w ramach **Blast-Wave Model**

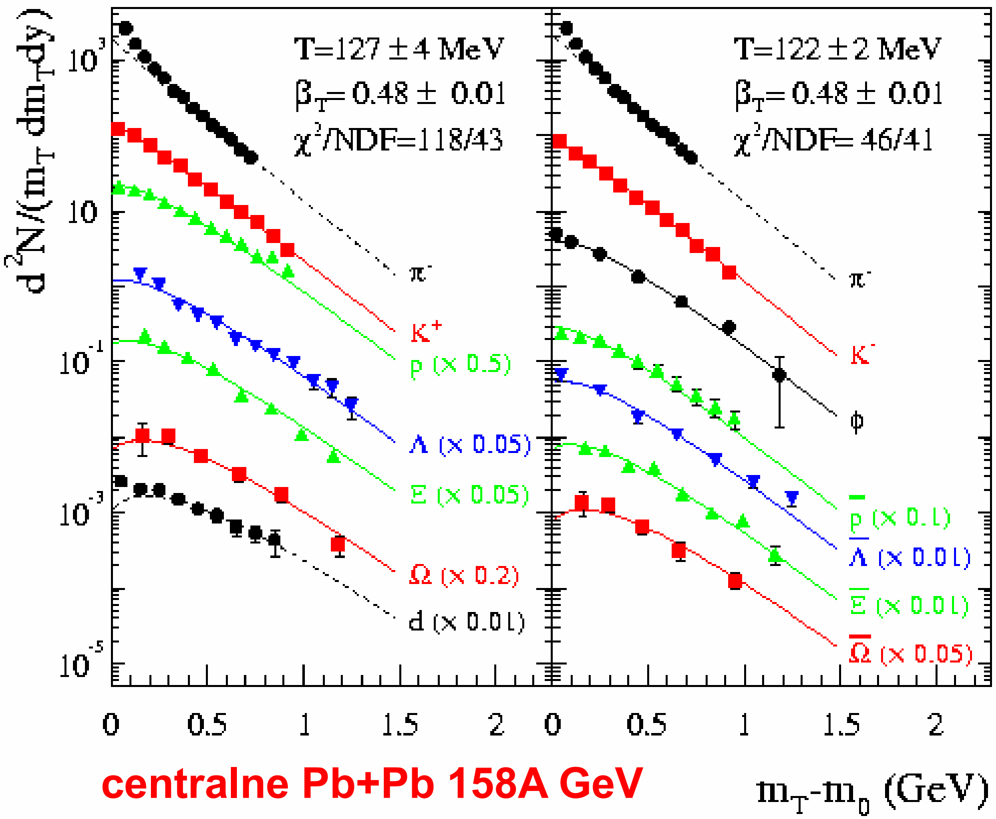
I_0, K_1 – zmod. funkcje Bessela
$T \equiv T_{(fo)}$

$$\frac{d^2 N_i}{m_T\, dm_T\, dy} = A_i m_T K_1\left(\frac{m_T \cosh\rho}{T}\right) I_0\left(\frac{p_T \sinh\rho}{T}\right)$$

$$\rho = atanh\,\beta_T$$

T, $\beta_\perp$ – wolne parametry fitu

Schnedermann, Sollfrank, Heinz, Phys. Rev. C48 (1993), 2462 (w pracy jest też wersja z profilami prędkości – zob. dalej)



centralne Pb+Pb 158A GeV

Otrzymane wartości **$T_{(fo)}$** *nie* zależą już od masy cząstki ale mogą zależeć od energii i od centralności/rozmiaru systemu

Przy tej samej energii **$T_{(fo)}$** jest najniższy dla najbardziej centralnych zderzeń (dla SPS $T_{(fo)}$ dla peryferycznych może być nawet 20% wyższe niż dla centralnych) – ważne przy mieszaniu centralności,

Blast-wave fity dość dobrze opisują również ciężkie cząstki jak Ω czy Ξ

Uzupełnienie:

W modelach blast-wave $T_{(fo)}$ oraz β_T są wolnymi parametrami dofitowanymi do rozkładów masy poprzecznej. W wersjach podstawowych modelu (patrz pop. strona) mamy stałą wartość β_T w momencie wymrożenia. W wersjach rozszerzonych mamy **profil prędkości poprzecznej.** Zakłada się profil prędkości radialnej postaci np.: $\beta_T\ (r) \equiv \beta_{T\ (surf)}\ r/R$ (profil liniowy) lub ogólniej $\beta_T\ (r) \equiv \beta_{T\ (surf)}\ (r/R)^n$, gdzie R jest promieniem źródła a 'n' dodatkowym parametrem wolnym dofitowania ($n \in \mathbb{R}$). Czyli **prędkość (w momencie wymrożenia termicznego) jest maksymalna przy powierzchni a mniejsza w środku.**

$$\frac{1}{m_T}\frac{d^2N}{dm_T\,dy} \propto \int_0^R r\,dr\,m_T\,I_0\left(\frac{p_T \sinh\rho}{T_{(fo)}}\right)K_1\left(\frac{m_T\cosh\rho}{T_{(fo)}}\right)$$

tu parametrami wolnymi fitu są $T_{(fo)}$ oraz $\langle\beta_T\rangle$ (lub $\beta_{T(surf)}$); dodatkowo 'n' jeśli model je zakłada

$\rho(r) = \tanh^{-1} \beta_T(r)$

Wartość uśredniona $\langle\beta_T\rangle$ jest mniejsza od $\beta_{T\ (surf)}$ i wynosi $\langle\beta_T\rangle = 2/3\ \beta_{T(surf)}$ (dla profilu liniowego) lub $\langle\beta_T\rangle = 2/(2+n)\ \beta_{T(surf)}$ dla tej bardziej ogólnej postaci.

Jeśli nie wspomniano inaczej **podawane w pracach wartości β_T dotyczą prędkości przy powierzchni fireballa ($\beta_T \equiv \beta_{T\ (surf)}$)** lub stałej prędkości w modelach uproszonych tj. bez profilu prędkości (czyli tu $\beta_T \equiv \langle\beta_T\rangle \equiv \beta_{T\ (surf)}$) i ***zwykle* wynoszą rzędu 0.5 dla SPS i rzędu 0.65 – 0.75 dla najwyższych energii RHIC**

Przykład z AGS – rozkłady m_T

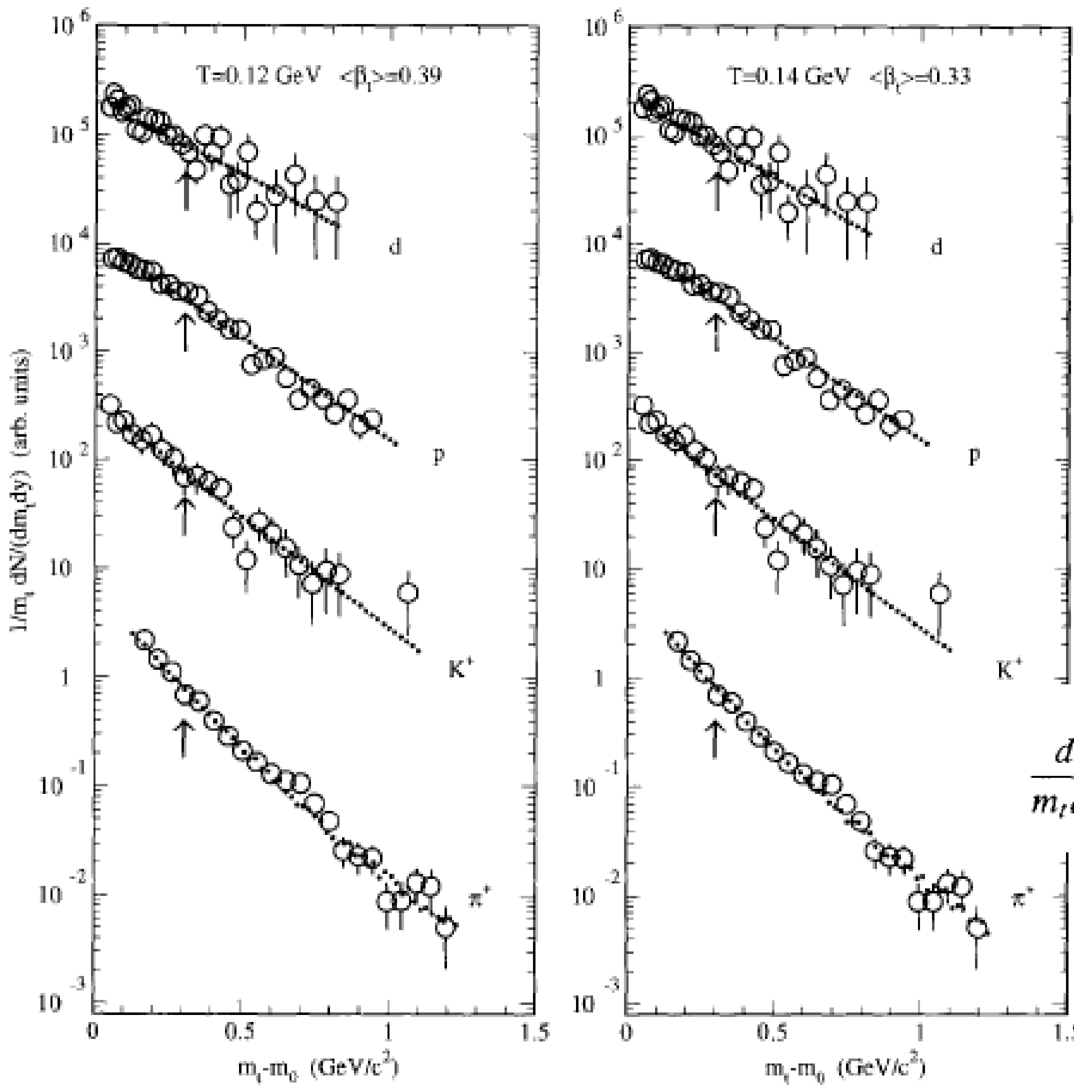


Fig. 2. Experimental particle spectra [4] at $y = 1.3$ compared to calculated spectra for a source at $T = 0.12$ GeV expanding transversely with $\langle \beta_t \rangle = 0.39$ (left) and a source at $T = 0.14$ GeV and $\langle \beta_t \rangle = 0.33$ (right). The arrows indicate the beginning of the fit region. For details, including the treatment of resonance decays, see text.

Si+Au

energia wiązki: 14.6A GeV

źródło rozszerzające

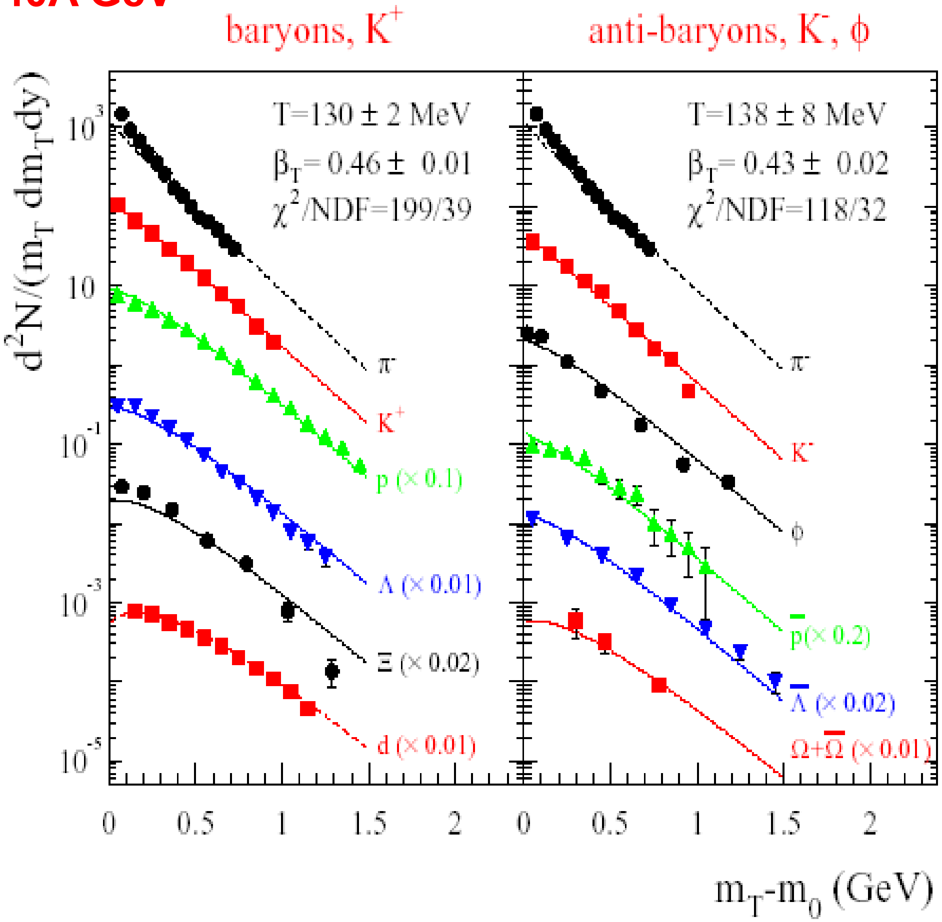
się poprzecznie z **$\langle \beta_T \rangle$=0.33**

T = 120 MeV

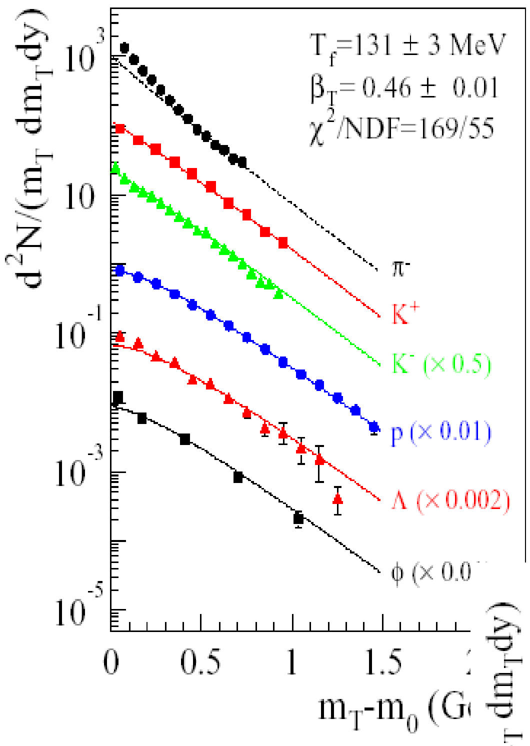
$$\frac{dN}{m_t dm_t} \propto \int_0^R r dr\, m_t I_0\left(\frac{p_t \sinh(\varrho)}{T}\right) K_1\left(\frac{m_t \cosh(\varrho)}{T}\right)$$

dopasowania dla niższych energii SPS – dane NA49
(7–10% najbardziej centralnych)

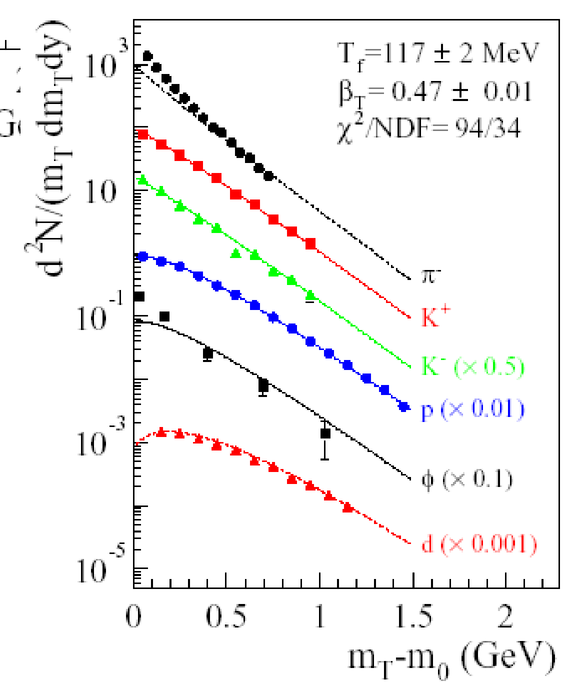
40A GeV



30A GeV



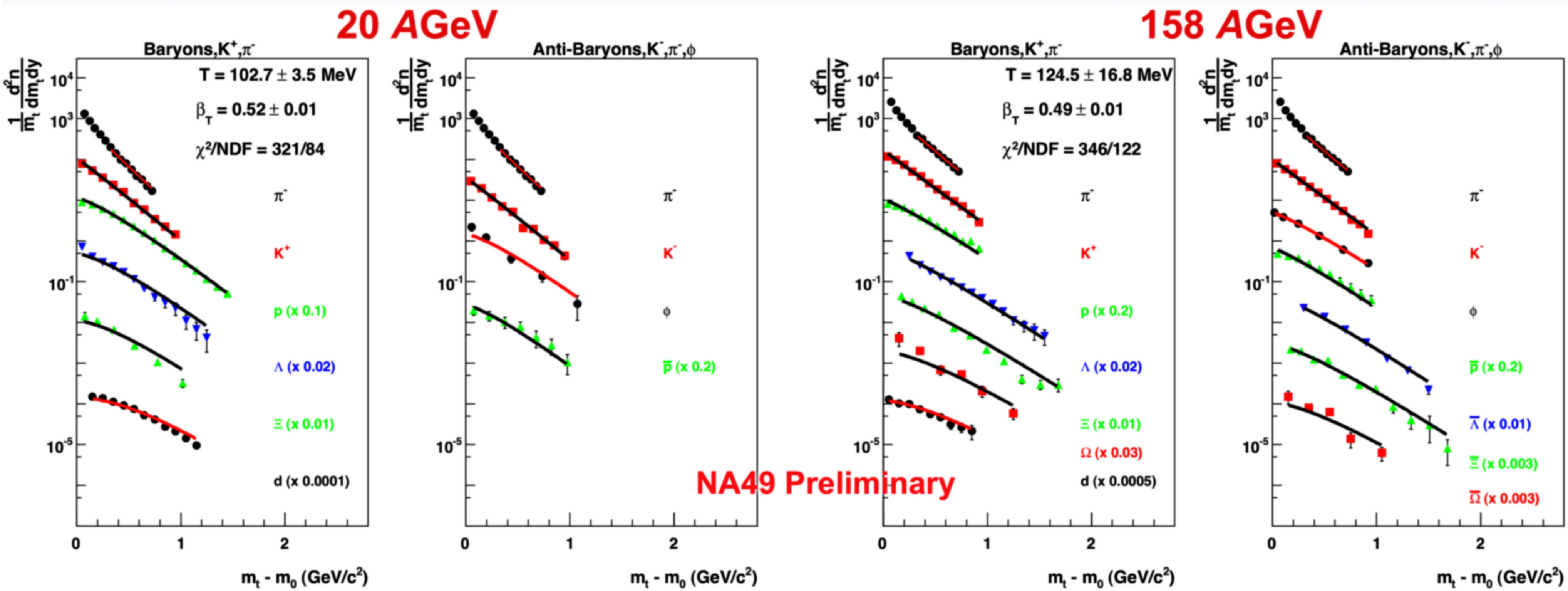
20A GeV



freezeout termiczny: $T_{(fo)}$ = 100 – 130 MeV dla energii **od 'low' do 'top' SPS** (β_T około **0.5**)

Zob. też M. van Leeuwen et al. Nucl. Phys. A 715 (2003) 161–170 [arXiv:nucl-ex/0208014]

Nieco inne dopasowanie dla **danych SPS** (inni autorzy modelu Blast-Wave) NA49, Critical Point Workshop 2008



20 *A*GeV:Central 7% Pb+Pb

158 *A*GeV:Central 5%,10%,23.5% Pb+Pb

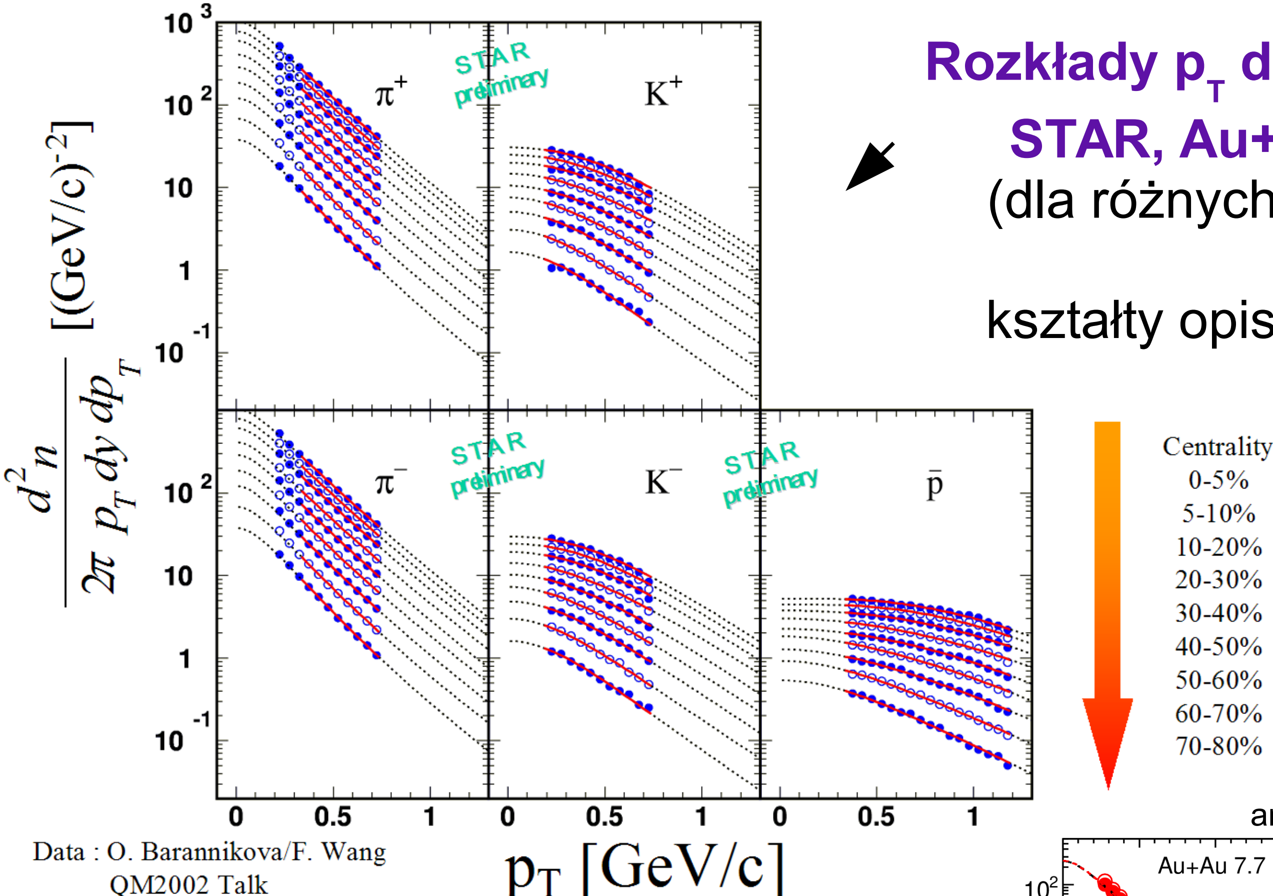
Fit function:
Retière,Lisa:PRC 70 (2004) 044907

- **Radial flow fit ("Blast Wave").**
- **"kinetic" freeze out at T ≈ 100 - 120 MeV, β_T ≈ 0.5 at SPS.**

Rozkłady p_T dla π, K, p w eksperymencie STAR, Au+Au, 200 GeV (top RHIC)

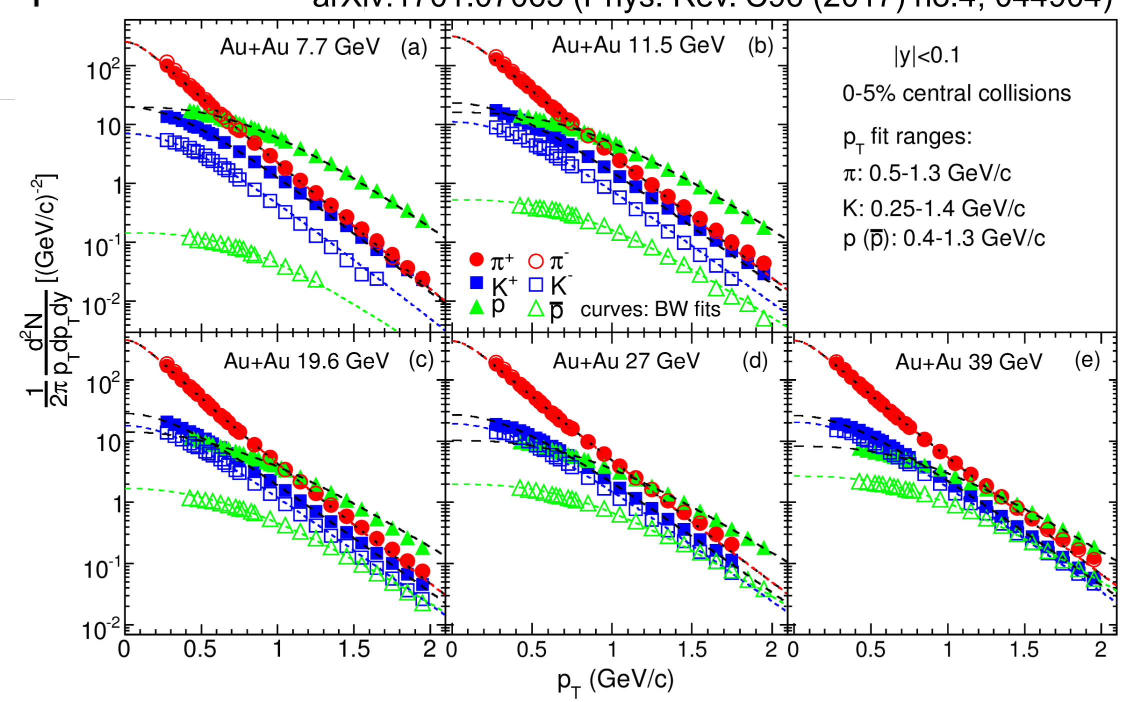
(dla różnych przedziałów centralności)

kształty opisane przez **blast-wave fits**



Data : O. Barannikova/F. Wang
QM2002 Talk

arXiv:1701.07065 (Phys. Rev. C96 (2017) no.4, 044904)



Rozkłady p_T dla π, K, p w eksperymencie STAR, energie BES

kształty opisane przez
blast-wave fits

STAR: arXiv:0808.2041

Rozkłady p_T dla π, K, p w eksperymencie STAR, 62.4 GeV

(dla różnych przedziałów centralności)
kształty opisane przez **blast-wave fit**

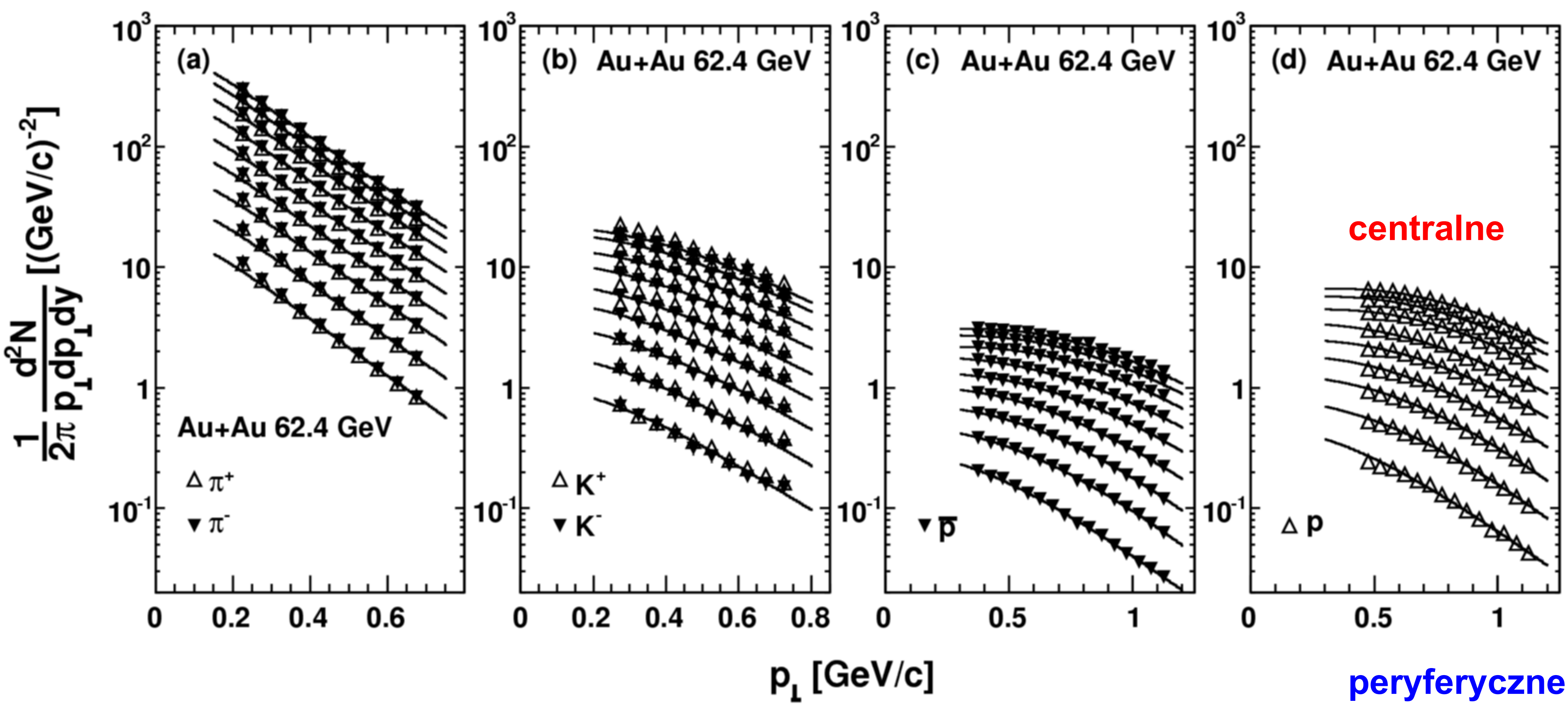
$$\frac{dN}{p_\perp dp_\perp} \propto \int_0^R r dr\, m_\perp I_0\left(\frac{p_\perp \sinh\rho}{T_{\rm kin}}\right) K_1\left(\frac{m_\perp \cosh\rho}{T_{\rm kin}}\right),$$

where $\rho = \tanh^{-1}\beta$, and I_0 and K_1 are the modified Bessel functions. We use a flow velocity profile of the form

$$\beta = \beta_S\,(r/R)^n\,, \qquad \langle\beta\rangle = 2/(2+n)\,\beta_S$$

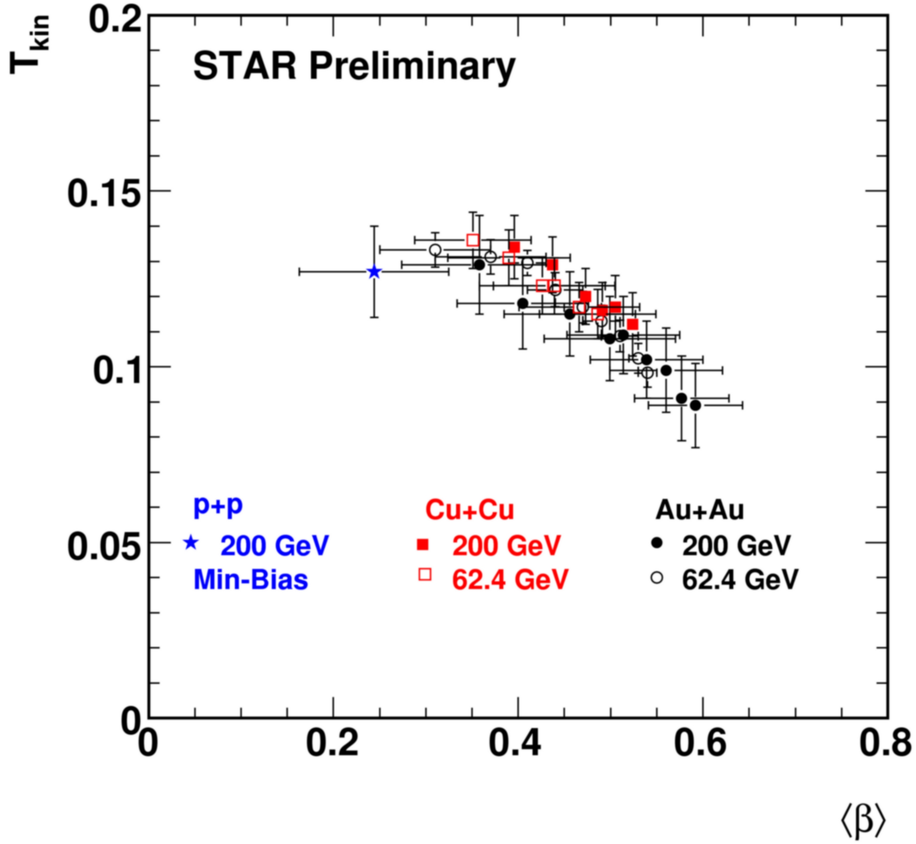
where β_S is the surface velocity and r/R is the relative radial position in the thermal source. The choice of the value of R bears no effect in the model.

mid-rapidity |y|< 1.0
dla 9 przedziałów centralności od góry do dołu: 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%, 50-60%, 60-70%, 70-80%

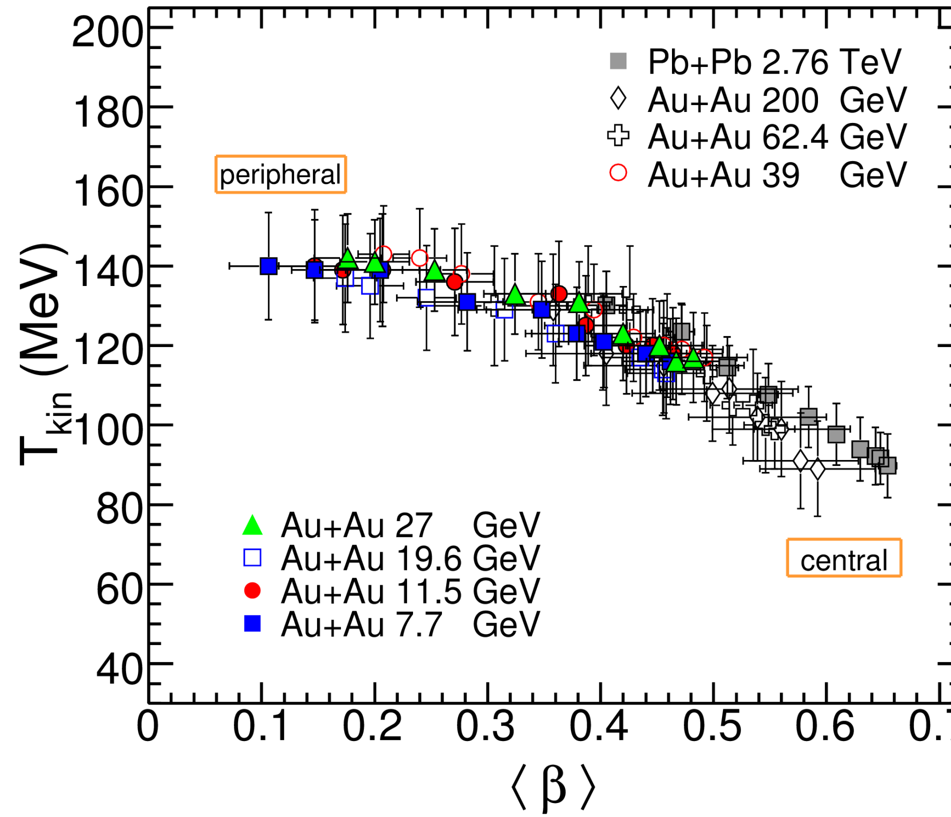


arXiv:0808.2041

arXiv:0710.3902



arXiv:1701.07065 (Phys. Rev. C96 (2017) no.4, 044904)



Lewy: param. z Blast-Wave na bazie spektr mierz. w $|y|<0.1$ oraz $0.25 < p_T < 1.2$ GeV/c

dla pionów obszar < 0.5 GeV/c wyrzucony z fitów żeby zredukować efekt kontrybucji rezonansów

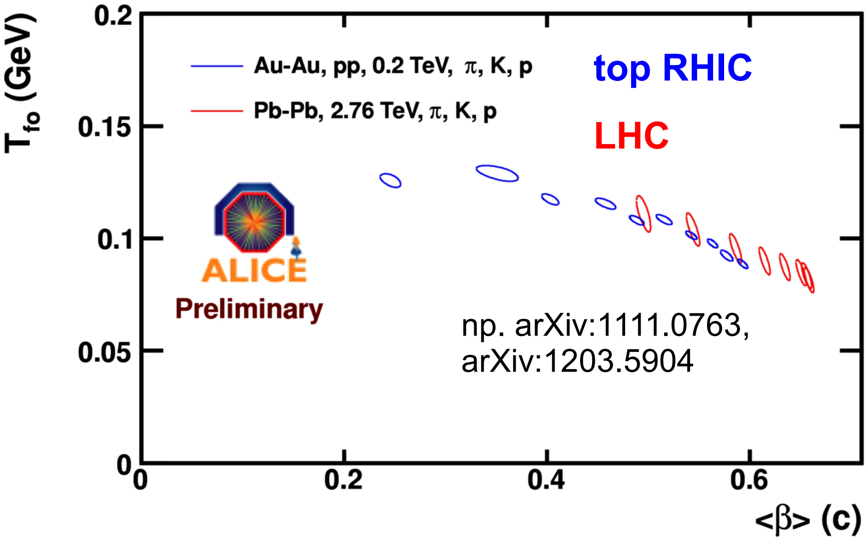
temperatura wymrożenia termicznego w RHIC spada dla bardziej centralnych ale prędkość przepływu poprzecznego (*radial flow velocity*) β rośnie przy przechodzeniu od p+p do Au+Au

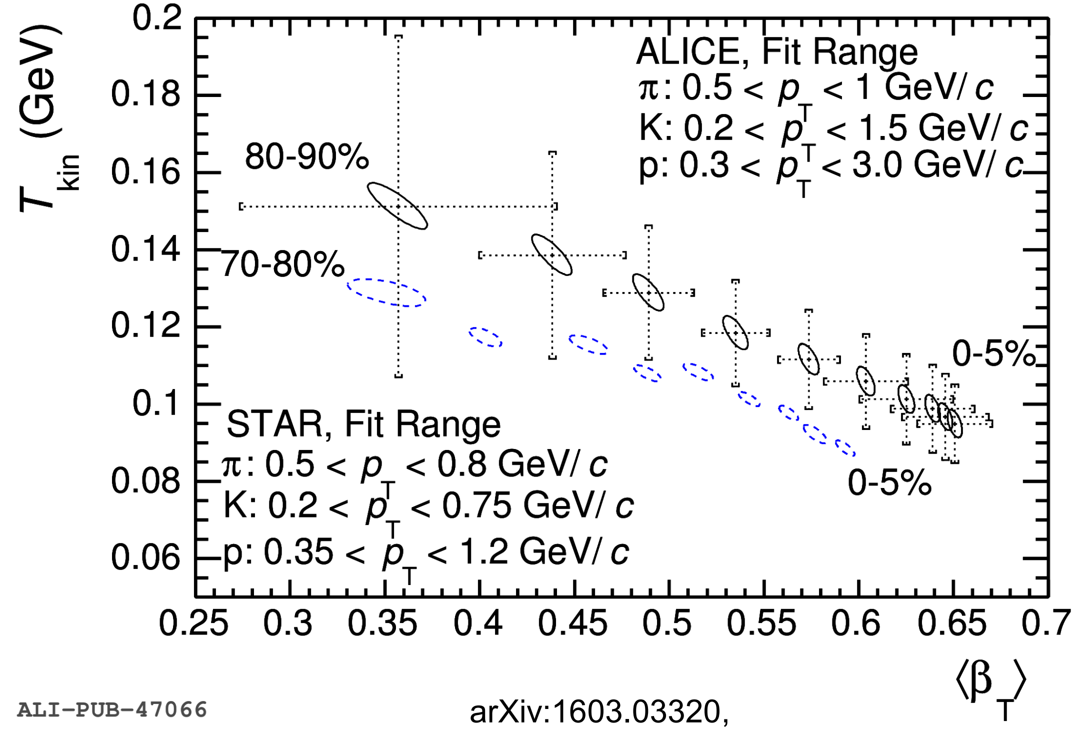
Prawy: również model Blast-Wave;

pokazane wyniki z RHIC BES oraz LHC

Wyniki RHIC BES (STAR) dla 14.5 GeV są pokazane np. w arXiv:1512.09214 (QM 2015); wyniki RHIC BES FXT (3 GeV) w pracy arXiv:2110.10929

Temperatura wymrożenia termicznego i <u>średnia</u> prędkość poprzecznej ekspansji źródła (pokazano różne centralności) na podstawie fitów w ramach modelu blast-wave





arXiv:1603.03320,
1808.01411 (przeglądowe)

Uwaga: ⟨β⟩ > 0 dla zderzeń p+p nawet przy top RHIC !!

Zderzenia p+p pokazują przepływ radialny ???

- W LHC dla najbardziej centralnych danych Pb+Pb (przy 2.76 TeV) temperatura wymrożenia termicznego spada do około 90 MeV

- Dla **LHC** silniejszy przepływ radialny niż dla RHIC (większa prędkość). Dla najbardziej centralnych zderzeń jest to około 10% więcej niż w RHIC, **średnia prędkość** (przy energii 2.76 TeV) **dochodzi do 0.65c**

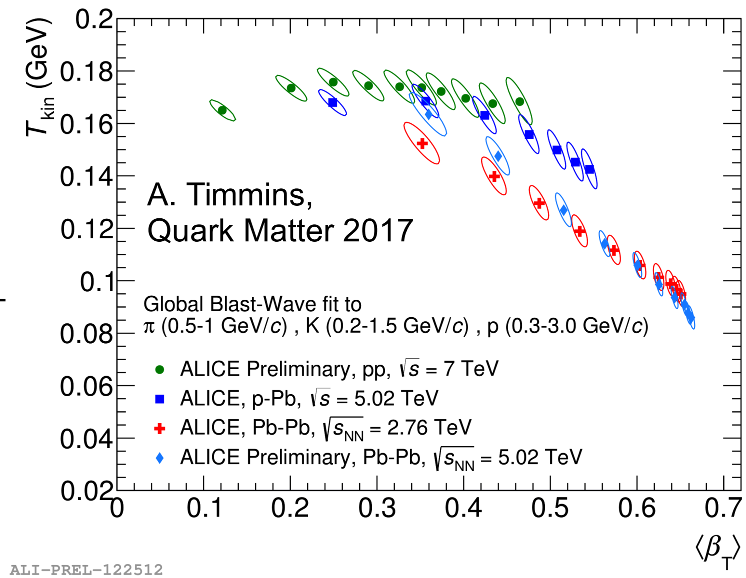
Najnowsze wyniki ALICE – temperatura wymrożenia termicznego i <u>średnia</u> prędkość poprzecznej ekspansji źródła (pokazano różne centralności) na podstawie fitów w ramach modelu blast-wave

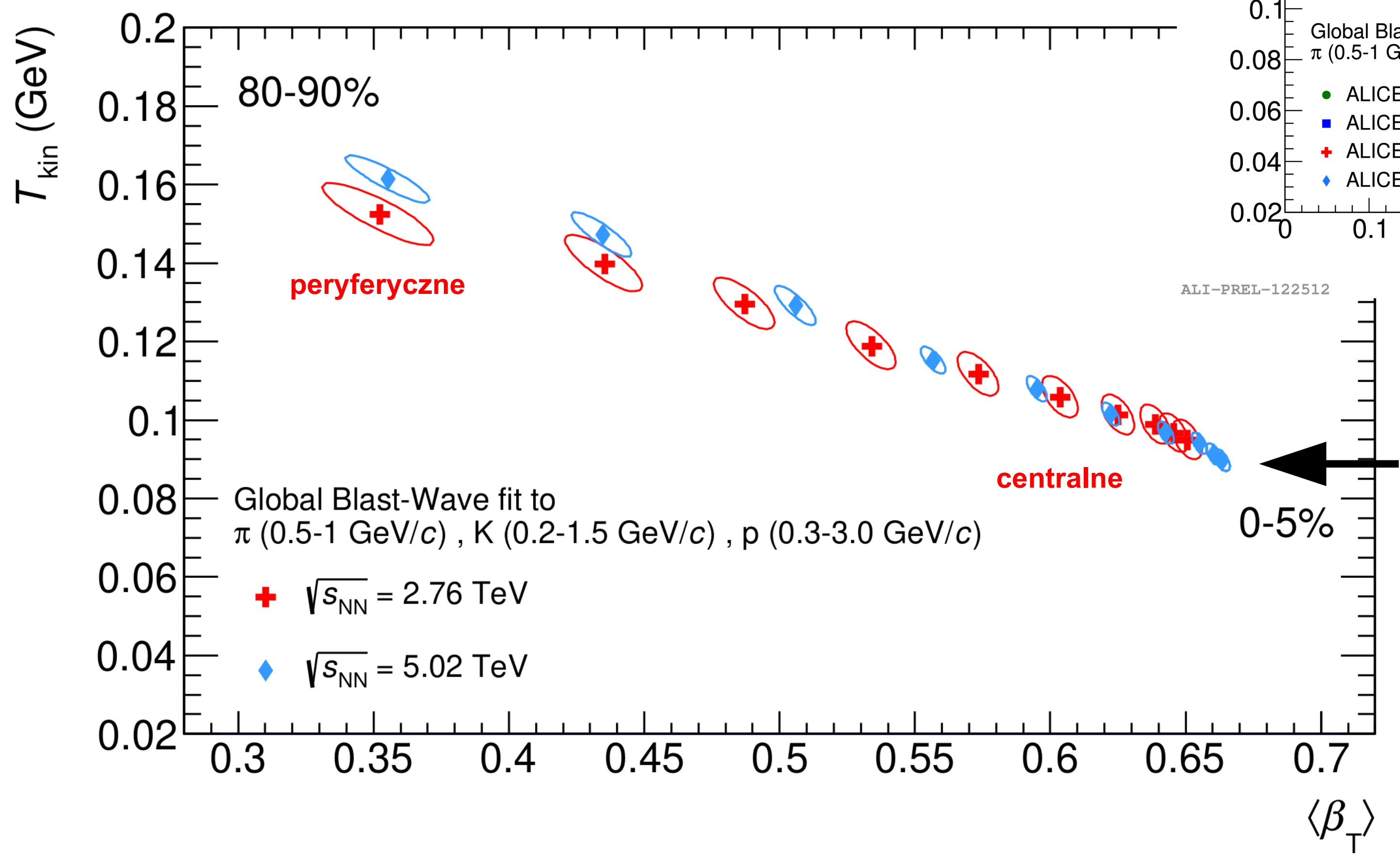
Dodatkowo wyniki dla Pb+Pb przy 5.02 TeV – jeszcze niższe temperatury wymrożenia termicznego oraz nieco większe <u>średnie</u> prędkości przepływu radialnego

$$E\frac{d^3N}{dp^3} \propto \int_0^R m_T I_0\left(\frac{p_T \sinh(\rho)}{T_{Kin}}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh(\rho)}{T_{Kin}}\right) r\,dr$$

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \qquad \rho = \tanh^{-1}(\beta_T) \qquad \beta_T = \beta_s \left(\frac{r}{R}\right)^n$$

Schnedermann, Sollfrank and Heinz Phys. Rev. C 48, 2462



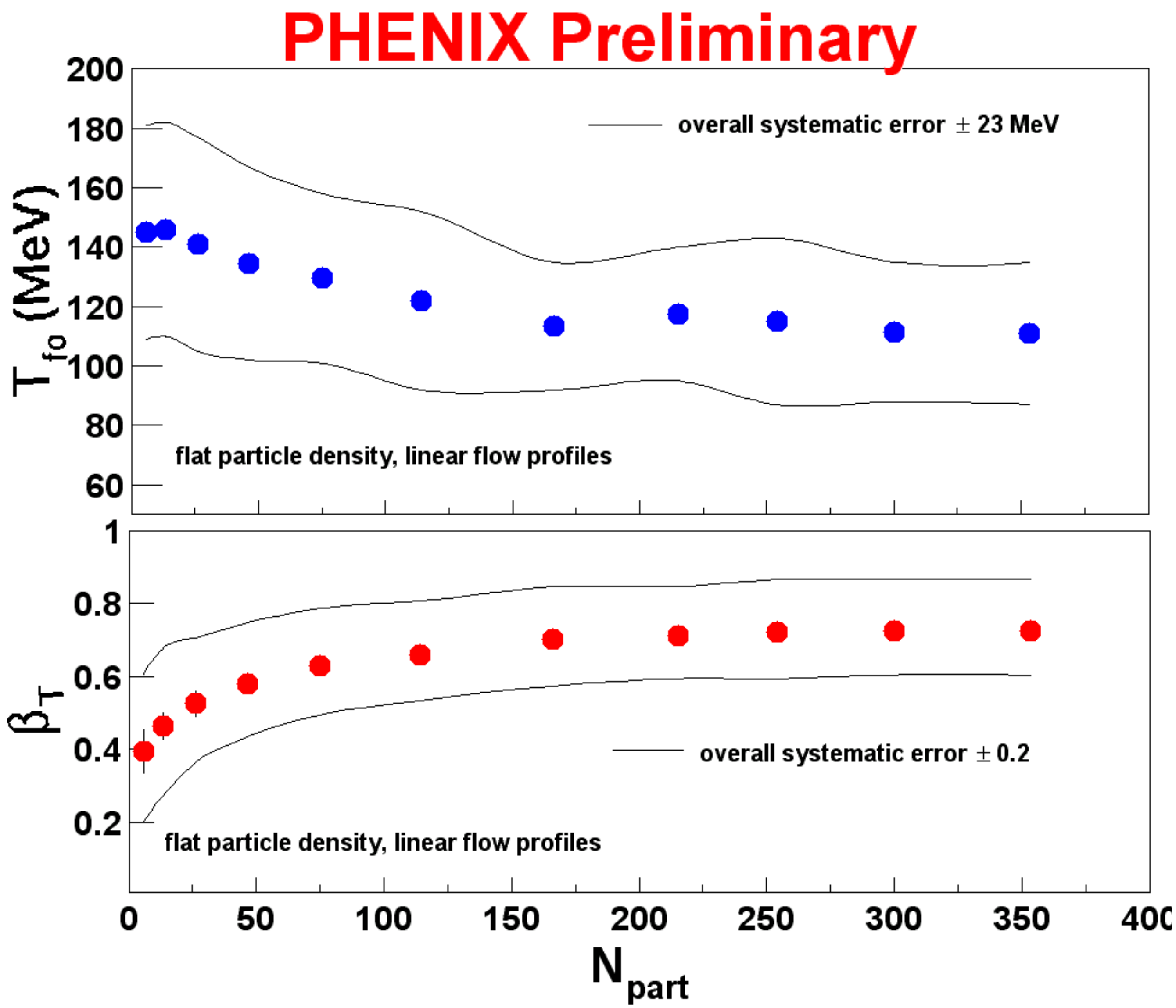


Dla 0-5% centr. Pb+Pb, 5.02 TeV

$T_{(fo)}$ = 90 MeV

$\langle\beta_T\rangle$ = 0.663

ALICE, PR C 101 (2020) 4, 044907
[arXiv:1910.07678]



Au+Au

$\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

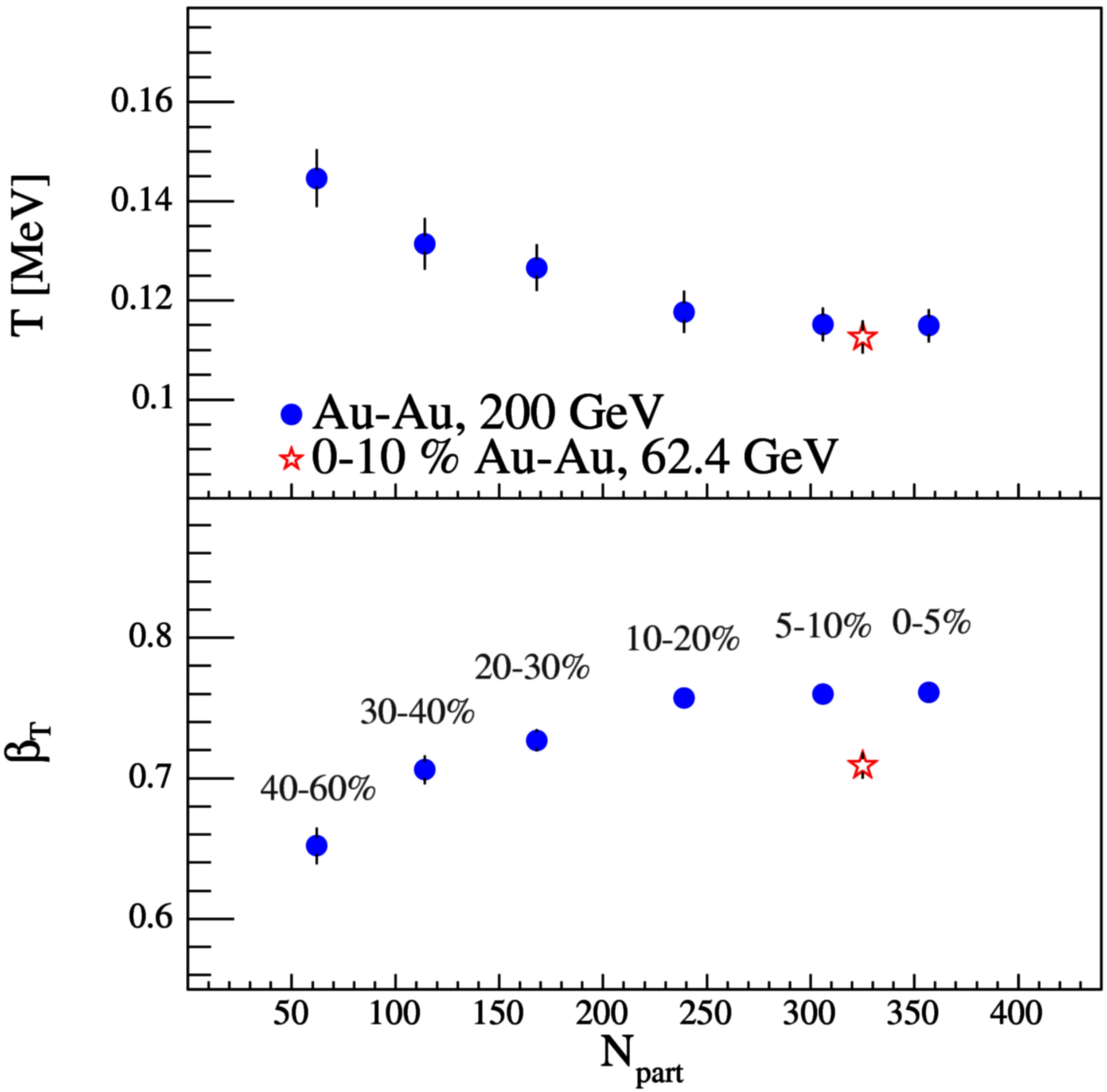
najwyższa energia RHIC

Uwaga: mierzone wartości β_T to prędkości poprzecznej ekspansji źródła w momencie wymrożenia termicznego!
W ogólności zarówno β_T jak i temperatura zmieniają się w czasie ewolucji (patrz dalsza część wykładu)

Freeze-out termiczny (obliczenia PHENIX):

$T_{(fo)} \approx$ 110 MeV (lekki spadek dla bardziej centralnych) dla energii **top RHIC** (β_T dla najbardziej centralnych około **0.6 – 0.7**)

BRAHMS



nucl-ex/0510061 (QM 2005)

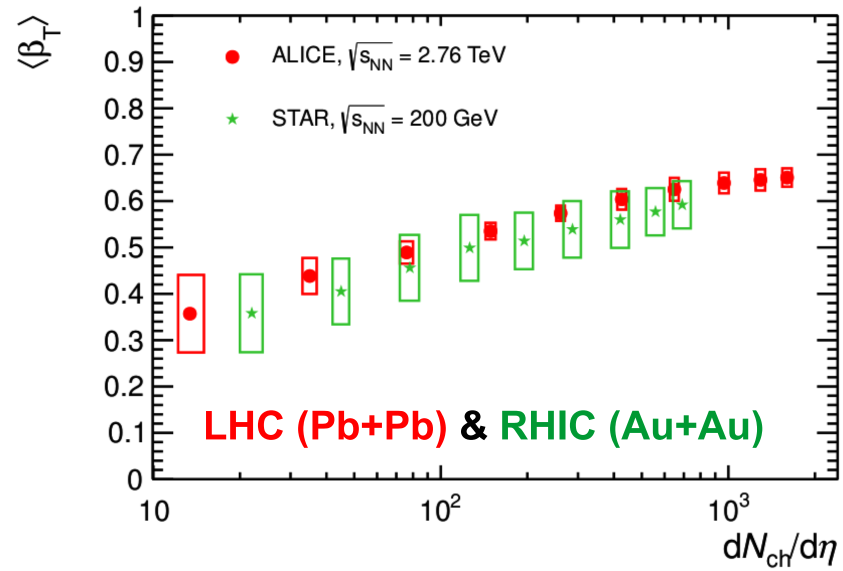
- Im bardziej centralne zderzenie (większy system) tym więcej czasu potrzebuje na ustanie oddziaływań → wymrożenie później czyli przy niższej temperaturze

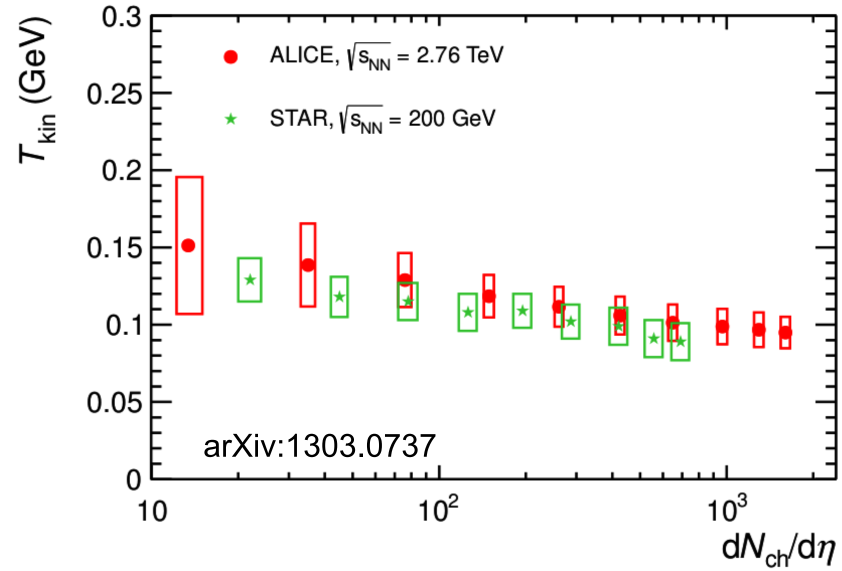
- Im bardziej centralne zderzenie (duże gęstości) tym większe prędkości osiąga w czasie eksplozji (chętniej „ucieka w próżnię")

Freeze-out termiczny (obliczenia BRAHMS) w blast-wave modelu:

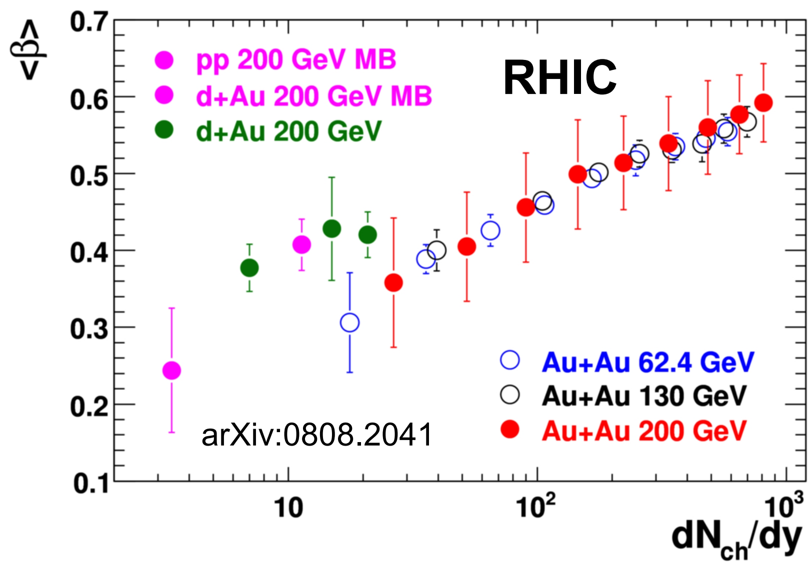
dla najbardziej centralnych dla top energii **RHIC** $T_{(fo)} \approx$ **115 MeV** (β_T około **0.75**)

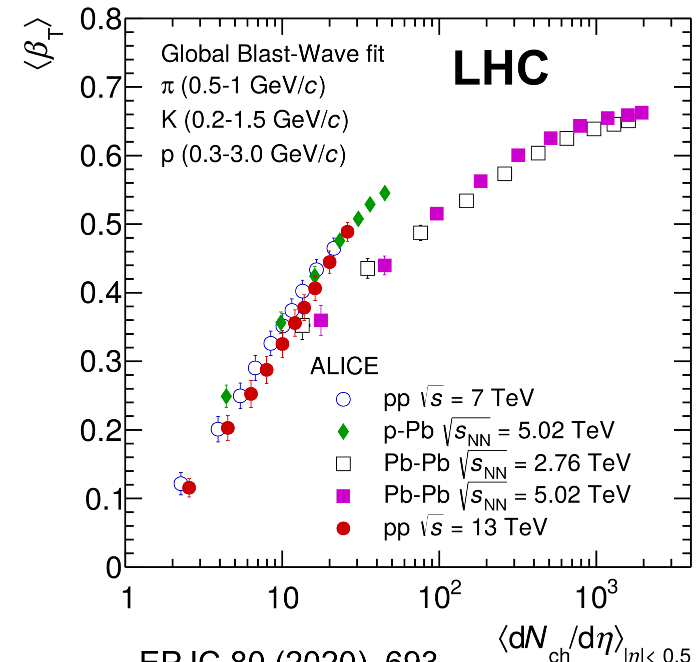
Wyniki **dla różnych centralności** (dolne rys. również dla różnych systemów) wyrażonych poprzez gęstość cząstek naładowanych na przedział pseudorapidity (mierzone przy mid-rapidity)





Uwaga na dość nieoczekiwany wynik: **⟨β⟩ > 0 dla zderzeń p+p nawet przy top RHIC !!**





EPJC 80 (2020), 693

... a przecież przez wiele lat myśleliśmy, że p+p nie jest „systemem” i nie powinnno zachowywać się kolektywnie! Kolektywność w p+p (oraz p+Pb / d+Au) dla top RHIC i LHC jest ostatnio żywo dyskutowana → zob. też dalej

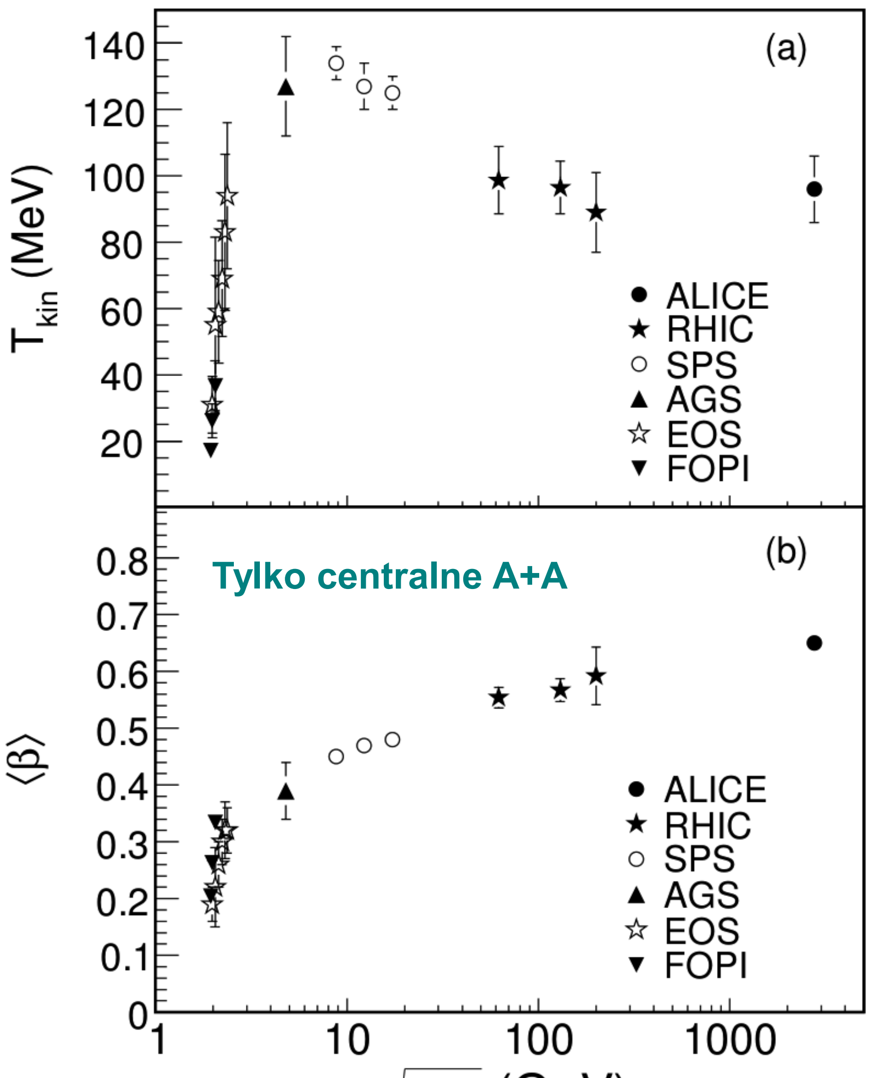
Jakie są te wartości dla różnych energii?

Temperatura wymrożenia kinetycznego (czyli już po oddzieleniu efektów związanych z przepływem radialnym) oraz średnia prędkość radialna w funkcji energii

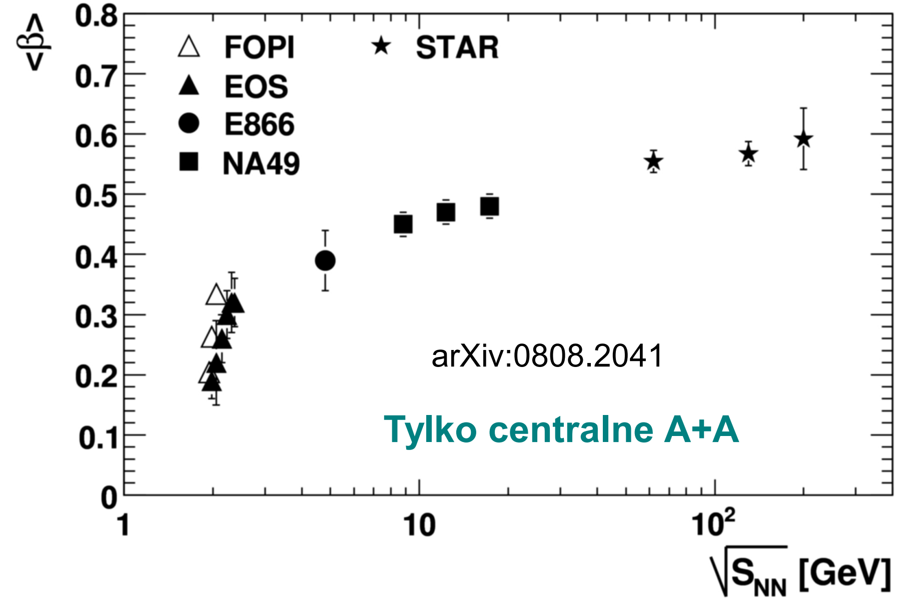
$\langle\beta\rangle = 2/(2+n)\,\beta_S$

Rys. górny prawy: dla top RHIC n = 0.82 $\Rightarrow \beta_S \approx 0.8$

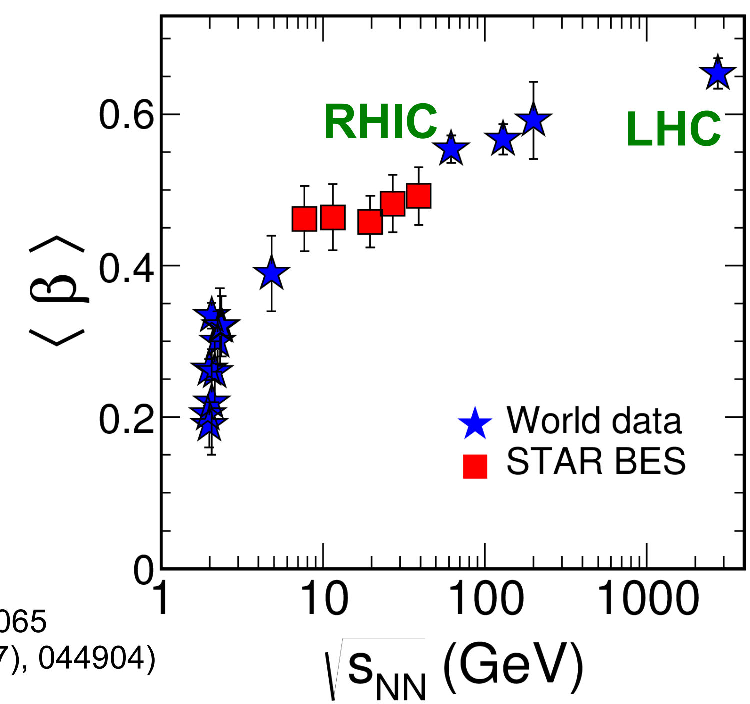
dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV n = 0.6 $\Rightarrow \beta_S \approx 0.7$



arXiv:1304.2969

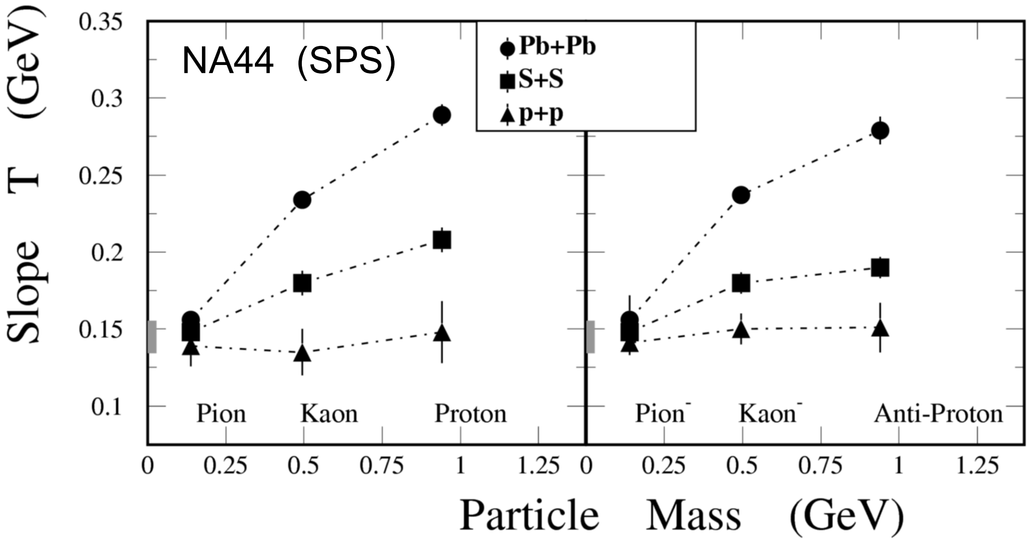


średnia prędkość To 0.4–0.45c dla SPS aż do 0.65c dla LHC (2.76 TeV)



arXiv:1701.07065
(PRC 96 (2017), 044904)

Wracamy do **odwrotności parametrów nachylenia w rozkładzie m_T**



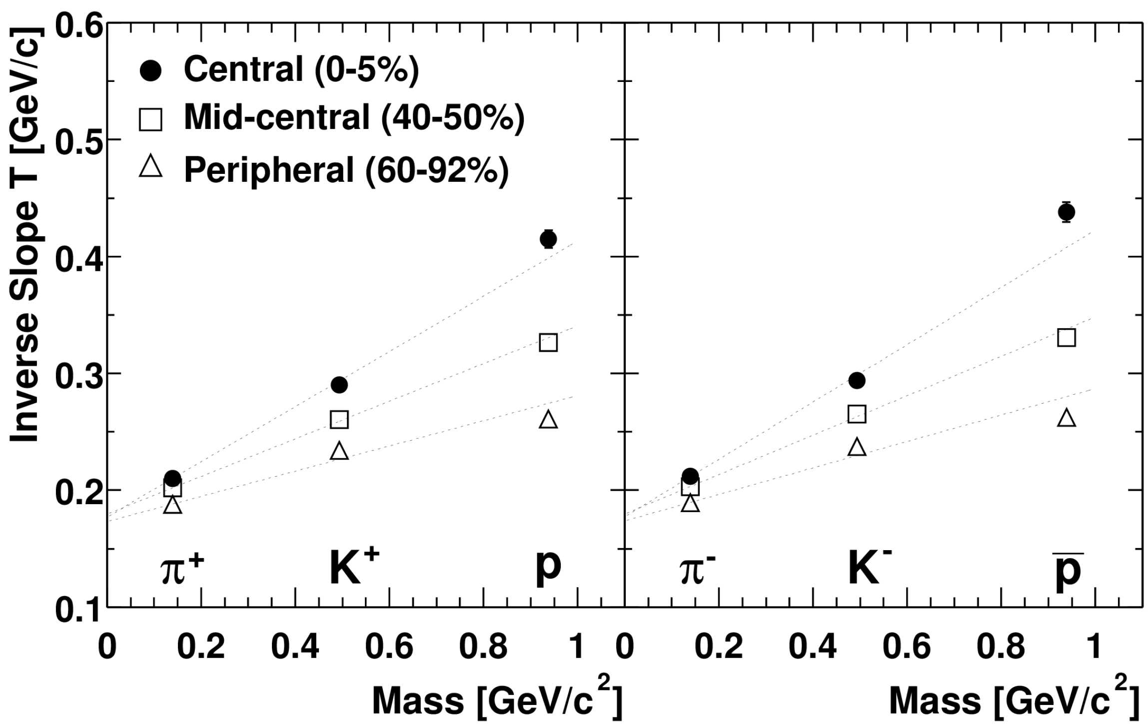
Same wartości **odwrotności parametrów nachylenia w rozkładzie m_T** (***inverse slope parameters***) bada się w SPS, RHIC i LHC. Rys. (lewy) – **T_{sl} dla danych p+p (SPS) NIE zależy od masy cząstki** z czego wynika, że dla energii (top) SPS brak przepływu radialnego w zderzeniach p+p (ale zob. też dalej fity BW)

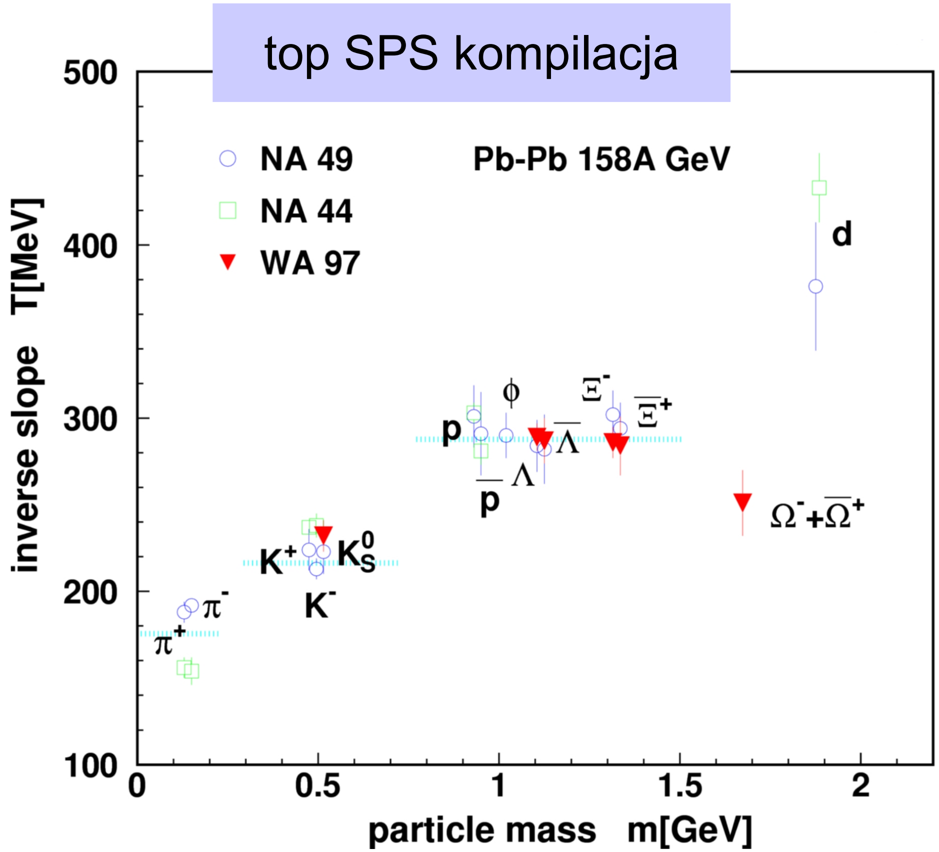
T_{sl} w zależności od centralności i masy cząstki

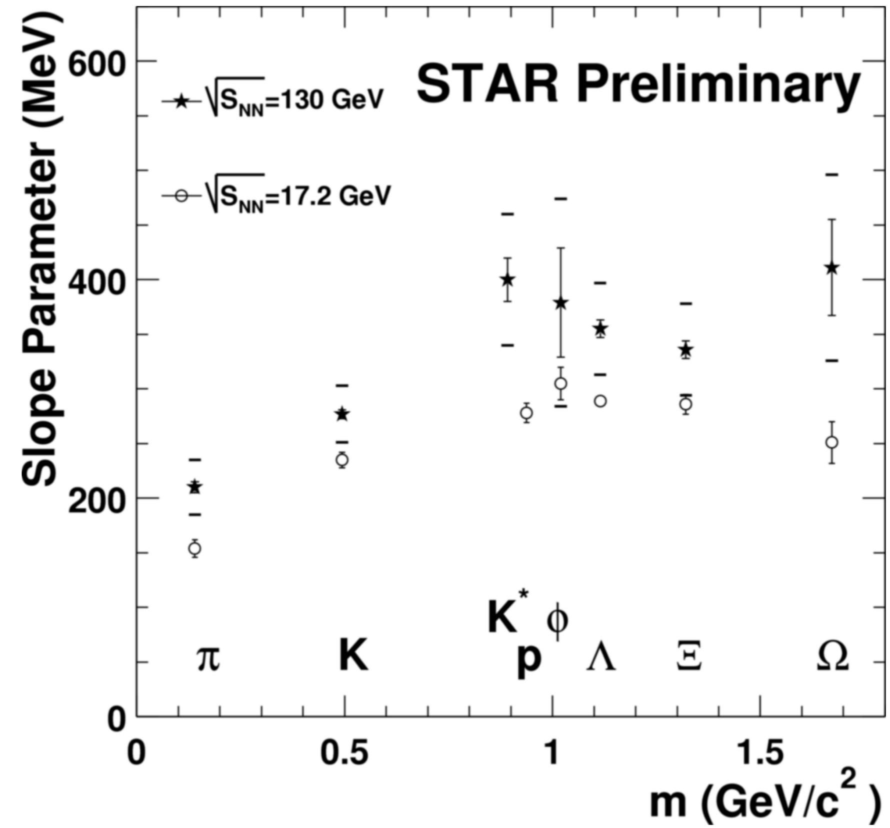
Rys. dolny: nucl-ex/0702028

Liniowy wzrost z masą cząstki → przepływy poprzeczne

top RHIC → $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dane Au+Au (trzy różne centralności)







T_{sl} w zależności od masy cząstki (zderzenia centralne Pb+Pb i Au+Au)

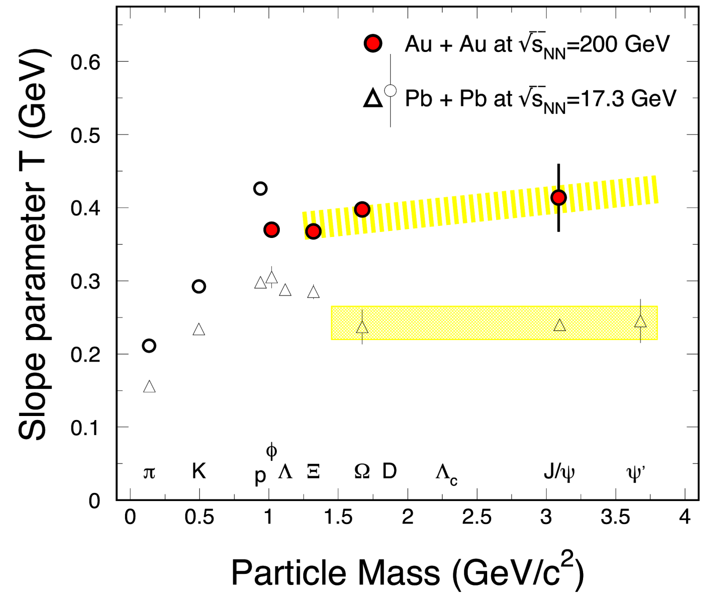
Odwrotność parametru nachylenia (***inverse slope parameter***) z fitów eksponencjalnych m_T w ograniczonym zakresie m_T

1. Dla małych mas: liniowy wzrost z masą cząstki → przepływy poprzeczne

2. Wypłaszczenie parametru nachylenia dla cięższych cząstek → sygnał wcześniejszego wymrażania??

Strona dla zainteresowanych:

Wypłaszczenie parametru nachylenia T_{sl} dla cięższych cząstek → sygnał wcześniejszego wymrażania ciężkich cząstek ?? Jak to rozumieć?



N.Xu, J.Phys.G32 (2006)123;
Rys. z arXiv:1408.4296

- **Mierzone wartości β_T to prędkości poprzecznej ekspansji źródła w momencie wymrożenia termicznego**
- W ogólności **wartość β_T ruchu kolektywnego zmienia się wraz z ewolucją układu i narasta monotonicznie** począwszy od momentu tuż po zderzeniu (np. rośnie od zera w modelu Landau'a) ⇒ bo początkowa energia termiczna zamienia się na energię kinetyczną cząstek
- To narastanie z czasem dotyczy zarówno prędkości przy powierzchni (maksymalna) jak i prędkości średniej
- Temperatura dla odmiany spada w czasie ewolucji
- Jeśli popatrzeć na najprostszy wzór:

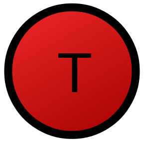
$$T_{(sl)} \approx T_{(fo)} + \frac{1}{2} m_i \langle \beta_T \rangle^2$$

- **to mniejsze nachylenie T_{sl} (dla ciężkich cząstek) oznacza np. mniejszą prędkość kolektywną β_T** (β_T wchodzi do wzoru b. silnie bo w kwadracie). A mniejsze wartości β_T są dla wcześniejszych etapów ⇒ wcześniejsze wymrażanie ciężkich cząstek

Ciekawa uwaga: β_T narasta cały czas od momentu zderzenia do wymrożenia. Inaczej jest z przepływem eliptycznym (zob. wykład 11) który rośnie tylko na początku ewolucji układu i wartość v_2 szybko się saturuje

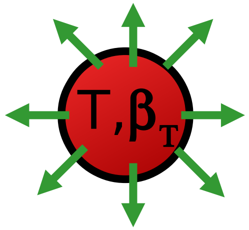
Statyczne źródło

$T_{(slope)} = T_{freeze-out(fo)}$
(termiczny freeze-out)

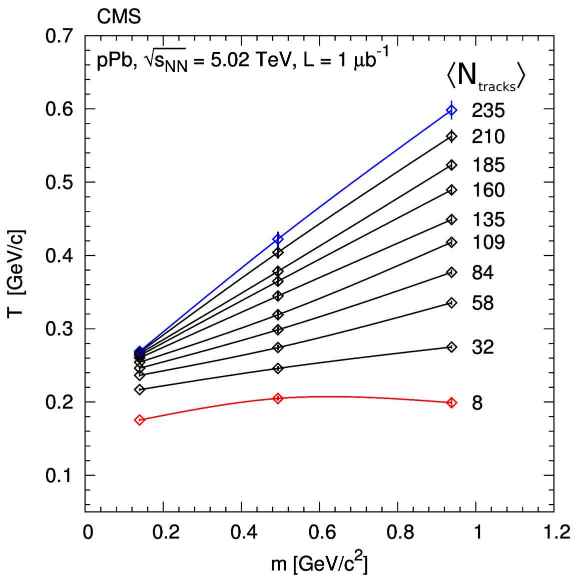


Ekspandujące źródło

$T_{(slope)} \approx T_{freeze-out(fo)} + \frac{1}{2} m_i \langle v_T \rangle^2$
(przykład nierelatywistyczny: $p_{T\,i} \ll m_i$)



CMS, arXiv:1307.3442



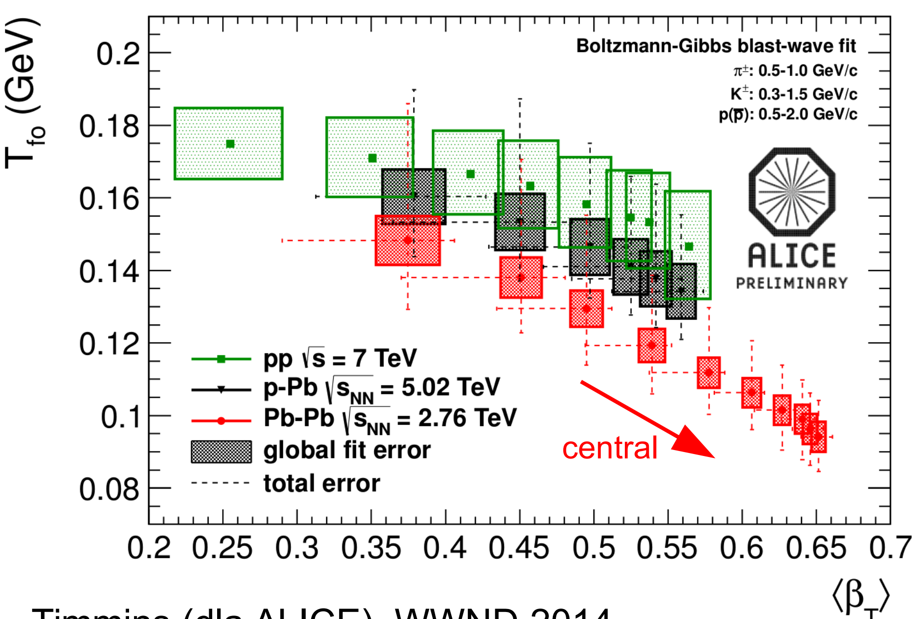
Rozkład Boltzmannowski: $dN/dp_T \propto p_T \exp(-m_T/T)$

p+Pb przy LHC: zachowanie podobne do przepływu radialnego (wzrost $T_{(slope)}$ z masą); **lepiej widoczne dla zderzeń o wysokich krotnościach**

… a dokładniej:

Parametry wymrożenia termicznego (T_{fo}, $\langle \beta_T \rangle$)

dofitowane w ramach **Blast-Wave model** (Schnedermann et al., PR C48, 2462 (1993); zob. również ALICE (Pb+Pb): PR C88, 044910 (2013))



Timmins (dla ALICE), WWND 2014
(końcowe wyniki – zob. slajdy dodatkowe)

$$\frac{1}{p_T}\frac{dN}{dp_T} \propto \int_0^R r\,dr\, m_T\, I_0\left(\frac{p_T \sinh\rho}{T_{fo}}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh\rho}{T_{fo}}\right)$$

I_0, K_1 - zmodyfikowane funkcje Bessela

$\rho(r) = \tanh^{-1} \beta_T(r)$; $\beta_T(r) \equiv \beta_{T\,(surf)}(r/R)^n$ R – promień fireballa

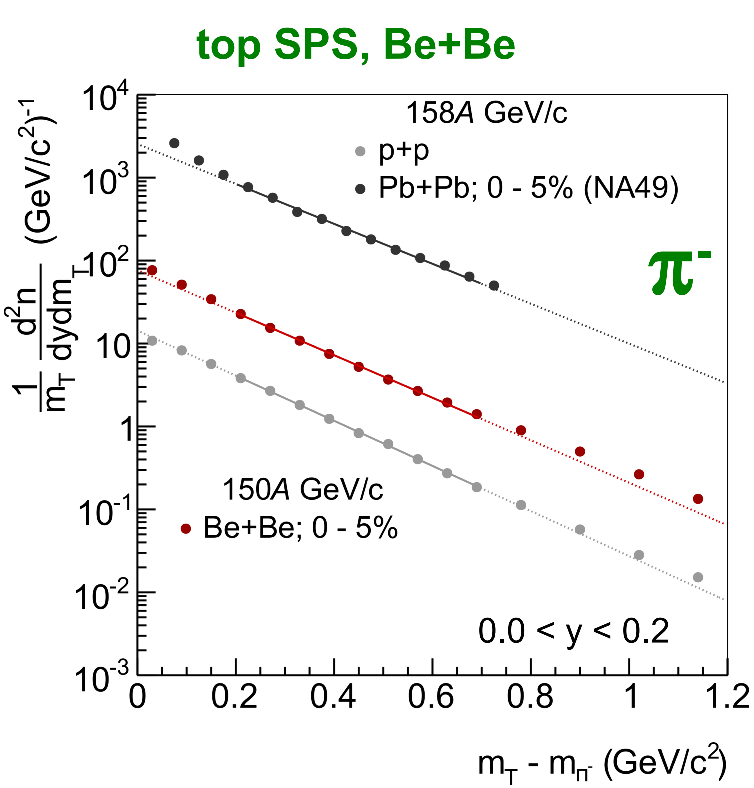
- Pb+Pb (centralne): $\langle \beta_T \rangle$=0.65c (10% więcej niż w RHIC)
- Centralne p+Pb: $\langle \beta_T \rangle$~0.5c; podobne wartości w p+p → **oznaka kolektywności w p+Pb oraz p+p przy LHC ?**

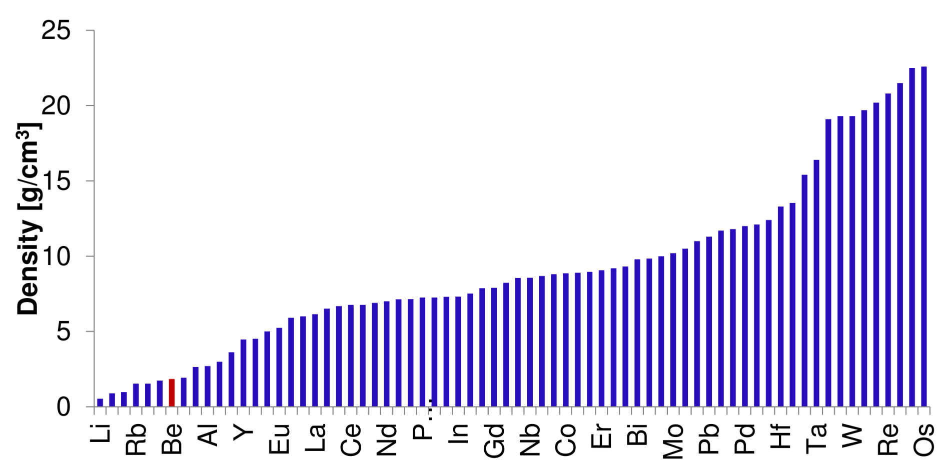
Inne sygnatury przepływu radialnego w p+Pb przy LHC:

1. wzrost $\langle p_T \rangle$ ze wzrostem masy i krotnościami (N_{part}, $dN_{ch}/d\eta$) (zob. np. Loizides, arXiv:1308.1377v2; arXiv:1307.6796v4; rysunki w wykładzie 6); podobne zachowanie dobrze znane z Pb+Pb (PR C88, 044910 (2013)) i odtwarzane w modelach hydrodynamicznych z przepływem radialnym. Dla przepływu radialnego: $\langle p_T \rangle_{(m)} \sim m\, v_T$
2. Hierarchia mas dla przepływu eliptycznego (v_2) → zob. wykład 11 (obserwowana dla p+Pb przy LHC i d+Au przy top RHIC)

A co na to SPS? Czy np. beryl jest już „ciężki"?

Jeśli patrzymy na gęstości metali w stanie stałym to raczej nie, ale czy system Be+Be może zachowywać się kolektywnie podobnie jak ciężki system Pb+Pb?





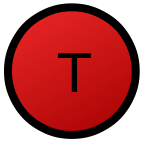
$$\frac{dn}{dm_T} = A\, m_T \exp\left(\frac{-m_T}{T}\right)$$

Spektra m_T π^- dla 0-5% Be+Be: NA61/SHINE, EPJ C 80 (2020) 10, 961, EPJ C 81 (2021) 2, 144 (erratum) [arXiv:2008.06277]

Statyczne źródło

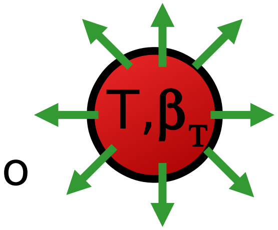
$T_{(slope)} = T_{freeze\text{-}out(fo)}$

(termiczny freeze-out)



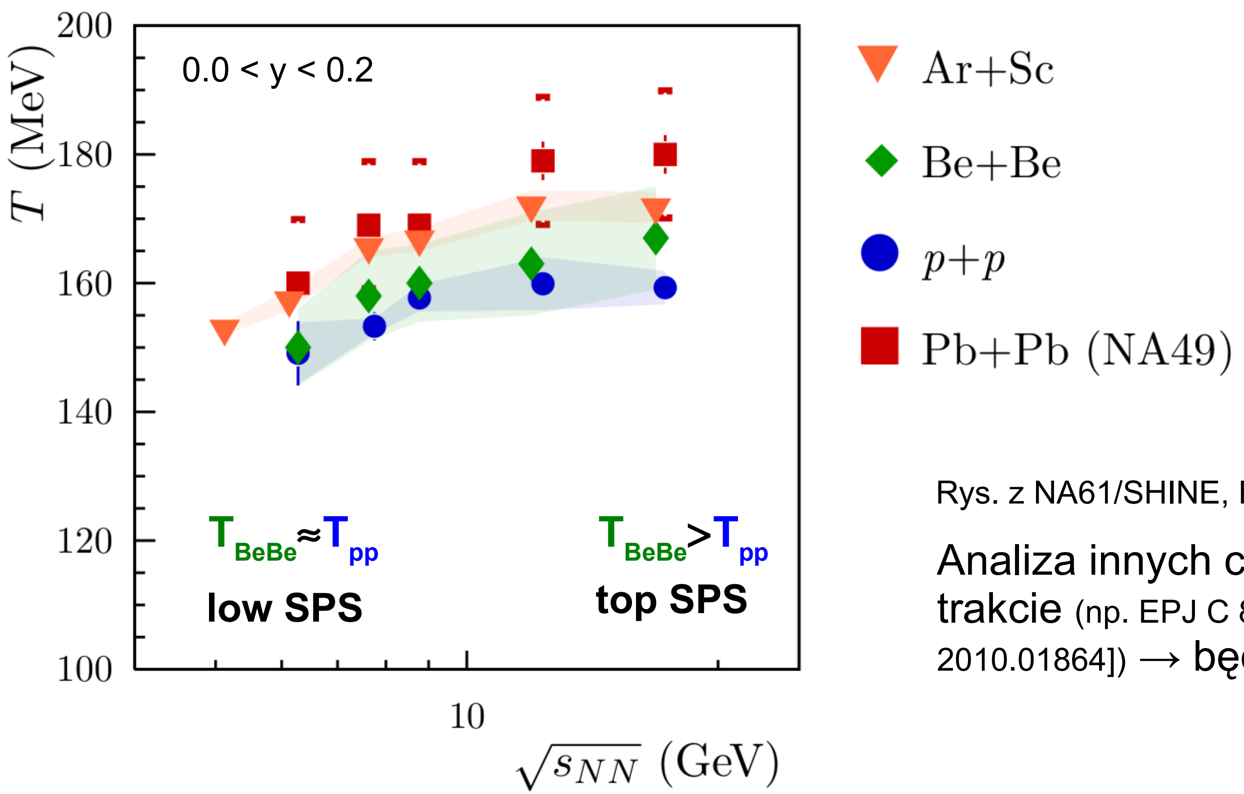
Ekspandujące źródło

$T_{(slope)} = T_{freeze\text{-}out}$ + efekt przepływu radialnego



Odwrotność parametru nachylenia (T) rozkładu masy poprzecznej mezonów π^-

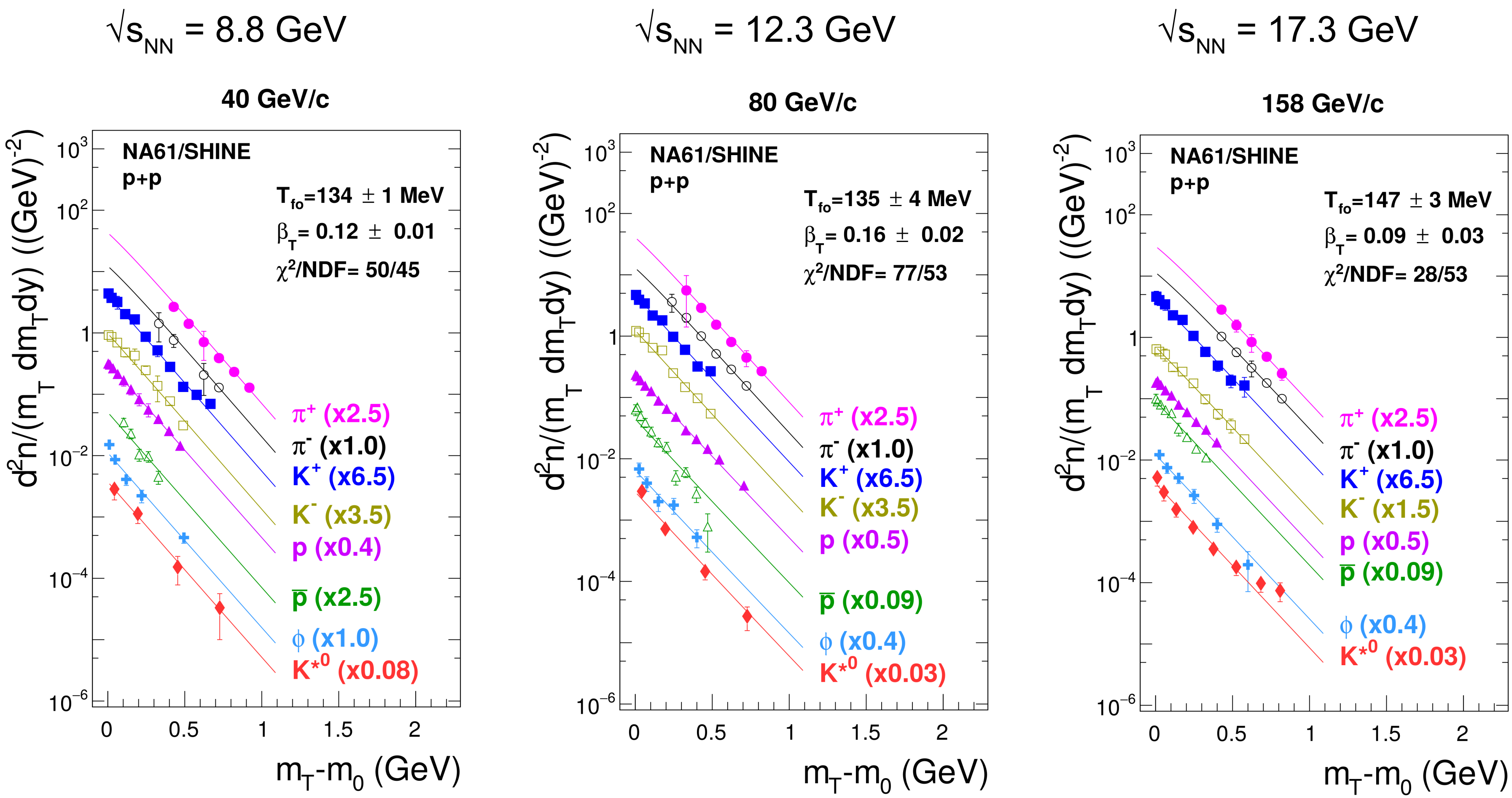
- T przy top SPS jest większy w Be+Be niż w p+p ⇒ **możliwy dowód na poprzeczną kolektywną ekspansję w zderzeniach Be+Be przy wyższych energiach SPS**
- beryl wygląda na „ciężki” przy 150*A* GeV/c (top SPS)



Rys. z NA61/SHINE, EPJC 81 (2021) 5, 397 [arXiv:2101.08494]

Analiza innych cząstek (K, p, etc.) w trakcie (np. EPJ C 81 (2021) 1, 73 [arXiv: 2010.01864]) → będą możliwe fity BW

Ciekawostka z ostatniej chwili: $\beta_T > 0$ (Blast-Wave model z pojedynczą prędkością)
dla zderzeń p+p nawet przy energiach SPS !!



NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 82 (2022) 4, 322, [arXiv:2112.09506]

Model Hagedorna (termiczne źródło) wymagał „jedynie" **równowagi termicznej/kinetycznej**

Równowaga chemiczna jest silniejszym wymaganiem, ale **jeśli dodatkowo (oprócz termicznej) mamy równowagę chemiczną to produkcje różnego typu cząstek mogą być obliczone w ramach termodynamiki statystycznej**

Modele statystyczne gazu hadronowego (***hadron (resonance) gas model, statistical hadron gas model***) – modele które powstały żeby wyjaśnić produkcje cząstek w zderzeniach. Uwzględniają parametry **wymrożenia chemicznego** m.in. **temperaturę wymrożenia chemicznego i potencjały chemiczne (m.in. barionowy)**. Modele te nie zależą od energii (nigdzie jej nie zakładają), zawierają tylko kilka parametrów wolnych (w przeciwieństwie do wielu w modelach mikroskopowych). **Gaz hadronowy w modelu musi być przynajmniej zbliżony do równowagi chemicznej !**

Te modele używają parametrów termodynamicznych – czasami nazywane są również ***thermal approach*** lub ***statistical approach***

Uwaga: **w tego typu modelach opisujących zderzenia ciężkich A+A (duże krotności, duże objętości systemu) zasada zachowania liczb kwantowych (np. Q, B, S, I_3) jest wymagana jedynie w średniej – robi się to poprzez wprowadzenie odpowiednich potencjałów chemicznych**

Idea *Hadron Gas Model* – końcowy stan zderzenia traktowany jest jako gaz hadronów i rezonansów w równowadze termodynamicznej (termiczna + chemiczna)

System jest opisany przez: V – objętość systemu, $T_{(ch)}$ – temperatura oraz μ_Q, μ_S, μ_B – potencjały chemiczne dla wszystkich zachowanych liczb kwantowych czyli ładunku elektrycznego, zapachu (tu tylko dziwność), liczby barionowej. Czasami wprowadza się także μ_C (powab) lub też używa μ_{I3} (dla 3-ciej składowej izospinu) zamiast μ_Q

Istnieje bardzo duża liczba odmian (implementacji) modelu gazu hadronowego – wzory różnią się nieco między sobą

System powstały po zderzeniu A+A jest w nich rozważany jako **Wielki Zespół Kanoniczny (*Grand Canonical Ensemble, GCE*)**. Dla mniejszych systemów (np. C+C, Si+Si, peryferyczne Pb+Pb/Au+Au, p+p) używa się często **Zespołów Kanonicznych (CE)**, gdzie liczby kwantowe (dziwność, liczba barionowa, ładunek) są zachowane ściśle (w każdym zderzeniu) a nie tylko w średniej (bywa też, że zachowana jest ściśle tylko jedna z tych liczb np. dziwność → SCE). Dla zderzeń elementarnych można stosować również Zespół Mikrokanoniczny (MCE), gdzie wszystkie liczby kwantowe są zachowane ściśle a dodatkowo zachowana jest energia i pęd.

Ciekawostka: pojawiają się ostatnio próby fitowania p+p przy użyciu GCE. Ma to sens jedynie w mid-rapidity (zob. dalej), bo używając krotności w 4π spodziewamy się, że liczby kwantowe będą zachowane ściśle w każdym zderzeniu a nie tylko w średniej (powinniśmy fitować używając np. CE)

Autorzy prac to m.in.: J. Cleymans, H. Satz, J. Sollfrank, M. Gaździcki, U. Heinz, J. Rafelski, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. Wessels, G. D. Yen, M. I. Gorenstain, W. Greiner, F. Becattini, K. Redlich, ... Te wszystkie odmiany modelu zakładają, że gaz hadronowy jest przynajmniej zbliżony do równowagi chemicznej

1. Implementacja **Francesco Becattini et al.** (używana m.in. w NA49)

Średnie krotności (w objętości V) hadronów (pierwotnych) i rezonansów hadronowych *i* są dane całką po rozkładzie statystycznym:

$$\langle n_i \rangle^{primary} = \frac{(2J_i+1)V}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{1}{\gamma_S^{-S_i} \exp[(E_i - (\mu_B + \mu_S + \mu_Q))/T] \pm 1}$$

J – spin, "+" dla fermionów (stat. FD), "-" dla bozonów (stat. BE)

Fenomenologiczny czynnik γ_S^{-Si} może być wprowadzony w przypadku kiedy dziwność nie jest w pełnej równowadze chemicznej

S_i – całkowita liczba kwarków dziwnych w hadronie typu *i*

$\boldsymbol{\gamma_s}$ – często nazywane jest ***strangeness (under)saturation factor*** – bierze pod uwagę niekompletną równowagę chemiczną pomiędzy kwarkami dziwnymi i antydziwnymi (do testowania odbiegania od równowagi hadronów zawierających kwark 's'). Parametr wprowadzony "ad hoc" żeby opisać obserwację, że w niektórych (lekkich) systemach produkcja cząstek dziwnych jest niższa w porównaniu do oczekiwań GCE

$\gamma_s \approx 1$ (równowaga chemiczna dziwności) faworyzuje interpretację z QGP

$\gamma_s < 1$ faworyzuje czysto hadronowe wyjaśnienie

γ_S nie zawsze jest używany. Becattini et al., Kampfer, Cleymans et al. implementują γ_S. Braun-Munzinger et al., Redlich, et al. nie używają γ_S. Rafelski et al. wprowadza nawet podobny faktor γ_q dla lekkich kwarków.

2. Implementacja modelu statystycznego gazu hadronowego **Peter Braun-Munzinger et al.** (używana m.in. dla danych STAR)

Wzory pochodzą od P. Braun-Munzinger; szczegóły np. w **hep-ph/0402291**

Grand Canonical Ensemble

partition function Z(T, V)

$$\ln Z_i = \frac{V g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \pm p^2 dp \ln[1 \pm \exp[-(E_i - \mu_i)/T]]$$

+ for fermions
- for bosons

particle density

$$n_i = N/V = -\frac{T}{V}\frac{\partial \ln Z_i}{\partial \mu} = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2\, \mathrm{d}p}{\exp[(E_i - \mu_i)/T] \pm 1}$$

$$\mu_i = \mu_B B_i + \mu_S S_i + \mu_{I_3} I_i^3$$

spin-isospin degeneracy factor $g_i=(2J_i+1)(2I_i+1)$

T – temperature
E – total energy

for every conserved quantum number there is a chemical potential μ
but can use conservation laws to constrain:

- Baryon number: $V \sum_i n_i B_i = Z + N \quad \to V$
- Strangeness: $V \sum_i n_i S_i = 0 \quad \to \mu_S$
- Charge: $V \sum_i n_i I_i^3 = \frac{Z - N}{2} \quad \to \mu_{I_3}$

po uwzględnieniu można zredukować μ_i do pojedynczego efektywnego potencjału barionowego μ_b

This leaves only μ_b and T as free parameter when 4π considered

for rapidity slice fix volume e.g. by dN_{ch}/dy

Uzupełnienie do poprzedniej strony:

każdy zapach kwarka ma własny potencjał chemiczny
ale zwykle rozważa się tylko 2 - dla lekkich kwarków μ_q i dla kwarka dziwnego μ_s

$$\mu_q = \frac{1}{2}(\mu_u + \mu_d)$$

dodatkowo definuje się barionowy potencjał chemiczny: $\mu_B = 3\mu_q$
oraz potencjał chemiczny dla liczby kwantowej dziwności: $\mu_S = \mu_q - \mu_s$

Dlatego dla hadronu z liczbą barionową B i zawartością dziwności S
chemiczny potencjał jest :

$$\mu_{hadron} = B\mu_B + S\mu_S$$

$$\mu_{hadron} = n_q \mu_q + n_s \mu_s$$

← **Tu μ_Q lub μ_{I3} nie brane pod uwagę;**
jeśli uwzględnić Q byłoby np. $\mu_{hadron} = B\,\mu_B + S\,\mu_S + Q\,\mu_Q$
(B = 0, ±1; S = 0, ±1, ±2, ±3; Q = 0, ±1, ±2)

gdzie n_q i n_s to liczby lekkich/dziwnych kwarków walencyjnych w hadronie

Przykład - potencjał chemiczny dla hiperonu Ξ^-

$$\mu_{\Xi^-} = \mu_B - 2\mu_S = \mu_q + 2\mu_s$$

$$\begin{aligned}
\mu_u &= \frac{1}{3}\mu_B + \frac{2}{3}\mu_Q \\
\mu_d &= \frac{1}{3}\mu_B - \frac{1}{3}\mu_Q \\
\mu_s &= \frac{1}{3}\mu_B - \frac{1}{3}\mu_Q - \mu_S
\end{aligned}$$

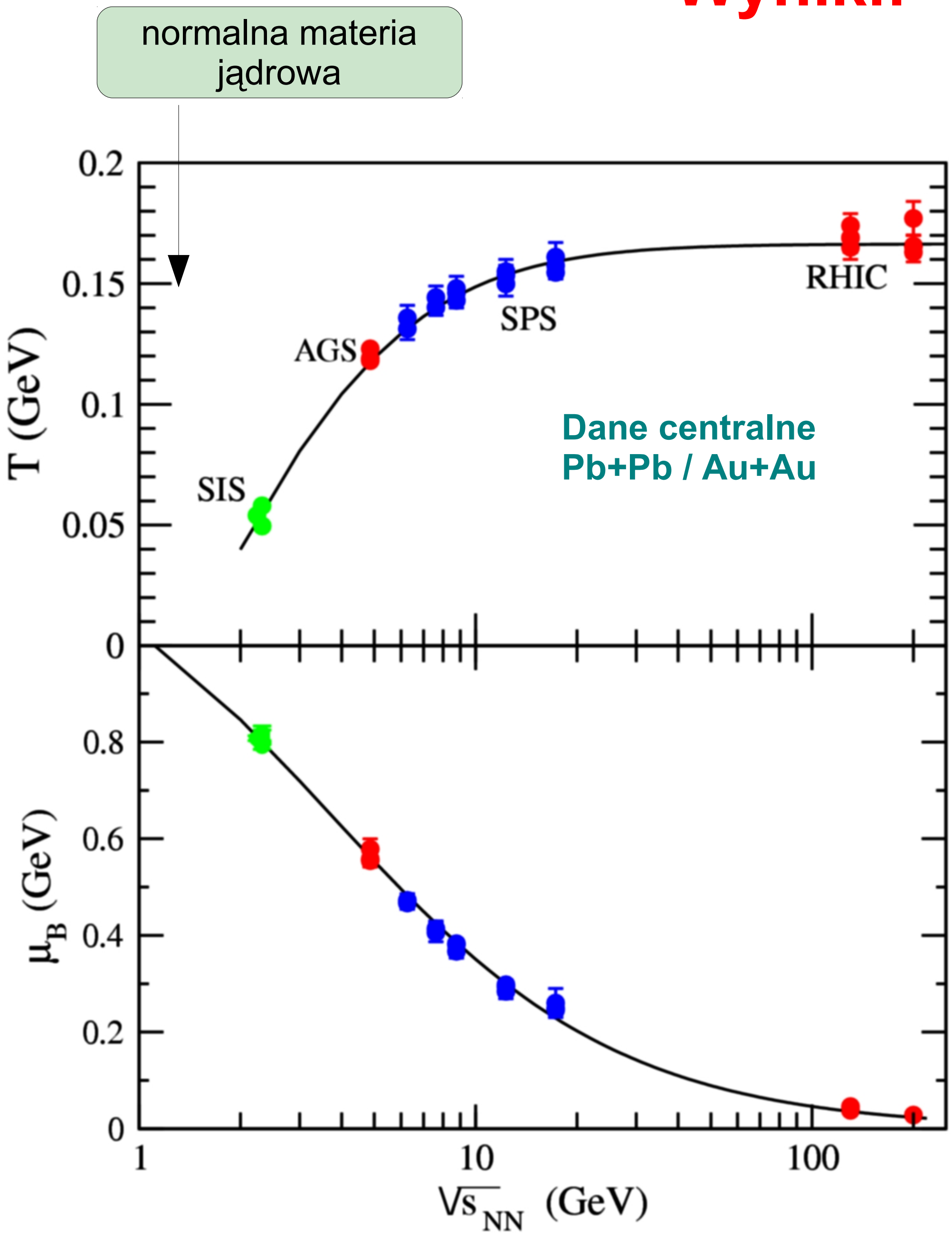
Jak to wygląda w praktyce?

Parametrami wejściowymi modelu są:
a) krotności cząstek (np. u F. Becattiniego)
b) stosunki produkcji różnego typu cząstek np. p/π, antyp/p, K^+/K^-, antyΛ/Λ, etc. (np. u P. Braun-Munzingera). Stosunków krotności a nie całych krotności poszczególnych cząstek używa się żeby np. wyeliminować objętość układu

Parametry dofitowania (wolne parametry) to np. w implementacji F. Becattiniego: **V, $T_{(ch)}$**, barionowy potencjał chemiczny $\boldsymbol{\mu_B}$, $\boldsymbol{\gamma_S}$ (dla niektórych systemów fituje też μ_S lub pozbywa się μ_B – zob. dodatki). W implementacji P. Braun-Munzingera pozostawia się zwykle jedynie temperaturę i barionowy potencjał chemiczny: $\mathbf{T_{(ch)}}$, $\boldsymbol{\mu_b}$

Żeby pozbyć się pozostałych parametrów np. μ_S, μ_Q lub μ_{I3} (w zależności od implementacji modelu) korzysta się z różnych założeń, przykłady na pop. stronach lub poniżej:
$\boldsymbol{\Sigma_i(S_i N_i) = 0}$ (całkowita dziwność systemu)
$\boldsymbol{\Sigma_i(Q_i N_i)/\Sigma_i(B_i N_i) = Z/A}$ (ładunek do l. barion. musi być taki jak przed zderzeniem)
$\boldsymbol{Q_i = I_{3i} + (B_i + S_i)/2}$ (formuła Gell-Manna Nishijimy)

Wyniki:



„Chemiczne fity" zrobione do stosunków produkcji cząstek (*particle yield ratios*) różnego typu **J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton**

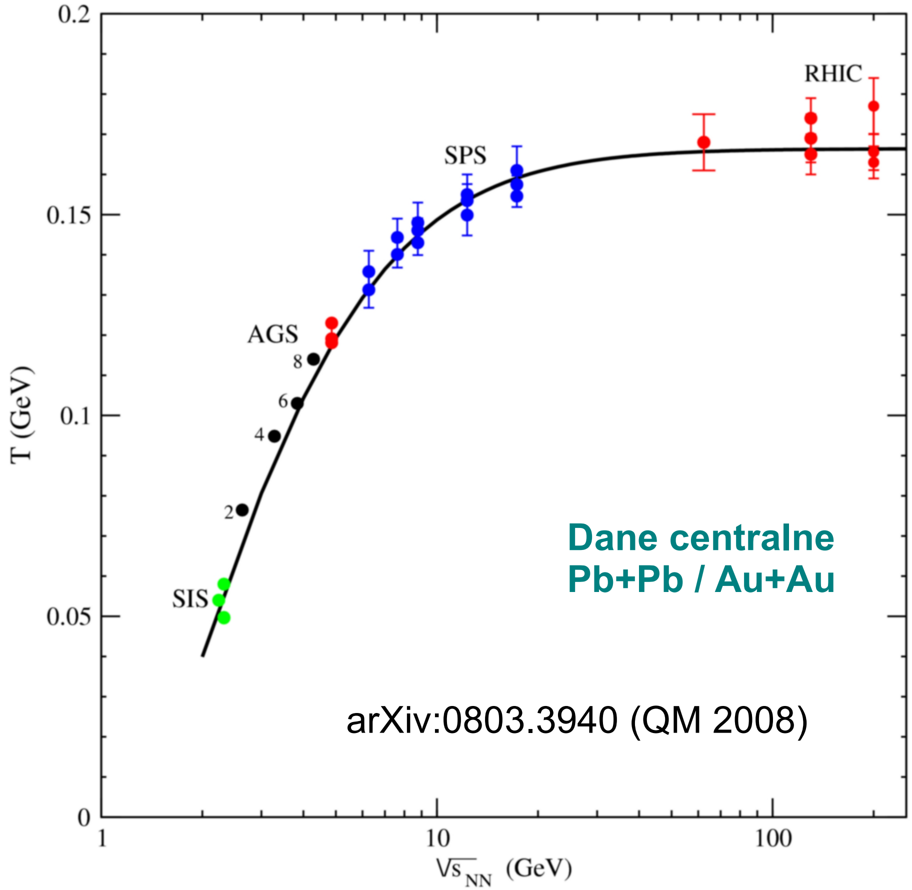
Rys. z pracy arXiv:0911.0526

W obszarze energii AGS i SPS T_{ch} silnie zależą od energii; dla RHIC (i powyżej) – zależność bardzo słaba

T_{ch}, μ_B dla zderzeń <u>centralnych</u> zależą od energii i leżą na gładkiej krzywej (potencjał barionowy spada a temperatura wymrożenia chemicznego rośnie ze wzrostem energii)

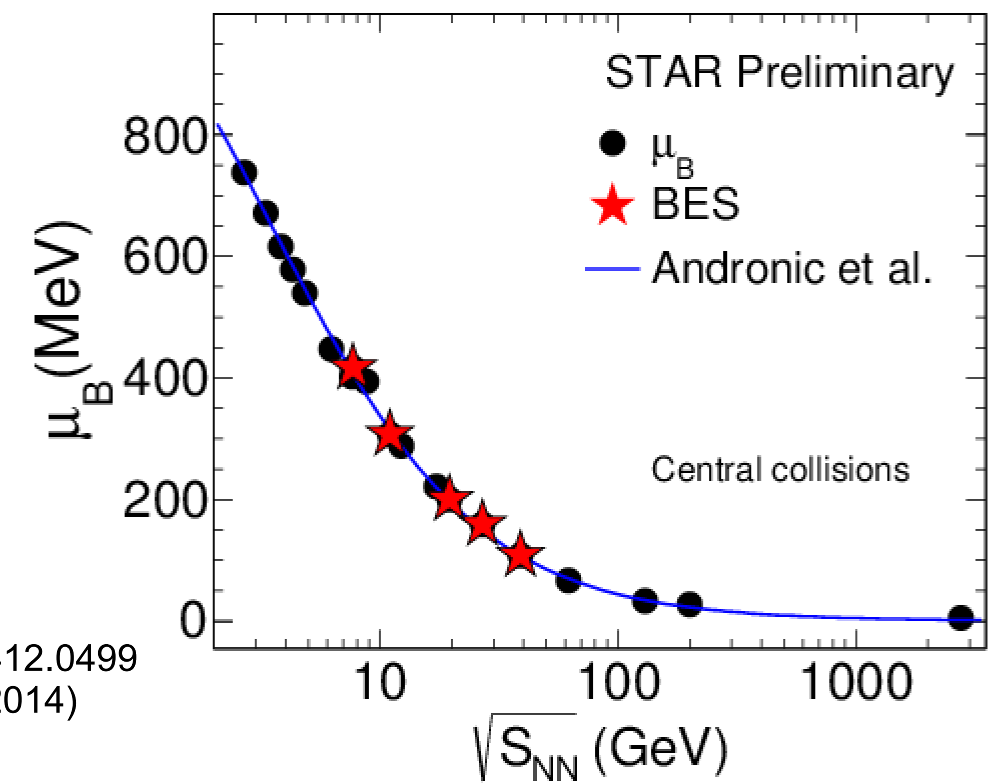
dla top RHIC $\mu_B \approx 20 - 40$ MeV

Wyniki (inne przykłady dopasowania)

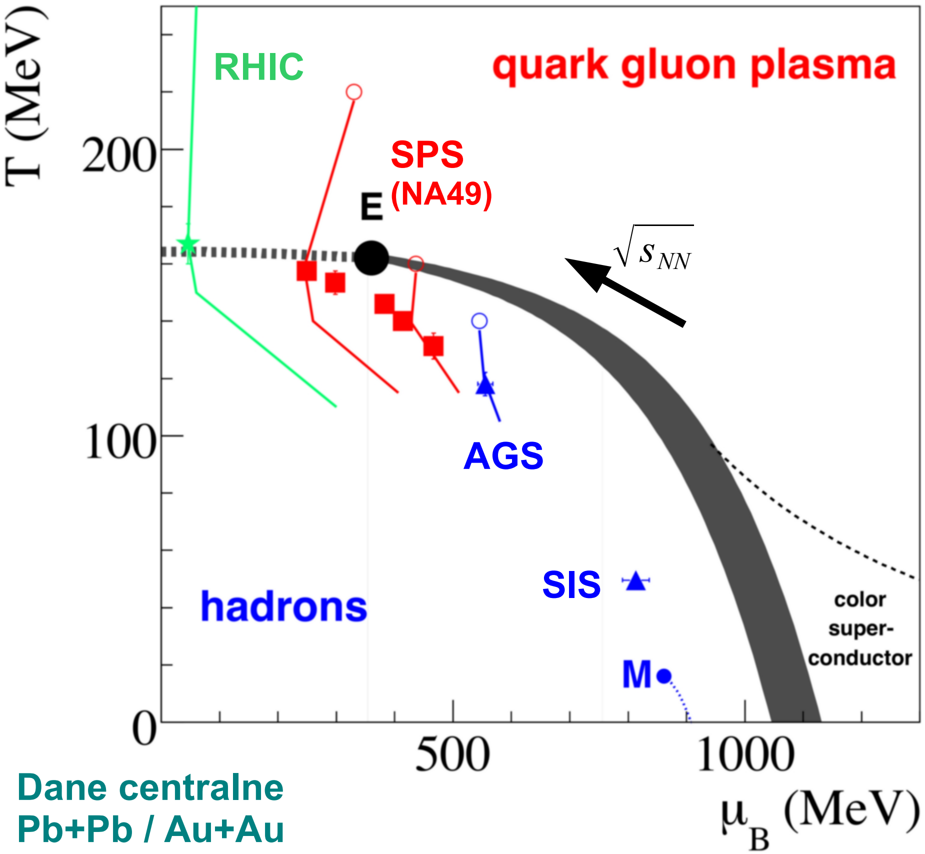


Lewy: dane dla 3 najw. energii RHIC:
J. Cleymans, R. Sahoo, D. P. Mahapatra, D. K. Srivastava, S. Wheaton

W obszarze energii AGS i SPS T_{ch} silnie zależą od energii; dla RHIC – zależność bardzo słaba (wypłaszczenie)



arXiv:1412.0499 (ISMD 2014)



Dane centralne
Pb+Pb / Au+Au

Punkty wymrożenia chemicznego – punkty na diagramie (T, μ_B)

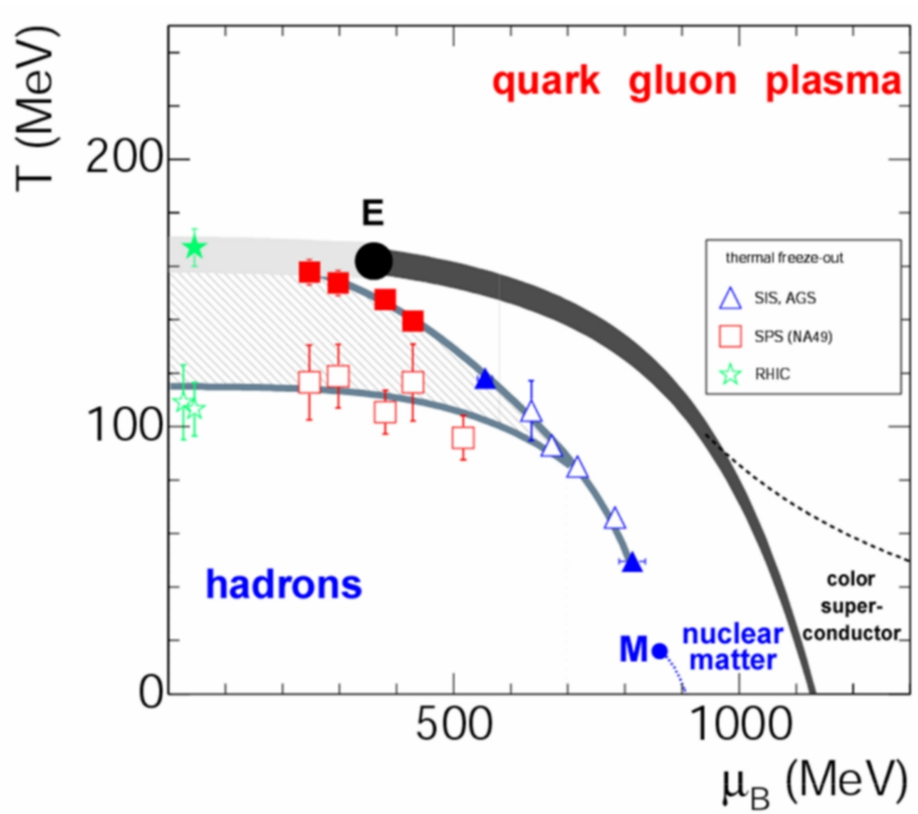
punkty „doświadczalne” wymrożenia chemicznego dla różnych akceleratorów – **dla energii RHIC (i LHC) oraz top SPS punkty leżą bardzo blisko przewidywanej granicy przejścia do QGP** (raczej cross-over) ⇒ tuż po zderzeniu najprawdopodobniej mogła być wyprodukowana QGP

HG dopasowania: Becattini et al., Cleymans, Redlich et al.

1. Otwarte kółka – hipotetyczne punkty na diagramie fazowym osiągane po zderzeniu – ich położenie silnie zależy od przyjętego modelu (!)

2. Punkty zamknięte – punkty wymrożenia chemicznego. **Temperatura wymrożenia chemicznego i barionowy potencjał chemiczny** – z krotności różnych typów cząstek + model statystyczny gazu hadronowego (w równowadze chemicznej). **Punkty te dla RHIC leżą blisko przewidywanej krzywej dla przejścia fazowego ⇒ chemiczne wymrożenie praktycznie tuż po zmianie fazy, tuż po hadronizacji?**

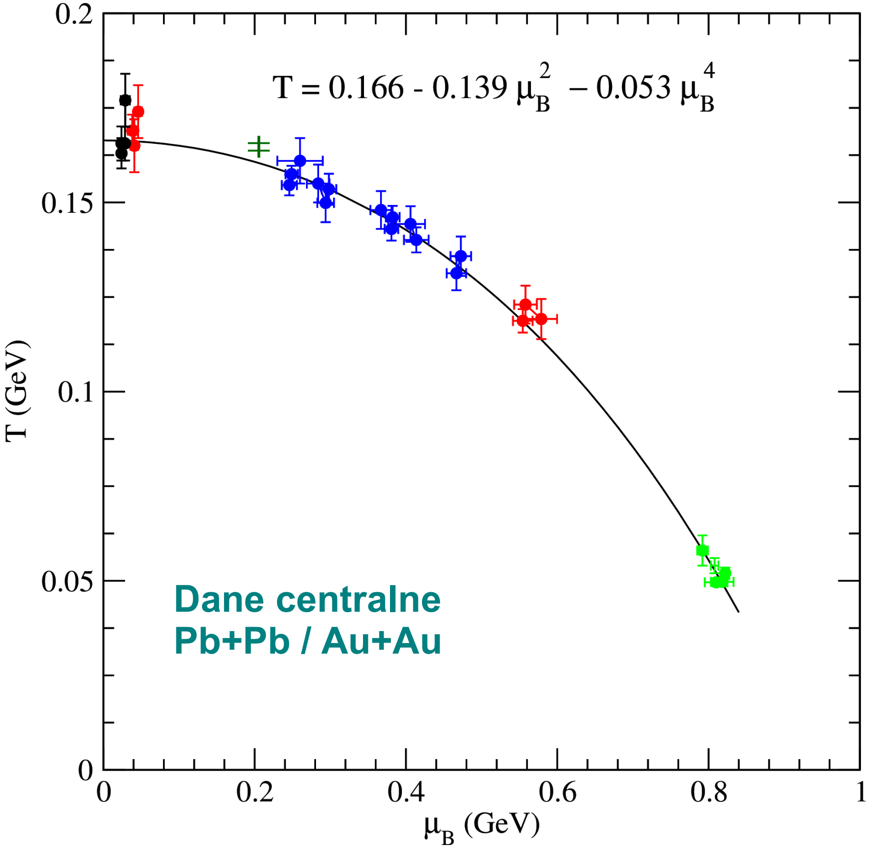
3. Końcówki krzywych na wykresie – punkty wymrożenia termicznego (kinetycznego). **Temperatura wymrożenia termicznego** – najczęściej blast-wave model



Przy wysokich energiach (RHIC, LHC) faza hadronowa (po hadronizacji a przed wymrożeniem chemicznym) jest bardzo krótka; punkty wymrożenia chemicznego leżą prawie dokładnie na przewidywanej (lattice) granicy przejścia do QGP

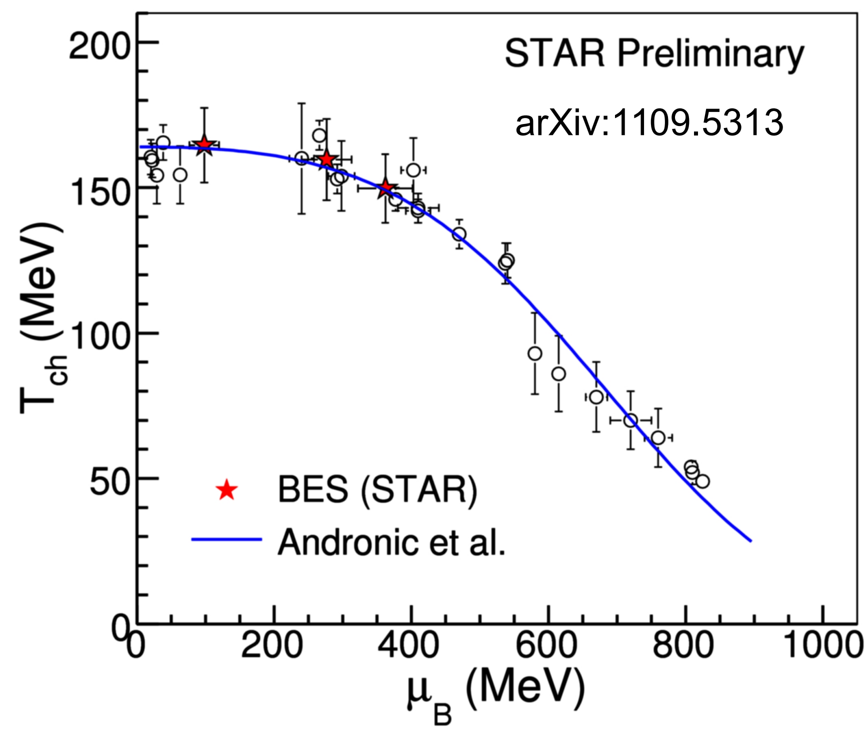
Ciekawostka dla zainteresowanych: pojawiają się analizy (w modelach gazu hadronowego) w których po uwzględnieniu różnych efektów w stanie końcowym (np. anihilacja barion - anty-barion), można (również dla większych μ_B) uzyskać zgodność krzywej wymrożenia chemicznego i hadronizacji ! Zob. Becattini, Bleicher, Steinheimer, Stock, arXiv:1712.03748

Czasami (ale rzadko) punkty freeze-outu termicznego (tu otwarte symbole) umieszcza się na tym samym diagramie co punkty freeze-outu chemicznego (tu zamknięte symbole) mimo, że dla wymrożenia termicznego nie wyznacza się czegoś takiego jak barionowy potencjał chemiczny. Wtedy najczęściej obu wymrożeniom przypisuje się tą samą wartość μ_B (ta strona) lub przesuwa się wartości w kierunku materii jądrowej (końcówki krzywych na poprzedniej stronie)



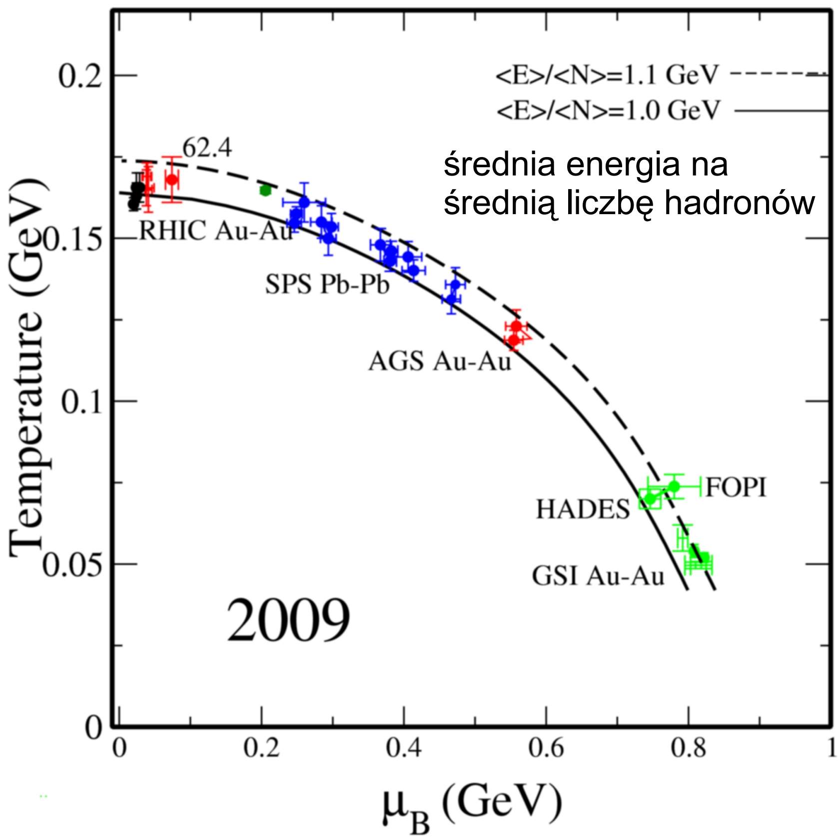
Lewy: **J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton,** Phys. Rev. C73, 034905 (2006), hep-ph/0511094

Uwaga: linia ciągła (lewy, prawy) jedynie łączy dane (parametryzuje) i NIE jest granicą przejścia fazowego (granica pokazana była np. na poprzedniej stronie)



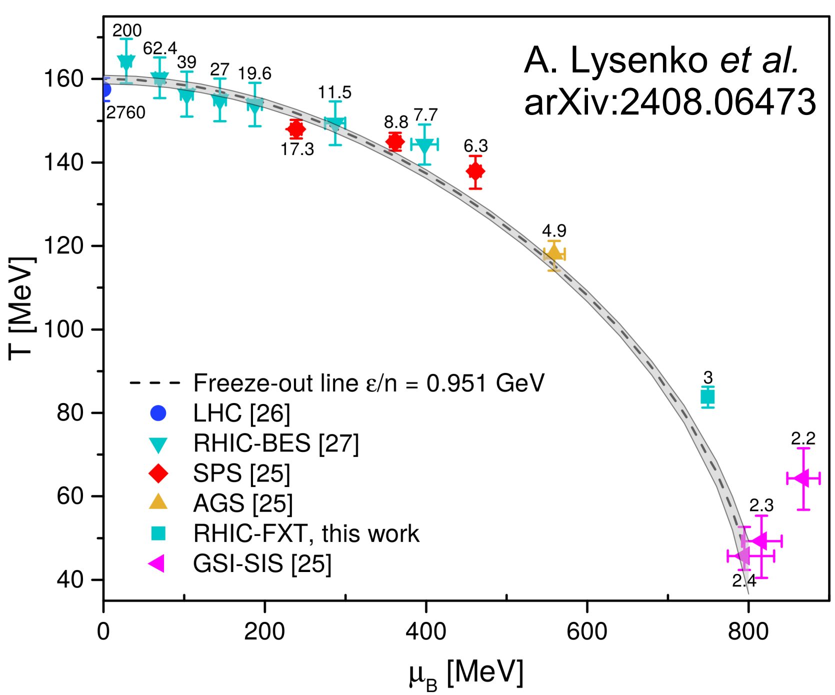
Punkty wymrożenia chemicznego (to już jest gaz hadronowy!) powinny leżeć poniżej granicy przejścia fazowego;
jeśli nie leżą to:
1. teoretyczna granica przejścia fazowego może być niedokładnie wyznaczona
2. punkty doświadczalne mogą być niedokładnie obliczone
3. jedno i drugie

Dane centralne
Pb+Pb / Au+Au

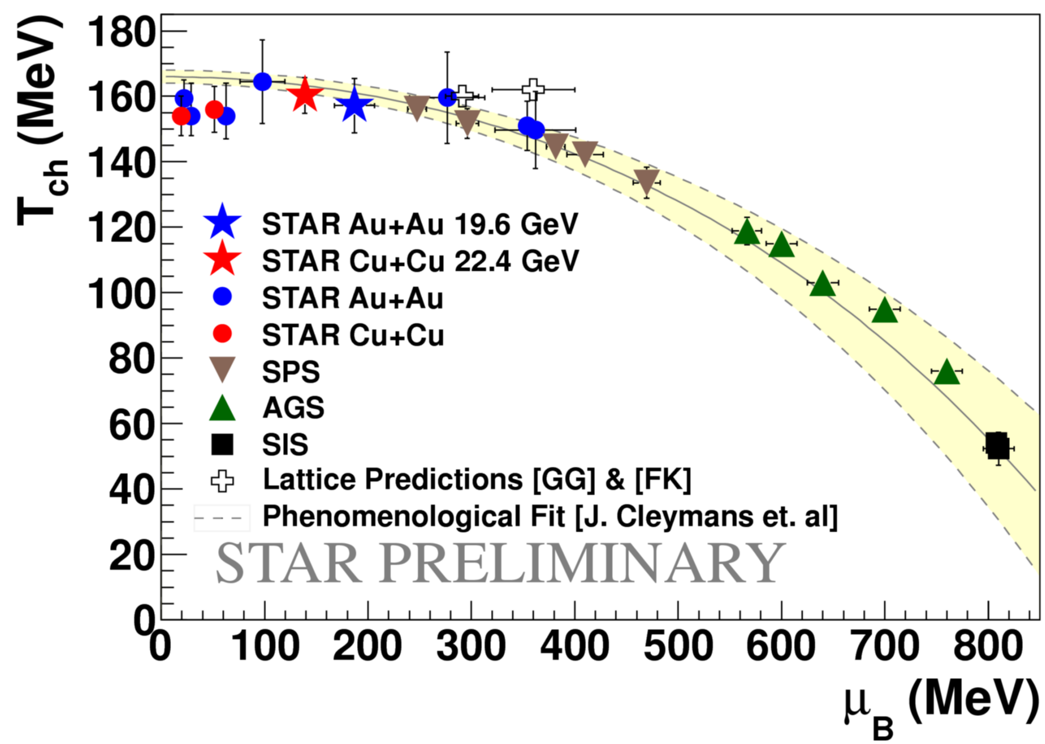


J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton

Rys. z pracy arXiv:0911.0526



S. Kabana (for STAR),
arXiv:1203.1814



Obliczenia w oparciu o GCE (z wynikami LHC)

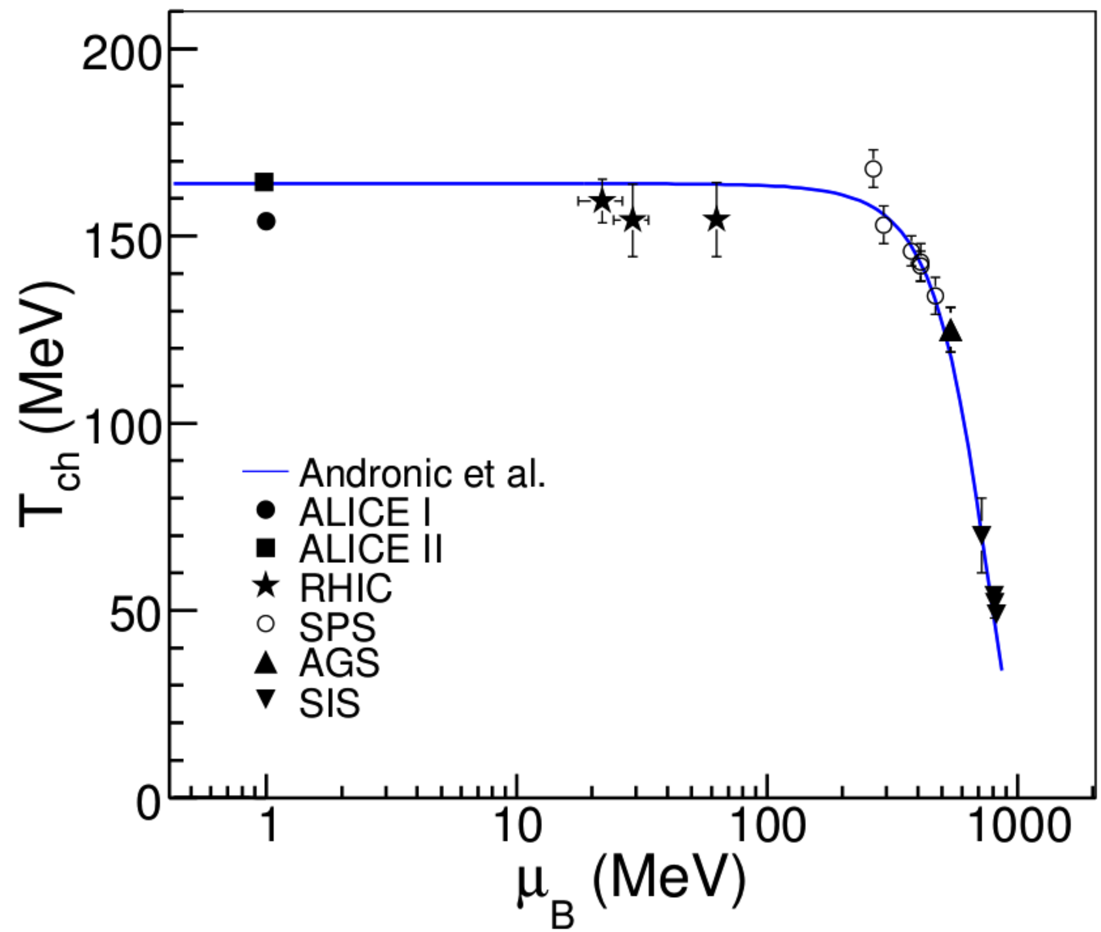
Pokazano **dwie wartości temperatury wymrożenia chemicznego dla ALICE**:

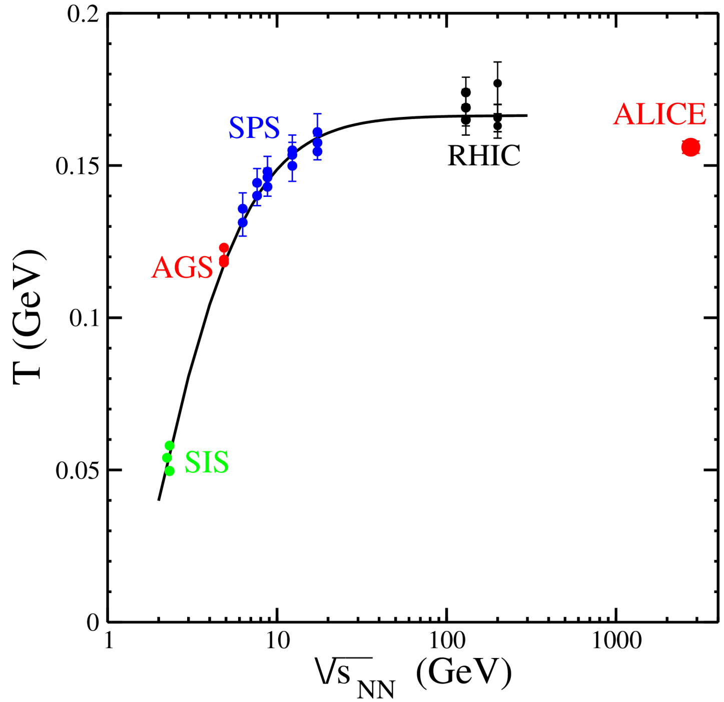
1. **T_{ch} = 164 MeV** (i ustalone μ_B = 1 MeV) – odtwarza stosunki krotności cząstek (w tym wielokrotnie dziwnych Ξ i Ω) ale ma problemy z opisem Λ/π oraz p/π – zob. dalsze slajdy
2. **T_{ch} = 152 MeV** (i ustalone μ_B = 1 MeV) – odtwarza Λ/π oraz p/π ale ma problemy z multidziwnymi cząstkami

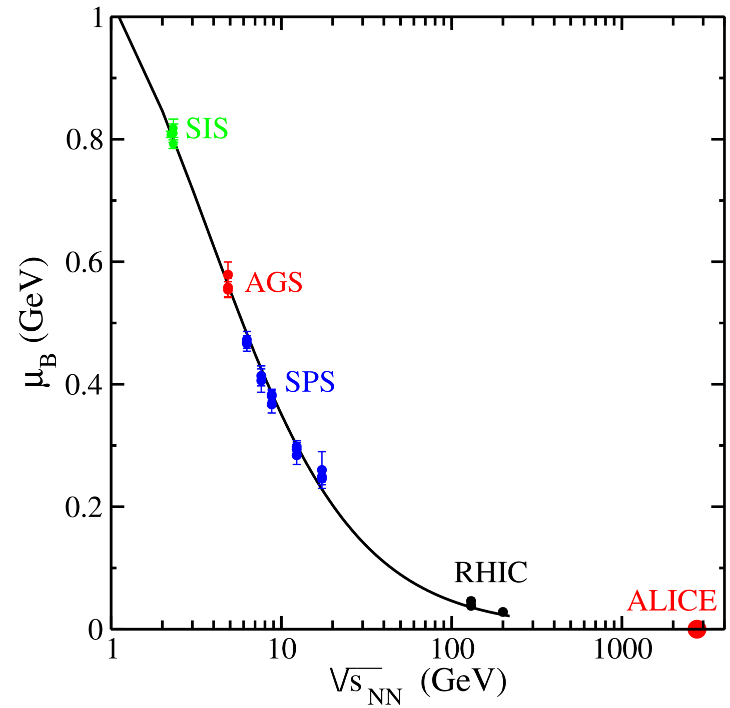
Problem może mieć związek z oddziaływaniami w stanie końcowym (arXiv:1304.2969). Zob. też prace na ten temat z użyciem UrQMD: arXiv:1203.5302, arXiv:1212.2431

Rys. arXiv:1304.2969

Dane centralne A+A

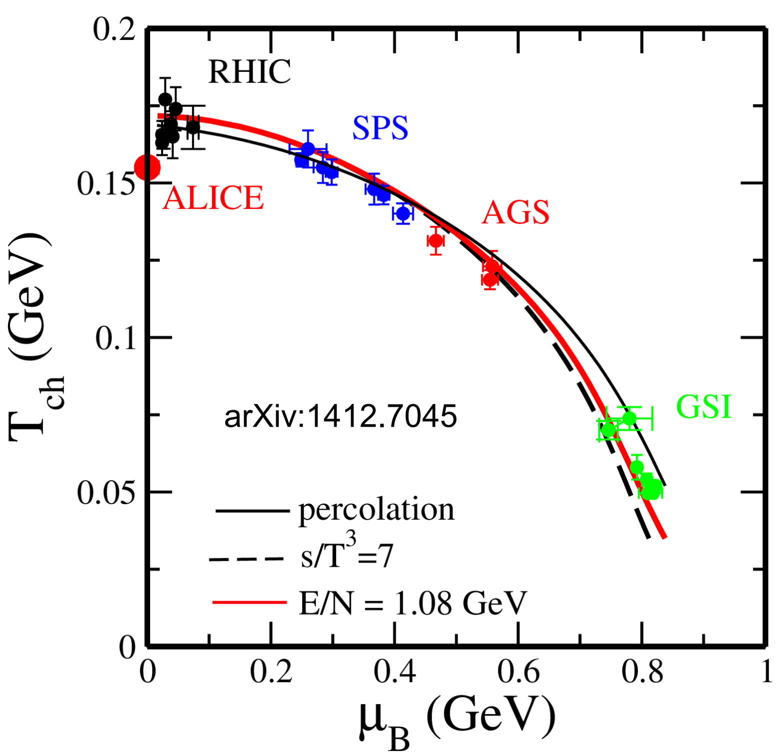


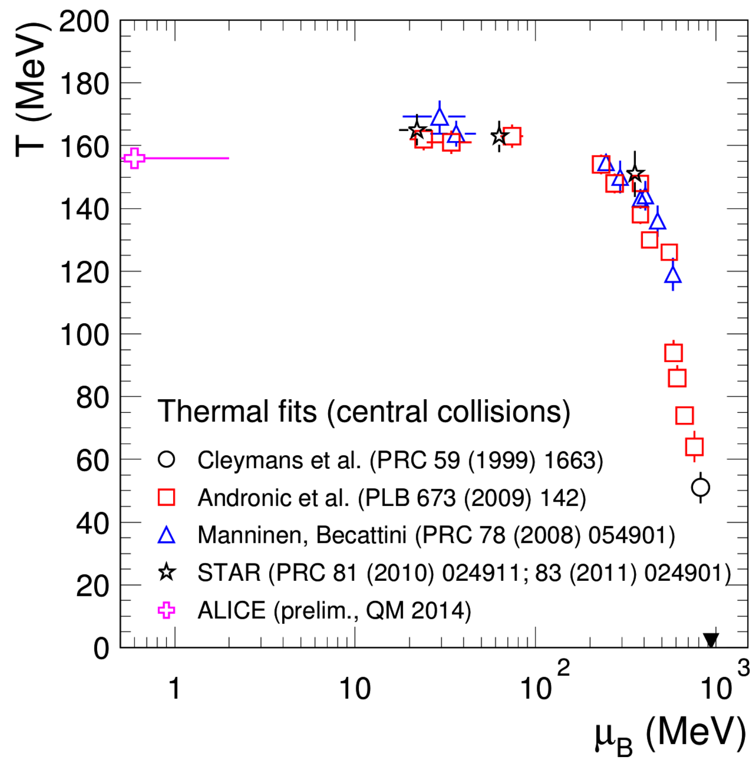




Ponowna kompilacja wyników z dołożonym punktem dla ALICE (tu pokazano T_{ch}= 155 MeV); temperatura (ALICE) nieco niższa niż oczekiwano

Rys. z pracy przeglądowej J. Cleymans, arXiv:1412.7045





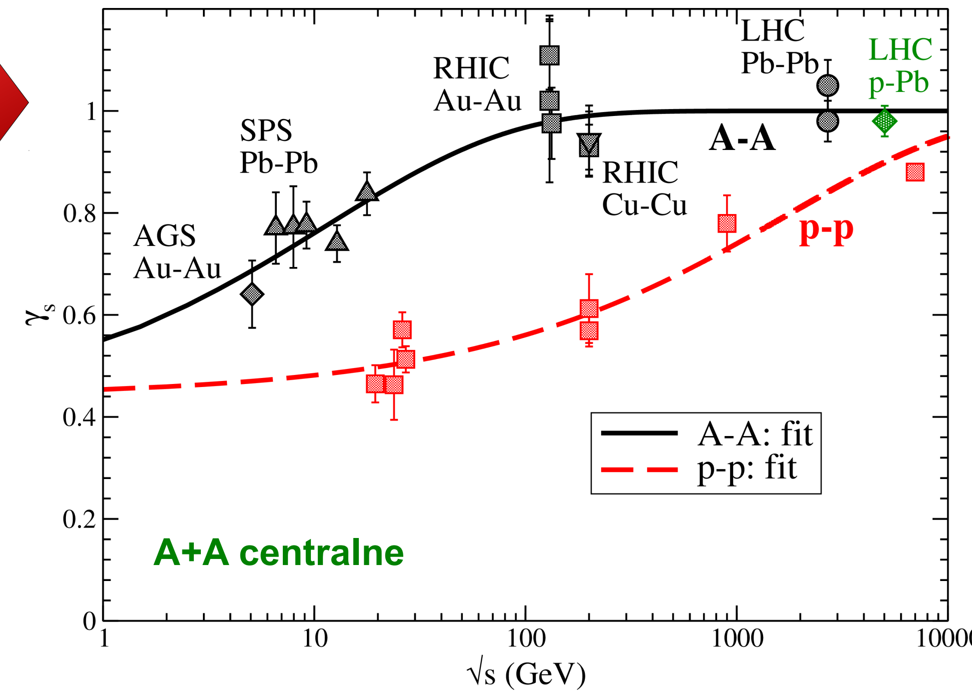
P. Braun-Munzinger, et al. (przeglądowa) arXiv:1510.00442

← dla LHC μ_B = 0 (z fitu) ale na rys. użyto 0.6 bo skala jest logarytmiczna

Czarny trójkąt – normalna materia jądrowa

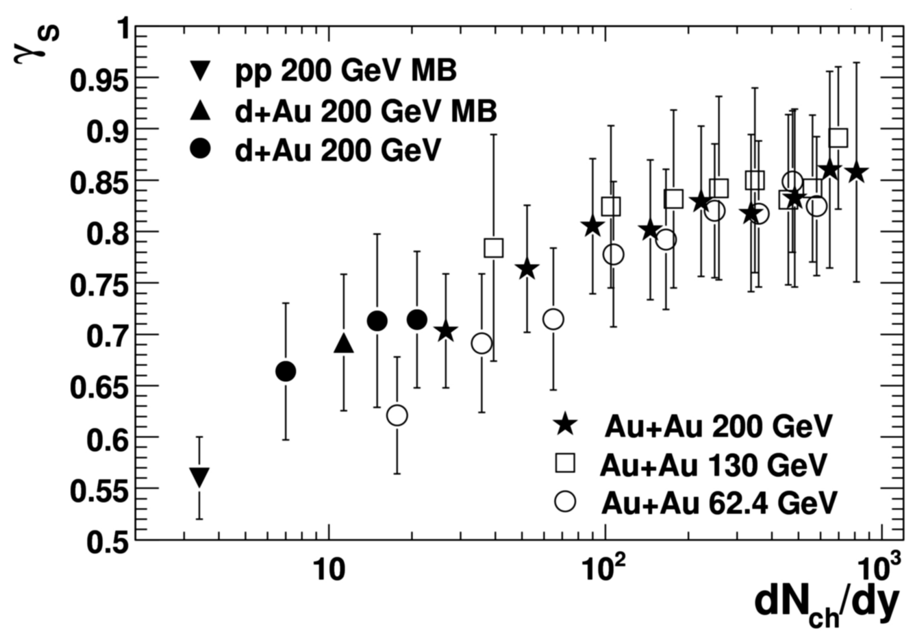
Wartości γ_s osiągające 1 (np. dla centralnych zderzeń Au+Au przy RHIC) oznaczają, że produkowana dziwność jest w stanie bliskim równowagi (kwarki dziwne w równowadze z kwarkami u i d)

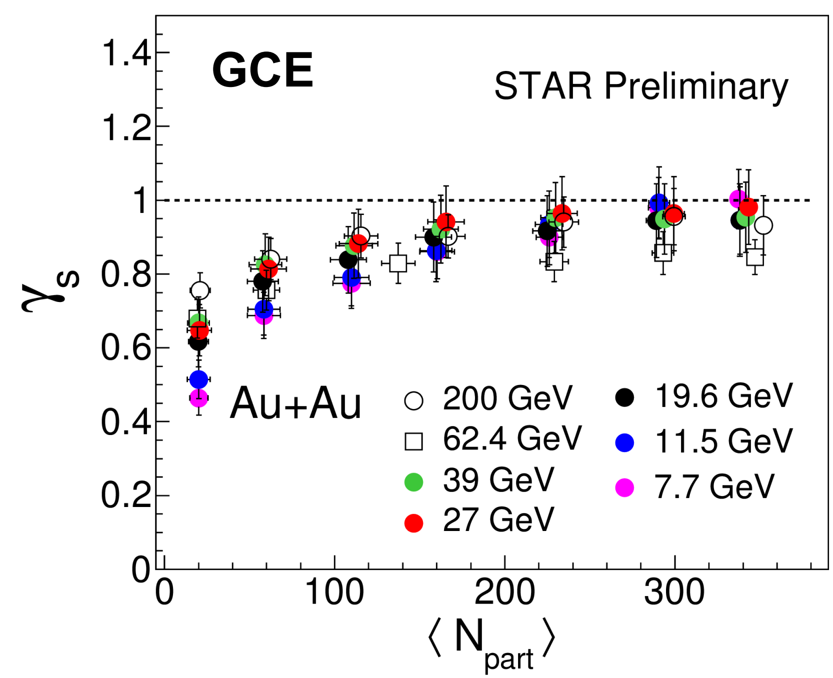
arXiv:1709.02706



γ_s rośnie dla centralnych zderzeń osiągając wartość około 1 w najbardziej centralnych Au+Au przy RHIC → dziwność jest chemicznie prawie zrównoważona z lekkimi zapachami

STAR: arXiv:0808.2041





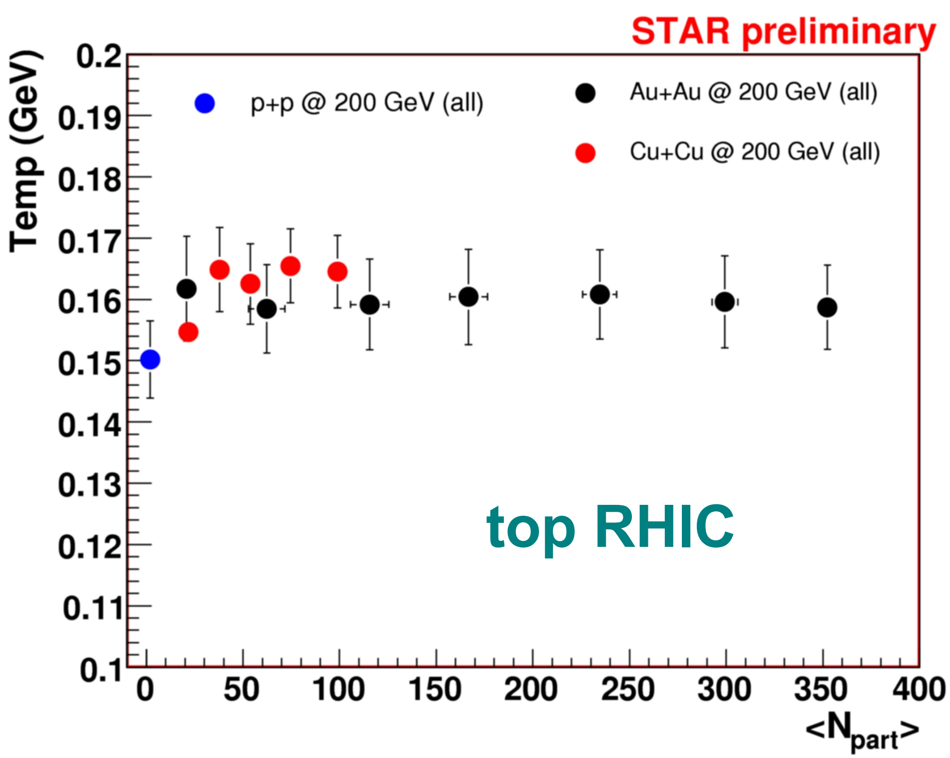
arXiv:1412.0350 (ISMD 2014)

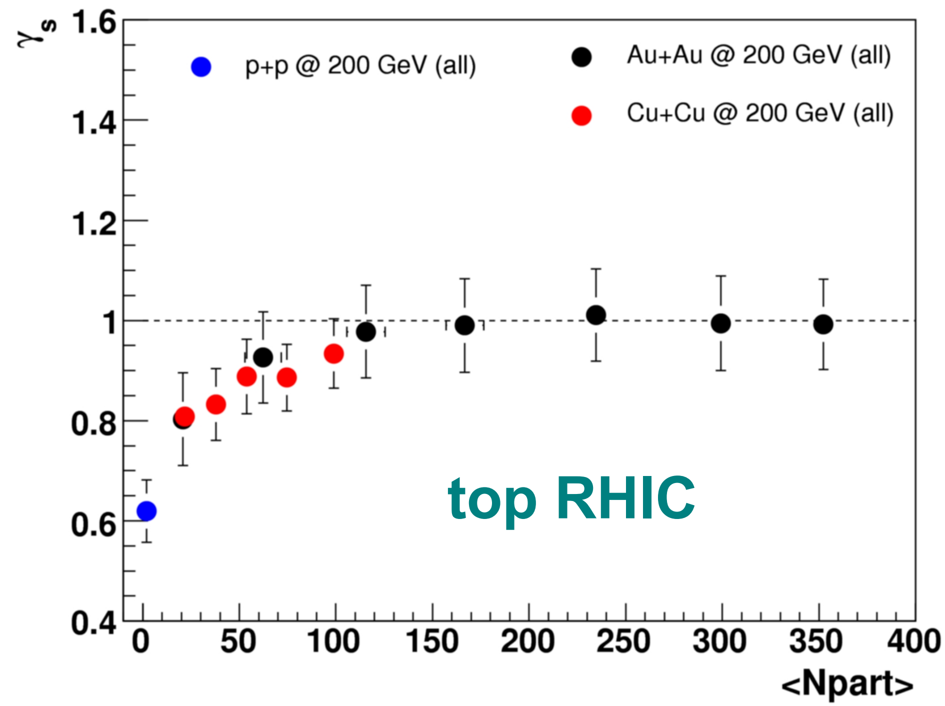
Dopasowanie w ramach **modelu THERMUS** (Cleymans i inni, 2008) który w ramach GCE daje T_{ch}, μ_B, μ_S, γ_s. Piony i protony poprawione na feed-down od słabych rozpadów (przed dofitowaniem w ramach modelu).

γ_s pokazuje odchylenie od jedynki dla mniejszych systemów Cu+Cu i peryferycznych Au+Au

→ w mniejszych systemach produkcja dziwności prawdopodobnie nie powinna być opisywana prostym Wielkim Zespołem Kanonicznym (*Grand-Canonical Ensemble*)

Rys. arXiv:0812.4157, **0812.4080**, 0901.0910

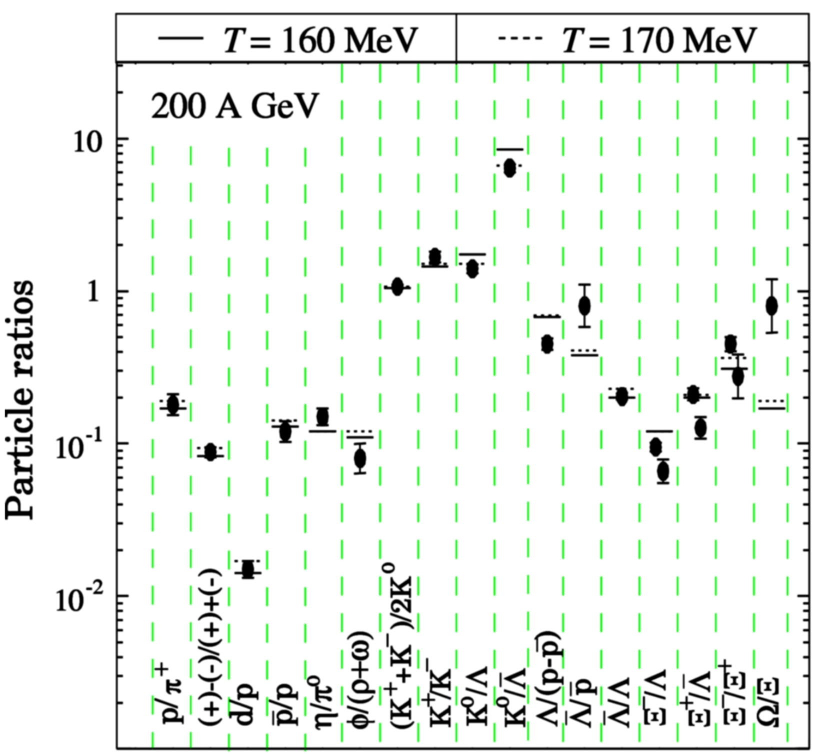


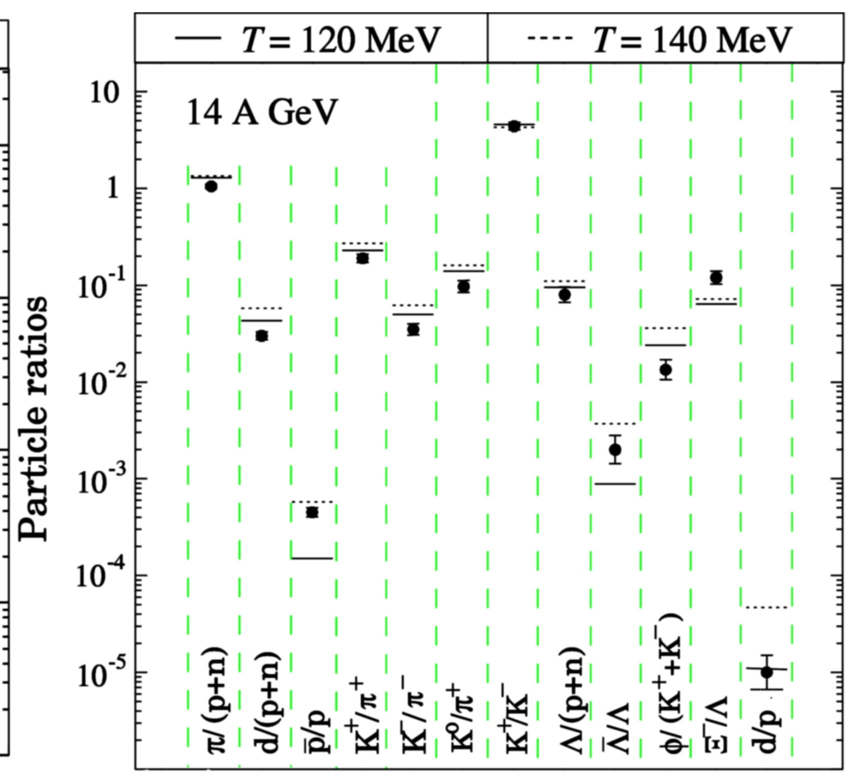


A teraz w drugą stronę tj. jeśli znajdziemy i założymy jakąś temperaturę wymrożenia chemicznego i potencjały chemiczne to **możemy mając T_{ch} i μ_B odtworzyć krotności cząstek lub/i stosunki krotności cząstek.**

Uwaga: w krotnościach (końcowych) cząstek, które porównamy z danymi, uwzględnia się wkład od rozpadów niestabilnych rezonansów i cięższych cząstek (wzory modelu podane wcześniej opisują i hadrony pierwotne i rezonanse; $\langle n_j \rangle^{final} = \langle n_j \rangle^{primary}$ + wkład od rozpadu niestabilnych cięższych hadronów; na podstawie znanych BR)

Model gazu hadronowego od wielu lat daje dość dobry opis produkcji wszystkich hadronów nie tylko w A+A (Au+Au, Pb+Pb) ale, co zaskakujące, i w zderzeniach elementarnych (e^++e^-, p+p, antyp+p; tu dla małych systemów zamiast *grand-canonical ensemble* → (*micro*)*canonical ensemble*) – to jest zresztą bardzo ciekawe jak modele termiczne mogą działać tak dobrze dla nietermicznych systemów np. e^+e^- ??





Rys. lewy – stare dane SPS, prawy – AGS (dane A+A)

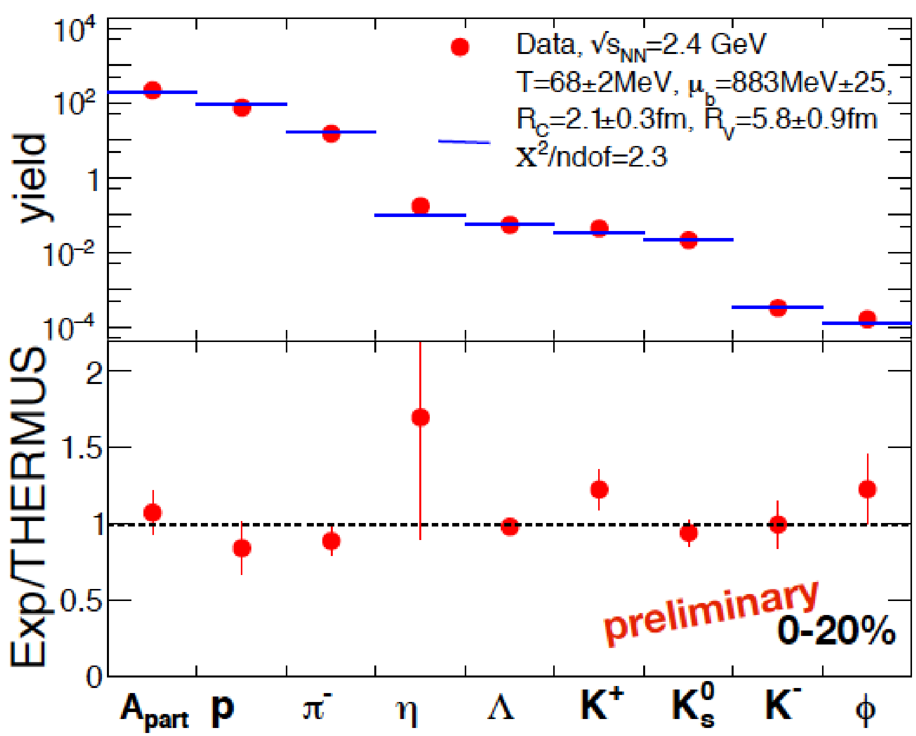
Wyniki eksperymentów przy niższych energiach:

1. HADES (GSI, SIS-18), Au+Au, $\sqrt{s_{NN}}$=2.4 GeV, GCE (T, μ_B, V; z krotności w 4π)

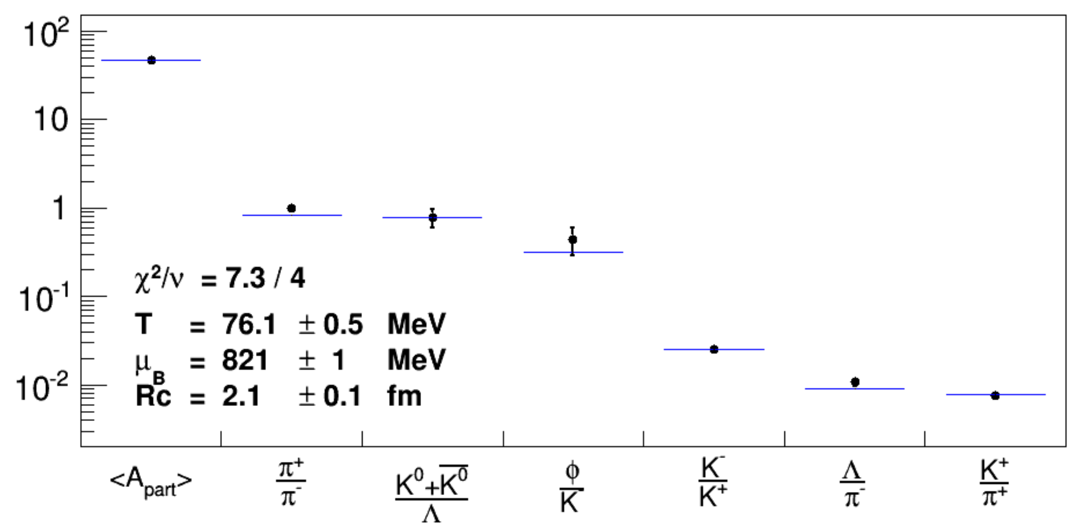
T. Galatyuk, CPOD 2018

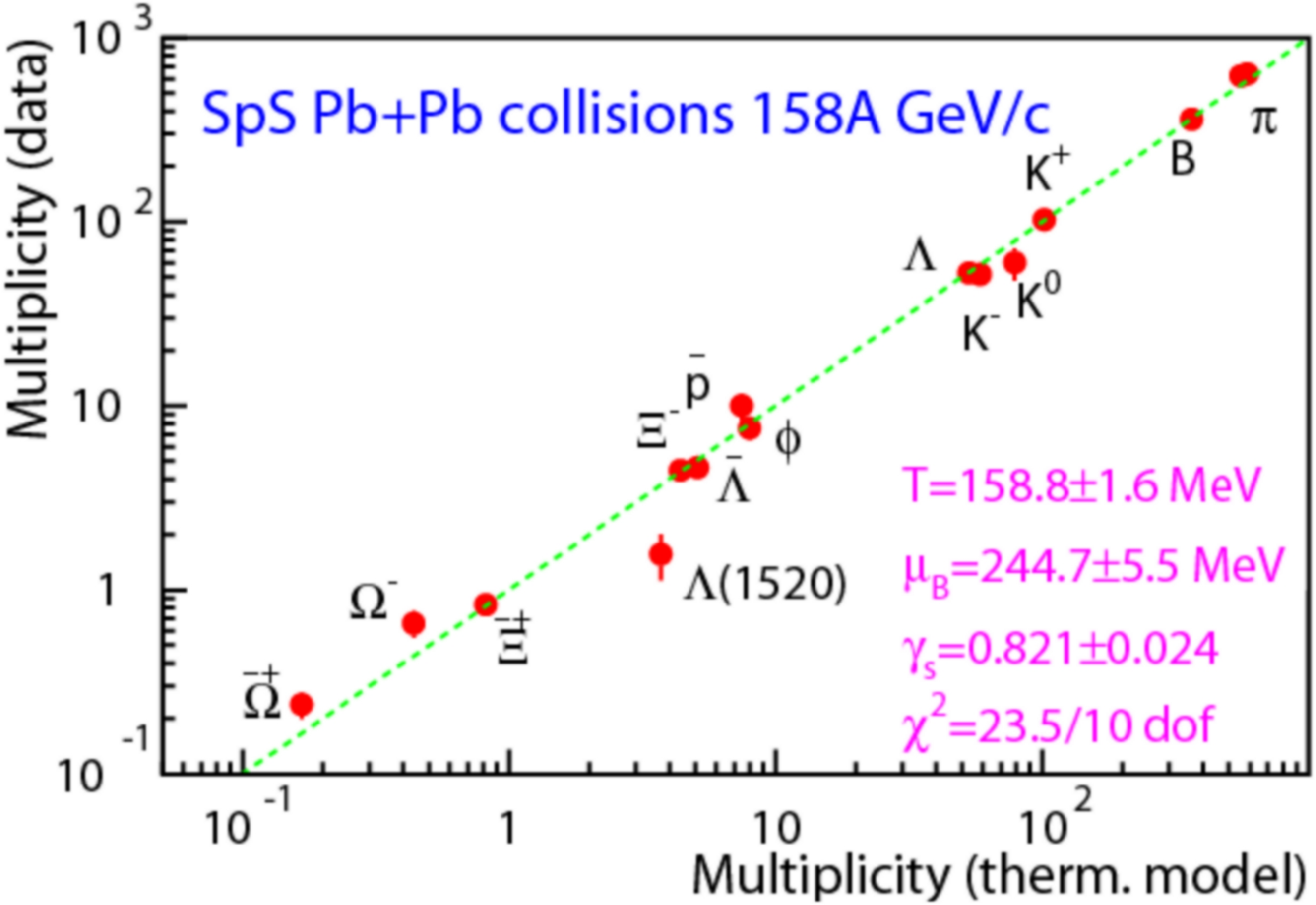
2. FOPI (GSI, SIS-18), Ni+Ni przy E_k wiązki = 1.9A GeV ($\sqrt{s_{NN}}$=2.7 GeV), THERMUS S-Canonical

K. Piasecki et al. (FOPI), Phys. Rev. C 99, 014904 (2019) oraz prywatna komunikacja



Małe wartości temperatur, duże (w por. do SPS, RHIC, LHC) wartości μ_B





SPS
F. Becattini

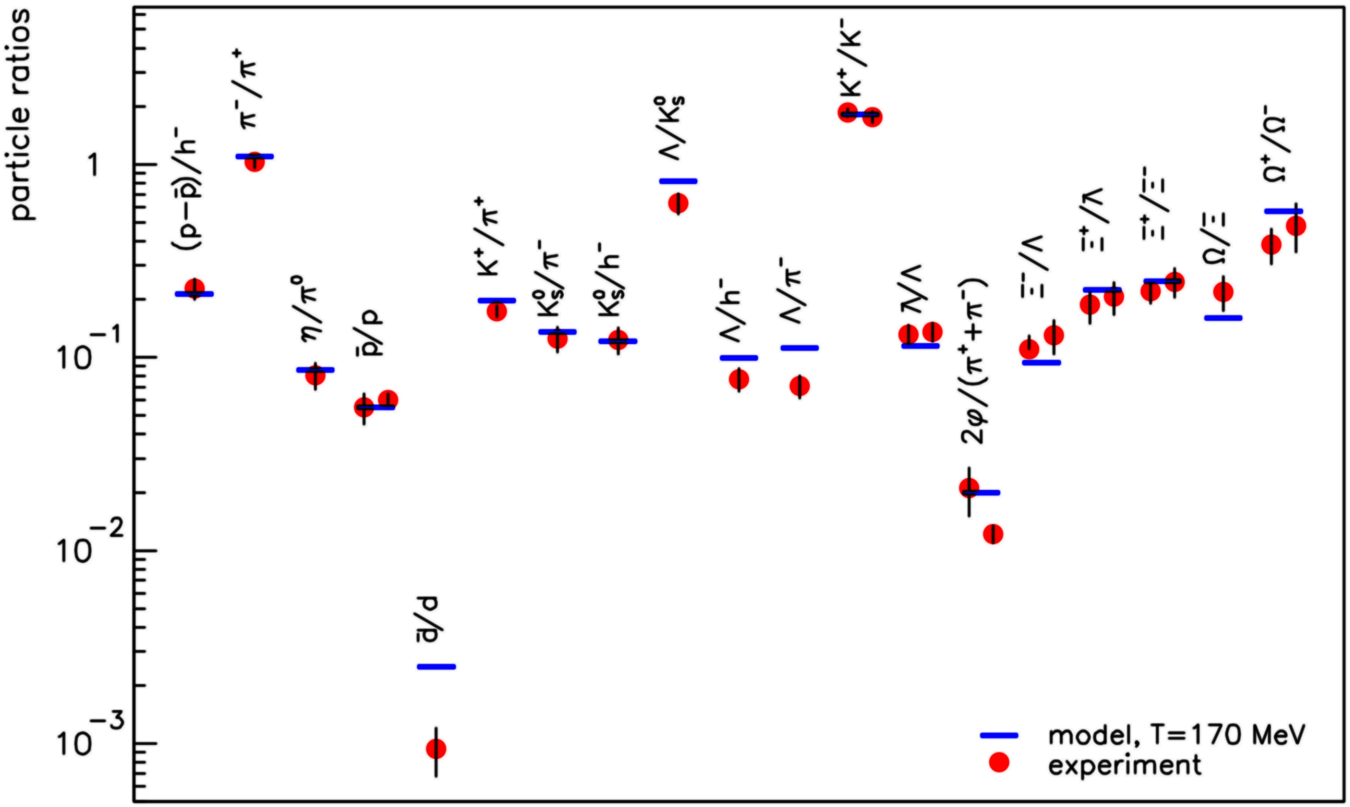
$\sqrt{s_{NN}}$=17.3 GeV

Porównanie krotności cząstek z danych (pionowo) NA49 z tym co daje model (poziomo) gazu hadronowego (F. Becattini et. al.)

Fity:
F. Becattini et. al.
Phys. Rev. C73, 044905 (2006)

$$\langle n_i \rangle = \frac{(2J_i+1)\,V}{(2\pi)^3}\int d^3p\,\frac{1}{\gamma_s^{-S_i}exp[(E_i-(\mu_B+\mu_S+\mu_Q))/T]\pm 1}$$

Wspólne wartości T_{chem} (i potencjały chemiczne) opisujące dobrze wszystkie produkowane cząstki to kolejny argument za równowagą osiąganą w systemie (tym razem w momencie wymrożenia chemicznego)



SPS
P. Braun-Munzinger

$\sqrt{s_{NN}}$=17.3 GeV

Porównanie stosunków krotności cząstek z danych (punkty) NA49 z tym co daje model (nieb. linie)

T_{ch} = 170 ± 5 MeV μ_B = 255 ± 10 MeV – wolne parametry

Fity:
A. Andronic, P. Braun-Munzinger
hep-ph/0402291

Dane centralne
Pb+Pb

free parameters:
$T = 0.170 \pm 0.005$ GeV
$\mu_b = 0.255 \pm 0.010$ GeV

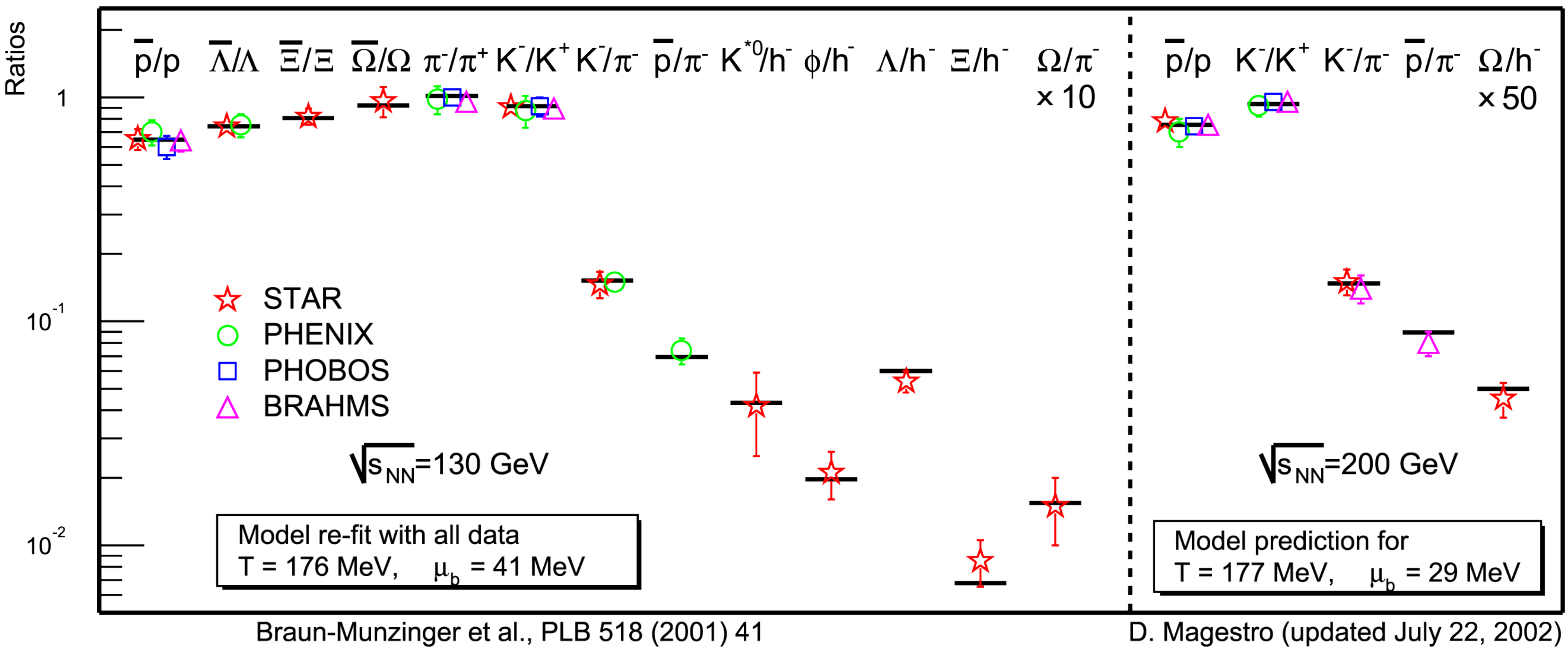
fixed by conservation laws:
$\mu_s = 0.074$ GeV from ΔS=0
μ_{I_3}=0.005 GeV from ΔQ=0

RHIC
P. Braun-Munzinger

Stosunki krotności cząstek w danych (punkty) kontra model gazu hadronowego (czarne linie)

$\sqrt{s_{NN}}$=130, 200 GeV

porównanie wszystkich 4 eksperymentów



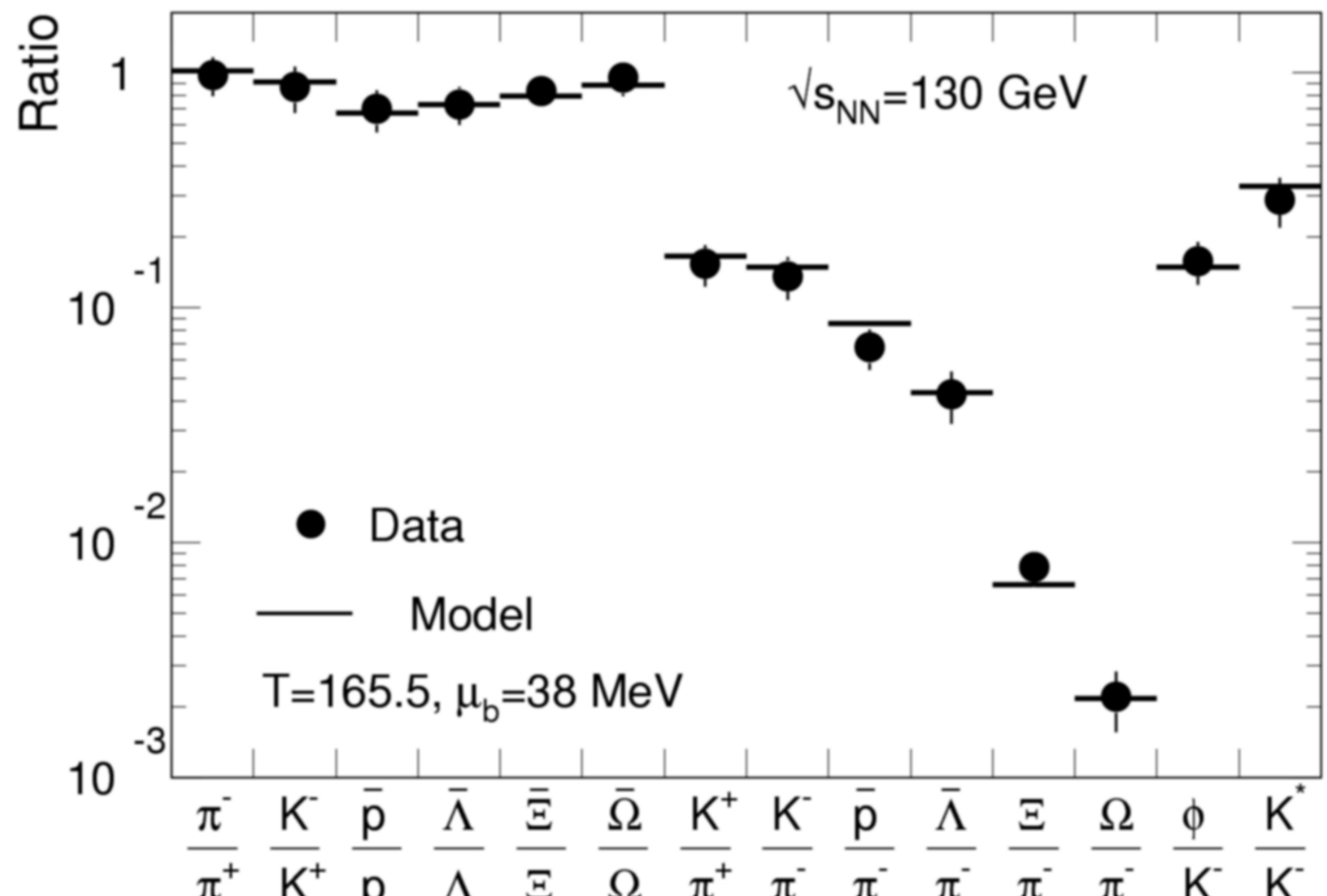
Dane centralne
Au+Au

RHIC
A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel (Nucl. Phys. A772, 167)

Stosunki krotności cząstek w danych (punkty) kontra model gazu hadronowego (czarne linie)

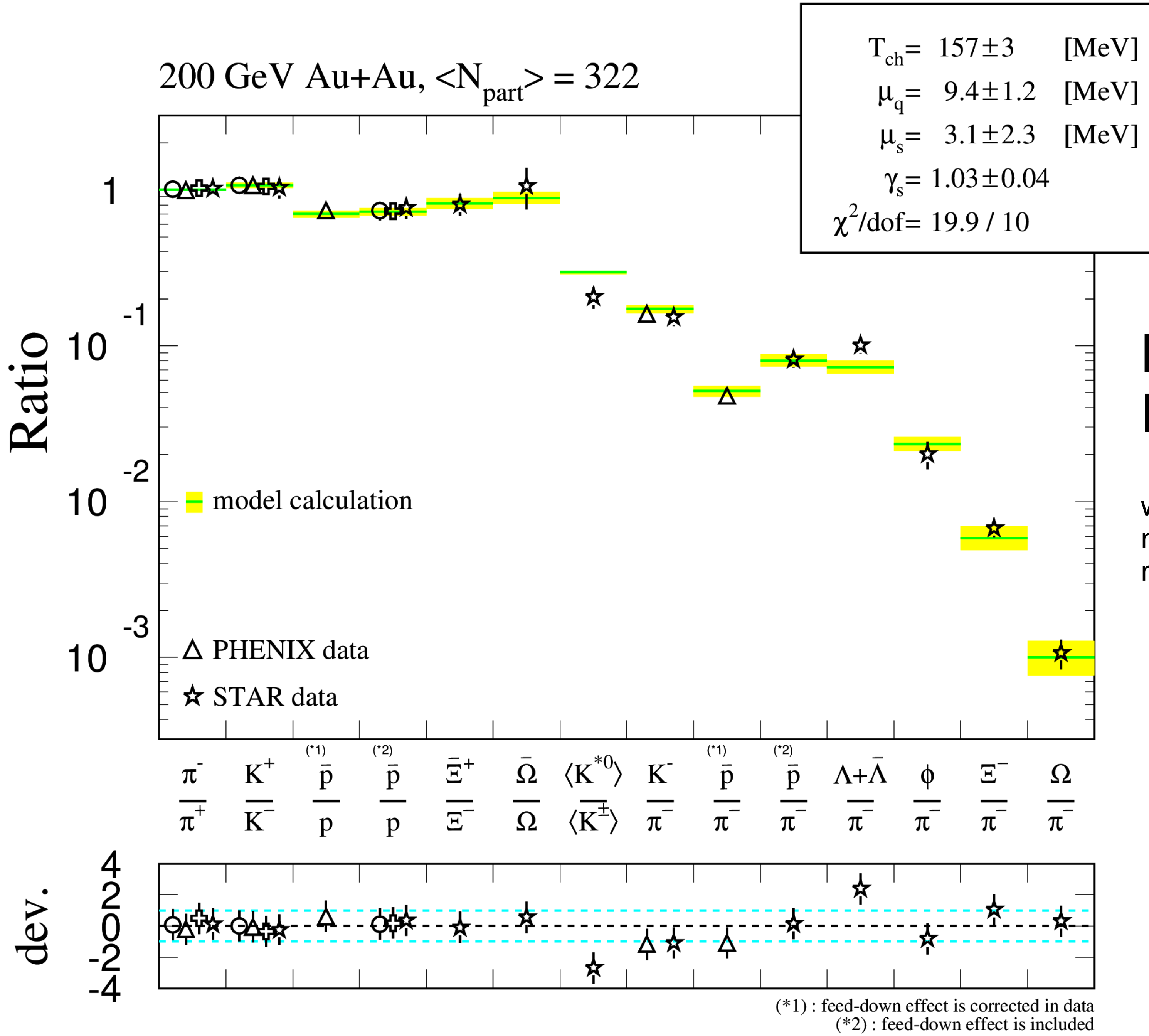
$\sqrt{s_{NN}}$=130 GeV

Dane centralne
Au+Au



Minimum of χ^2 for:
T=166 ± 5 MeV
μ_B=38 ± 11 MeV

RHIC $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV



Masashi Kaneta, Nu Xu

wyniki pokazane na QM 2004; nucl-th/0405068

Dane centralne Au+Au

Jeden z pierwszych testów modeli statystycznych przy

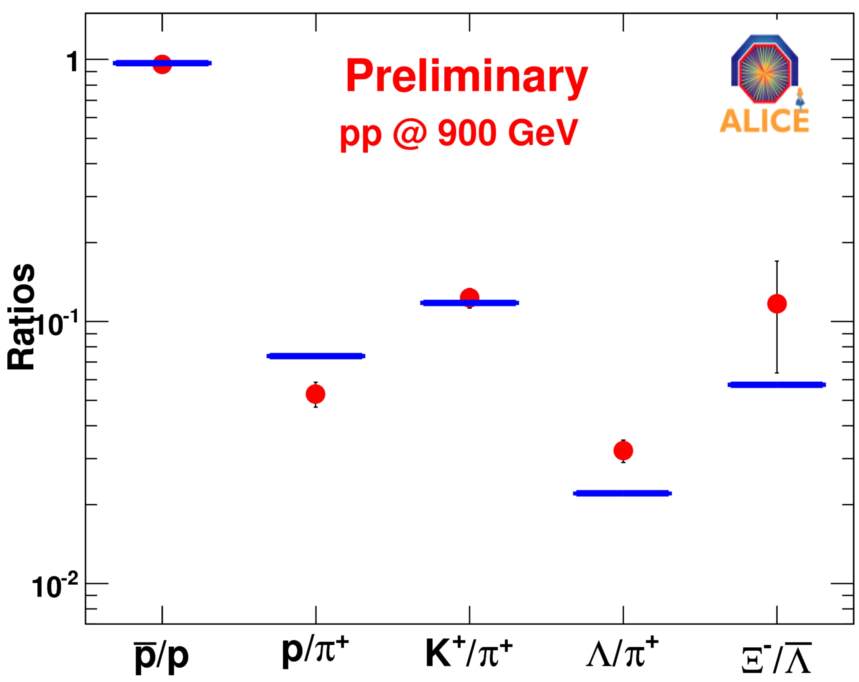
LHC, dane p+p $\sqrt{s}$=900 GeV

Fit nie był jeszcze zbyt dobry ale otrzymano:

T_{ch} = 161 ± 4 MeV

μ_B = 3 ± 2 MeV

Rys. z arXiv:1102.2745

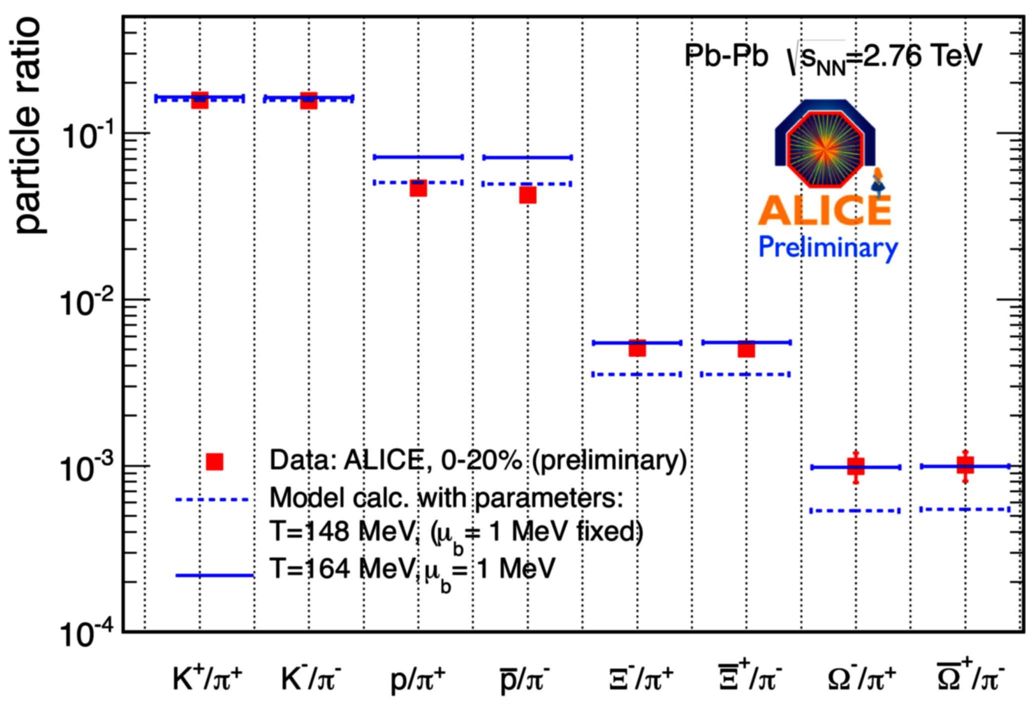


LHC Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}}$= 2 760 GeV

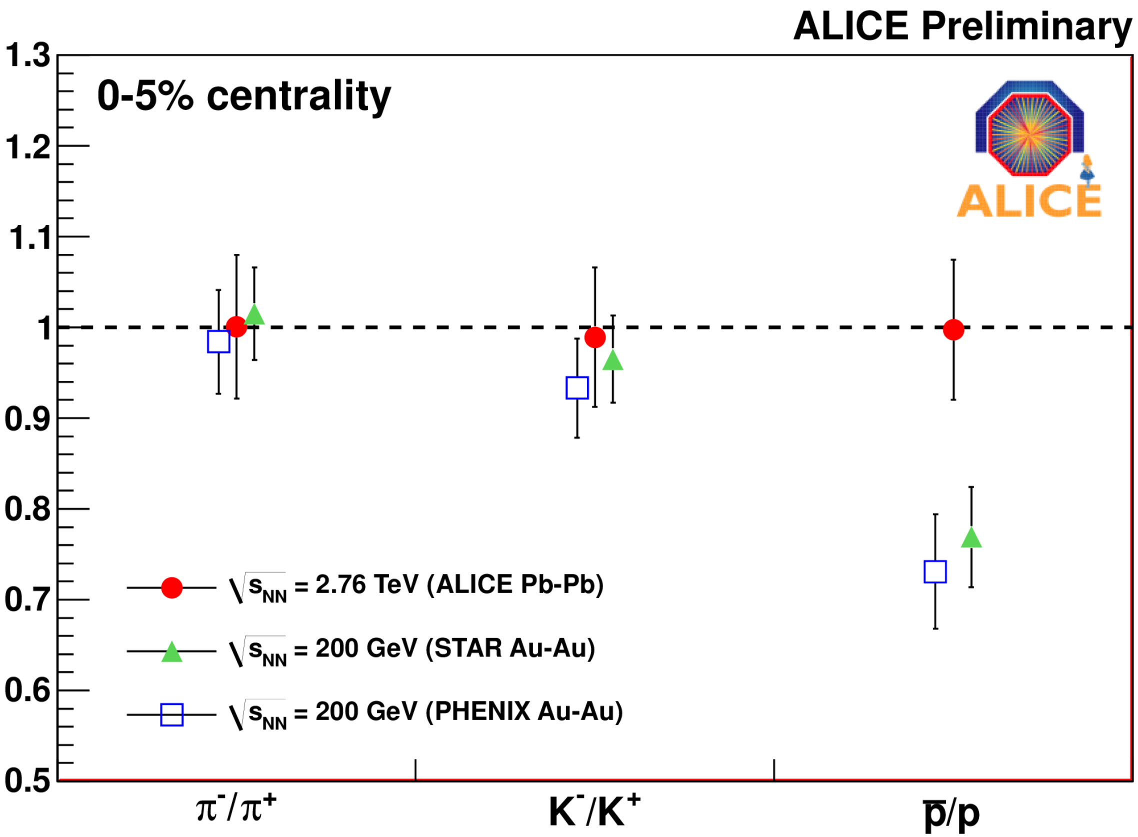
T_{ch} = 164 MeV, μ_B = 1 MeV, (γ_s = 1)

ale uwaga: dla tych parametrów jest problem z protonami i antyprotonami (model daje za dużo)! Sztuczne zaniżenie **T_{ch} do 148 MeV** poprawiłoby protony ale zepsułoby multi-dziwne bariony (kreskowane proste). Trzeba przeanalizować więcej cząstek, sprawdzić poprawki, sprawdzić wyniki przy RHIC, etc. Różne pomysły teoretyczne jak rozumieć niedobór anty(p): np. anihilacja w czasie fazy hadronowej. Wyniki m.in. analiz korelacyjnych p-anty-p (HBT) wydają się potwierdzać ideę anlihilacji barion-antybarion w stanie końcowym → zob. np. ALICE, Phys. Lett. B 802 (2020) 135223

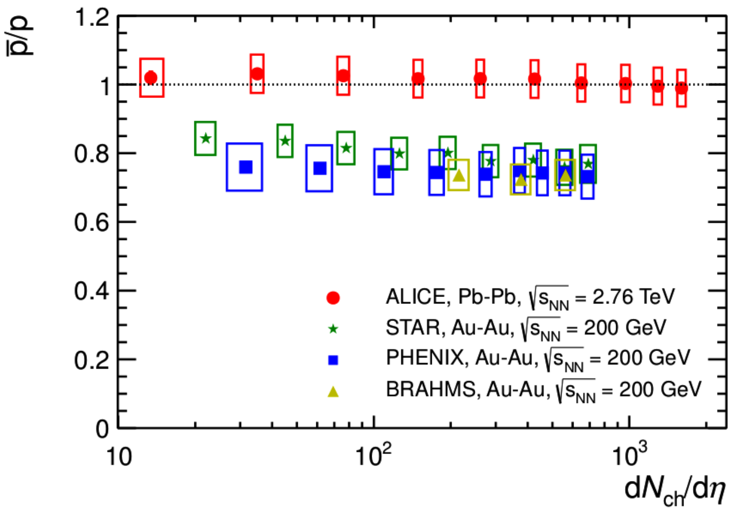
Rys. z arXiv:1111.7080, 1203.5904



Produkcja antycząstek w stosunku do cząstek bliska 1 dla energii LHC sugeruje bliskie zeru wartości μ_B (zgodne z oczekiwaniami)



arXiv:1111.0763



arXiv:1303.0737

Uwaga: **oprócz prac używających w fitach krotności cząstek czy stosunków krotności różnego typu cząstek w akceptancji 4π są również prace** (różnych grup/autorów) **w których używa się krotności na przedział rapidity dN/dy mierzonej w obszarze mid-rapidity** (bo przecież w RHIC oraz LHC i tak bardzo rzadko wyznacza się krotności w 4π a zamiast tego publikuje się wyniki tylko w okolicy mid-rapidity np. |y|<1, |y|<2)

Przykład pracy: J. Manninen, F. Becattini, Phys. Rev. C78 (2008) 054901 [arXiv: 0806.4100]

Formuła dla i-tego hadronu pierwotnego (zarówno stabilny hadron jak i rezonans) gdzie J_i – spin, a we wzorze "+" dla fermionów (stat. FD), "-" dla bozonów (stat. BE):

$$\left\langle \frac{dn_i}{dy} \right\rangle = \frac{dV}{dy} \frac{(2J_i+1)}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{1}{\gamma_S^{-S_i} \exp[E_i/T - \boldsymbol{\mu}\, \boldsymbol{q_i}/T] \pm 1}$$

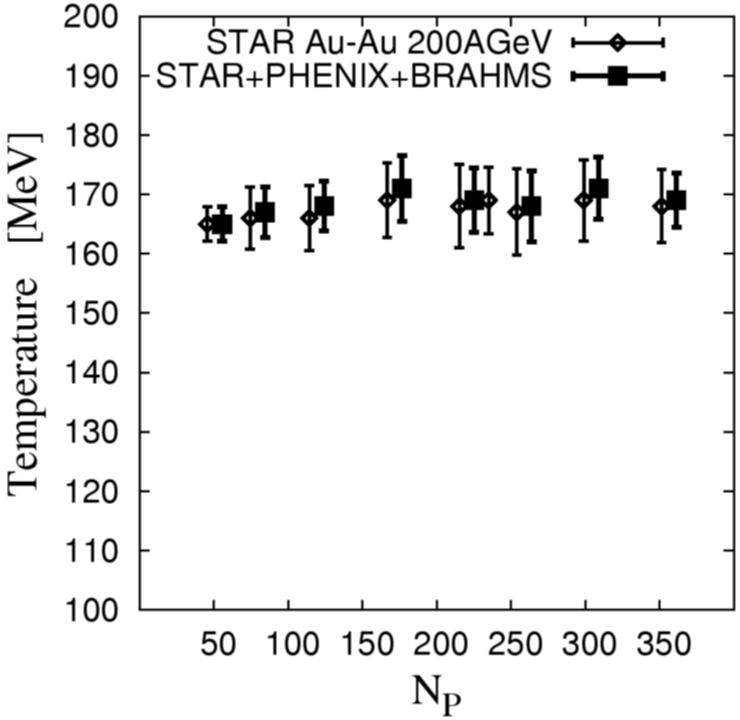
$\boldsymbol{q_i} = (Q_i, B_i, S_i)$ - wektor ze składowymi ładunku el., l. barionowej, dziwności

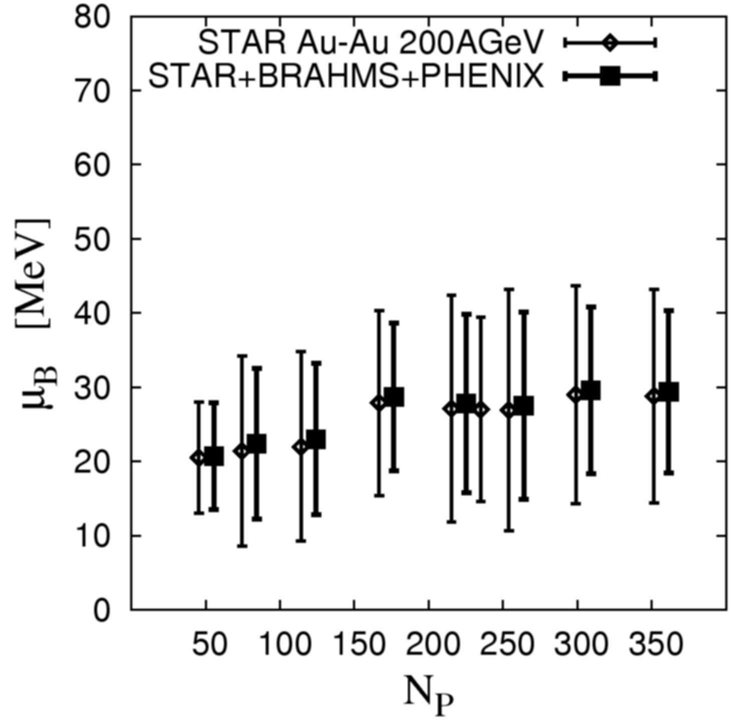
$\boldsymbol{\mu} = (\mu_Q, \mu_B, \mu_S)$ - wektor z odpowiednimi potencjałami chemicznymi

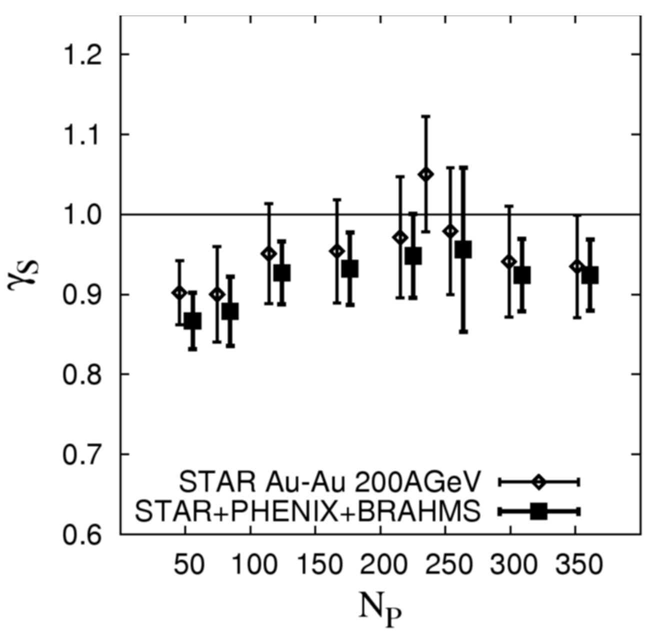
S_i - liczba walencyjnych kwarków dziwnych w hadronie typu i

Po pozbyciu się parametrów μ_S oraz μ_Q ostatecznymi parametrami dofitowania są $\mathbf{T_{ch}}$, $\boldsymbol{\mu_B}$, $\boldsymbol{\gamma_S}$ oraz **dV/dy**

Wyniki modelu (arXiv: 0806.4100) używającego dN/dy (w okolicy mid-rapidity) zamiast krotności lub stosunków krotności:

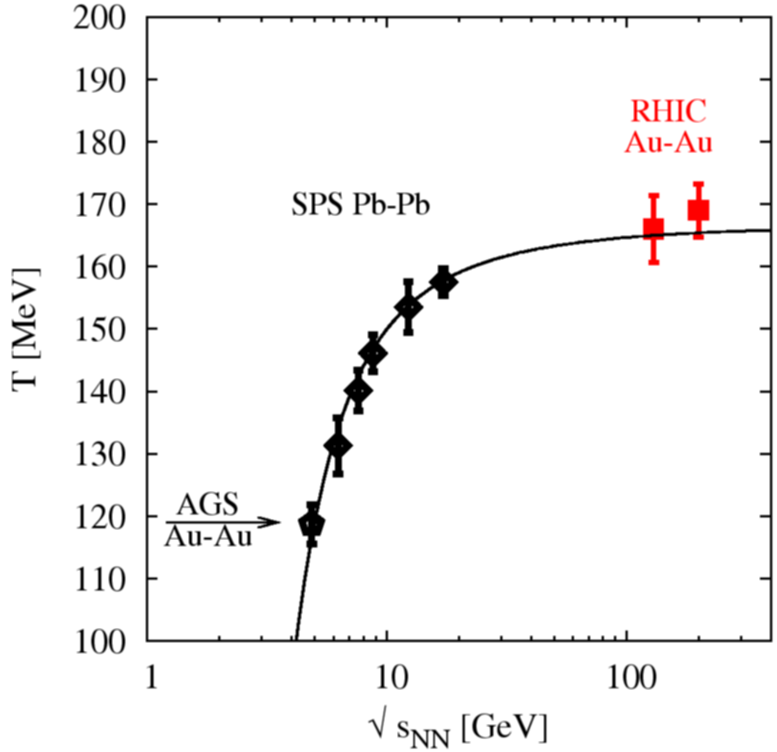




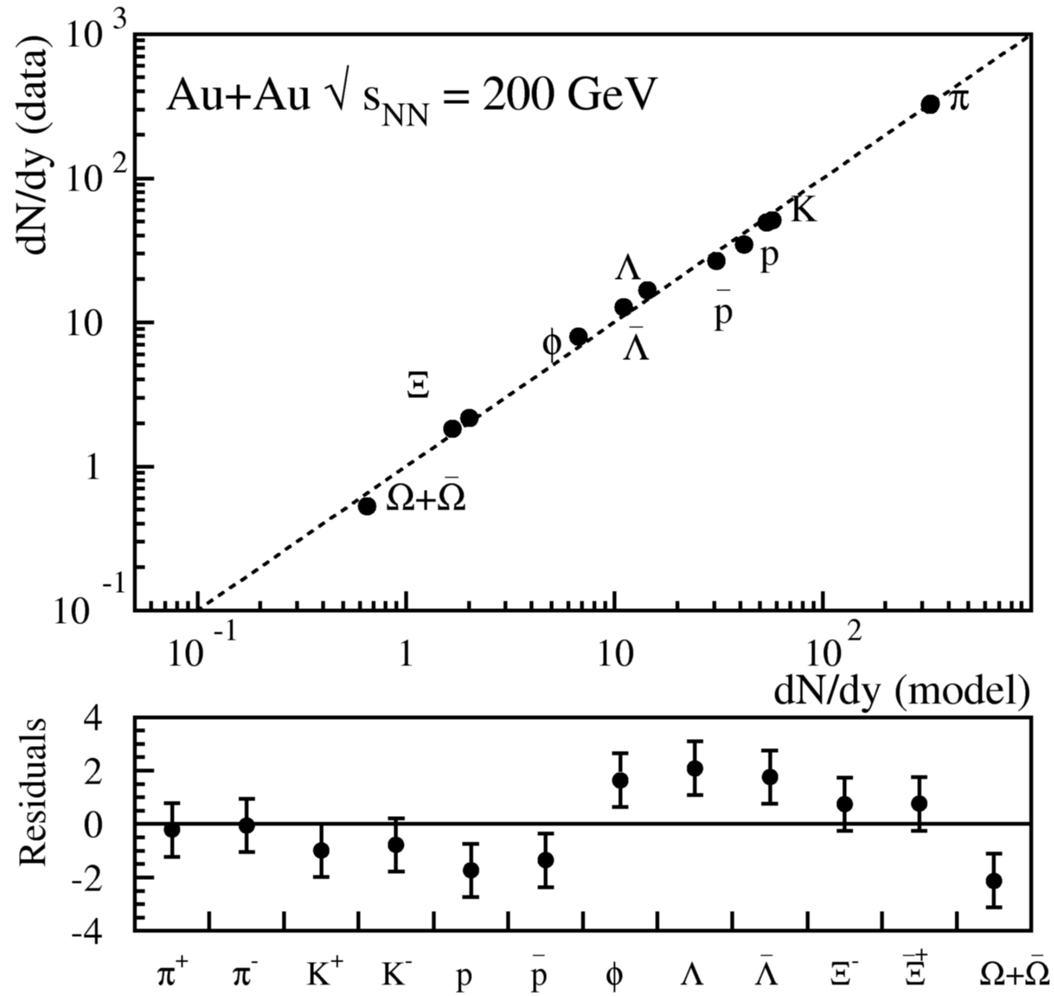


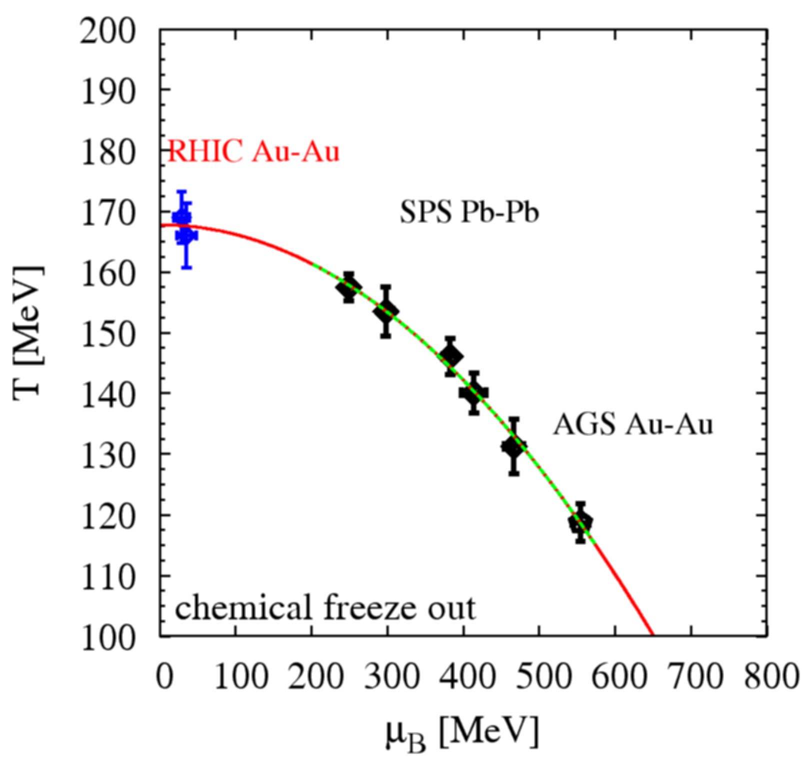
Zależność od liczby partycypantów
(definiuje centralność)

Przy energiach RHIC osiągnięto saturację $\Rightarrow$ można więc było przewidywać (arXiv:0806.4100) że **przy LHC T_{ch} będzie rzędu 160–170 MeV a $\gamma_s \approx 1$**
(wyniki okazały się być mniej więcej zgodne z tymi przewidywaniami)



Na tej stronie tylko centralne dane

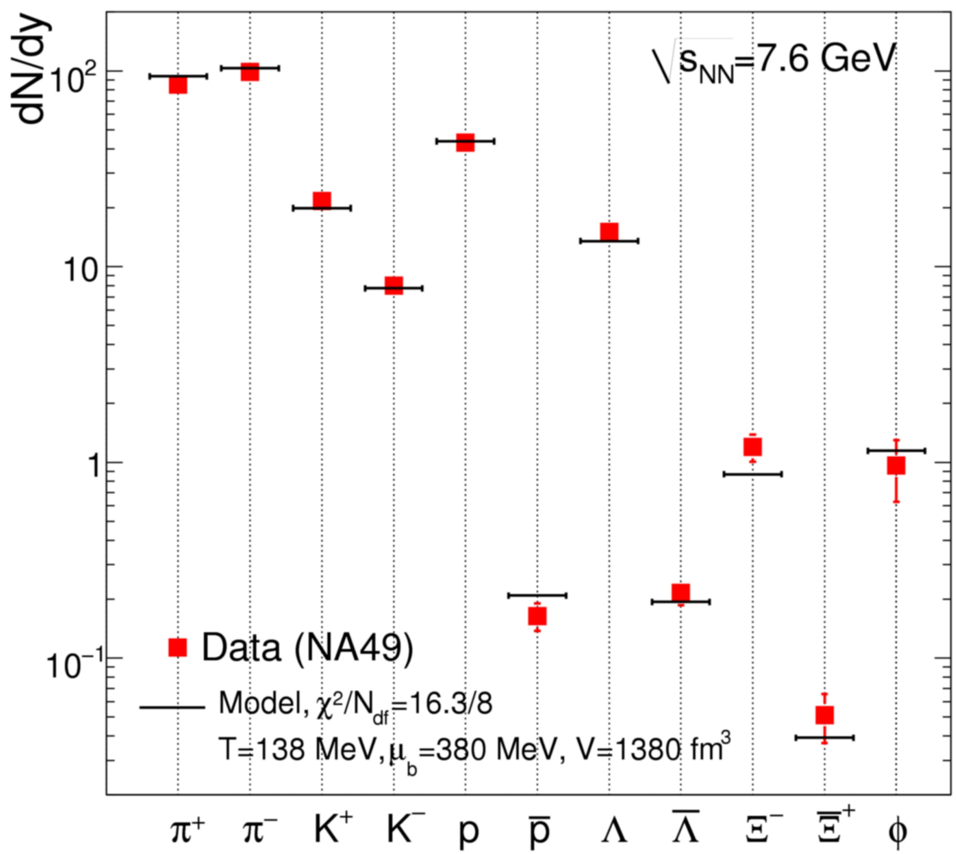


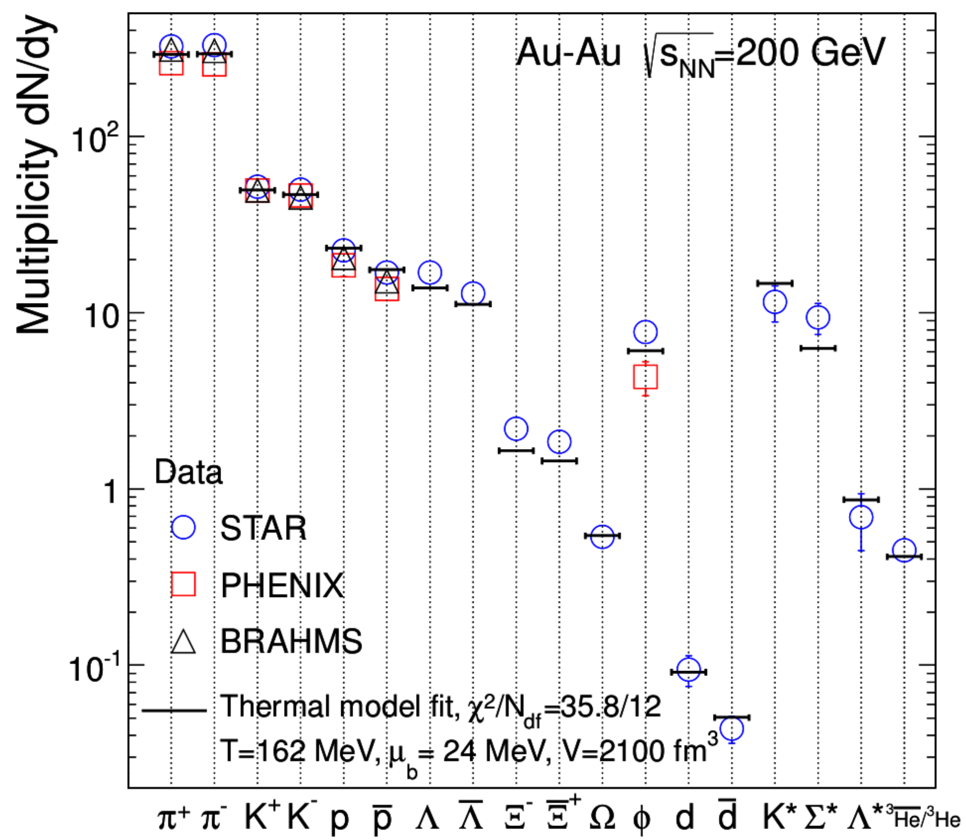


Dane pochodzą ze STAR, dane modelowe – fity do wyników BRAHMS, STAR, PHENIX

Rysunki z arXiv:0806.4100

SPS	RHIC
A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, arXiv:0812.1186	**A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel,** arXiv:1210.7724



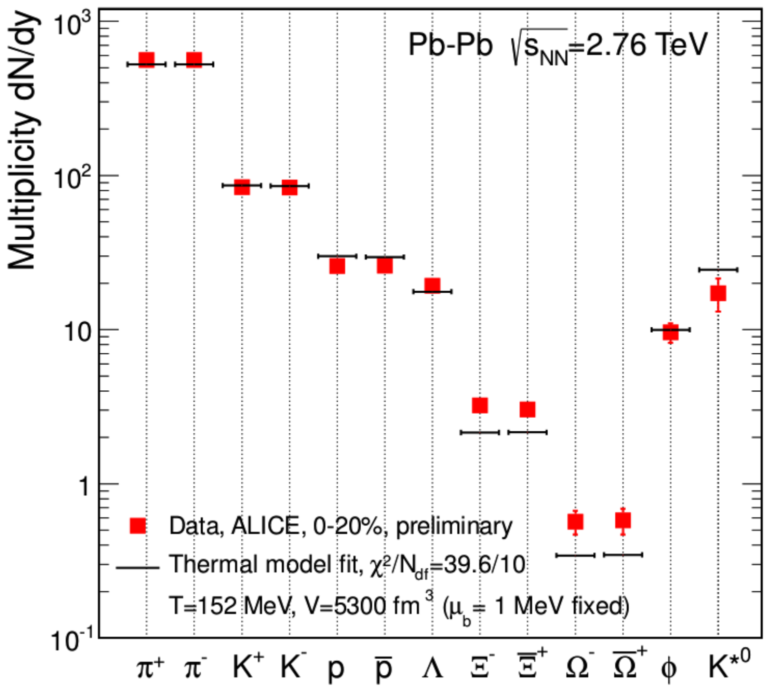


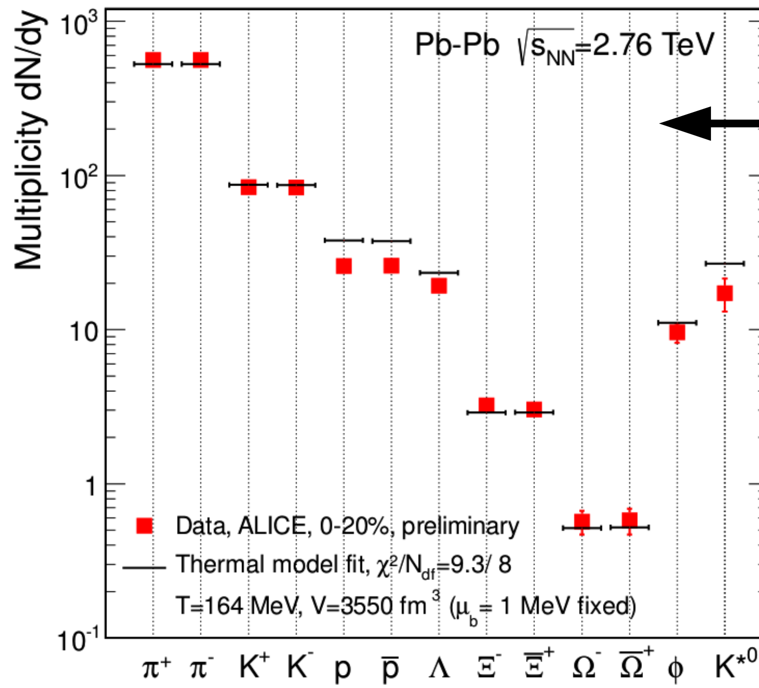
$\sqrt{s_{NN}}$=7.6 GeV (pośrednia energia SPS) **oraz 200 GeV** (maksymalna energia RHIC)

Dane centralne A+A

LHC

A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, arXiv:1210.7724





Tu tylko fit wykluczający protony i antyprotony daje temperaturę podobną do tej uzyskanej w RHIC

Rys. lewy – do fitu użyto wszystkich dostępnych (wtedy) cząstek, otrzymano **T_{ch} = 152 MeV** (nieoczekiwanie niska produkcja protonów i antyprotonów oraz niedoszacowanie produkcji multidziwnych)

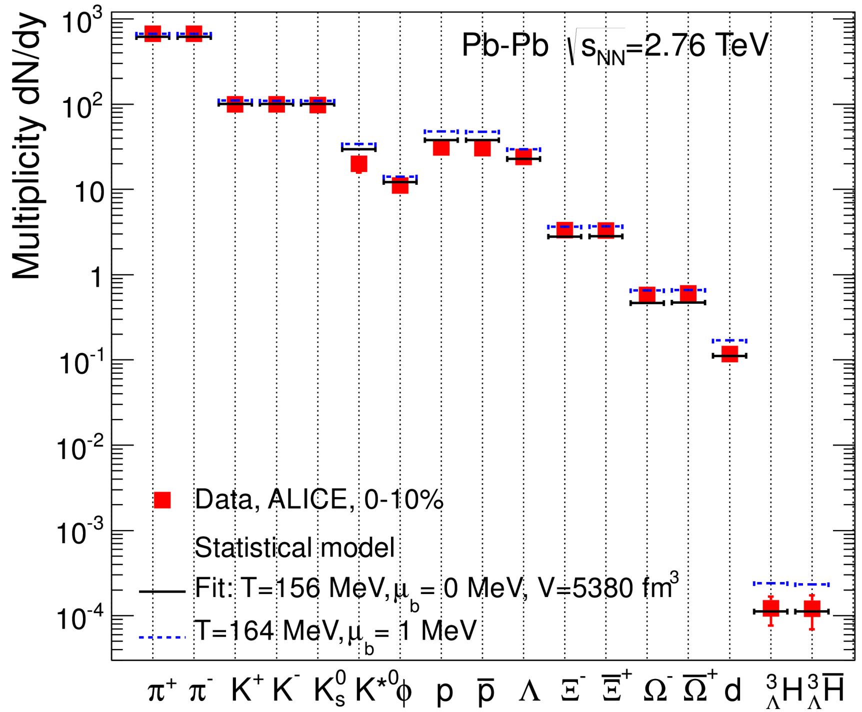
Rys. prawy – z fitu wykluczono protony i antyprotony, otrzymano **T_{ch} = 164 MeV** (teraz dość dobrze odtwarzane wszystkie cząstki poza protonami i antyprotonami, które pozostają ok. 30% poniżej wartości z modelu). Ta **anomalia protonów może być np. z powodu anihilacji barion-antybarion (tutaj p-anty-p) w stanie końcowym (hadronowym)**; zob. np. arXiv:1203.5302, 1210.1577, 1212.2431. Ale w takim razie dlaczego ta anihilacja praktycznie nie wpływa na dziwne bariony? Potrzebne dalsze badania (w tym badanie korelacji barionów i antybarionów)...

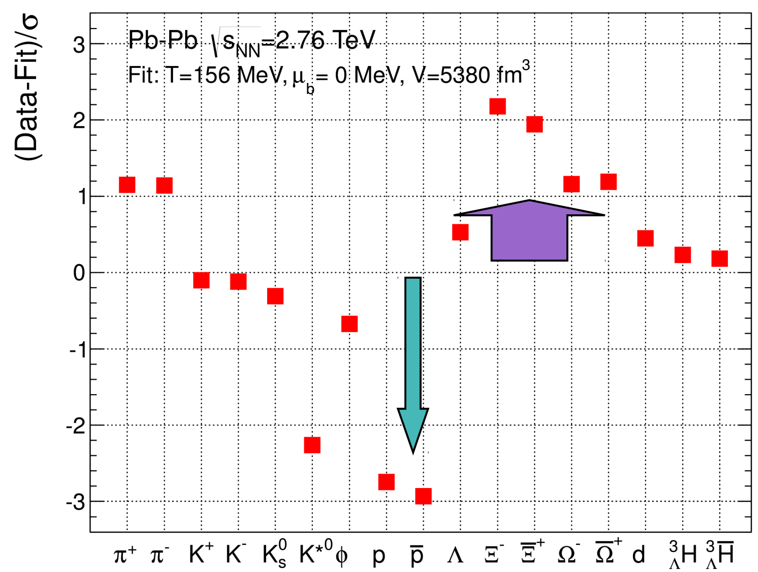
… jeszcze więcej cząstek
użytych do fitów

Dane centralne Pb+Pb

LHC

J. Stachel, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, arXiv:1311.4662 (SQM 2013)





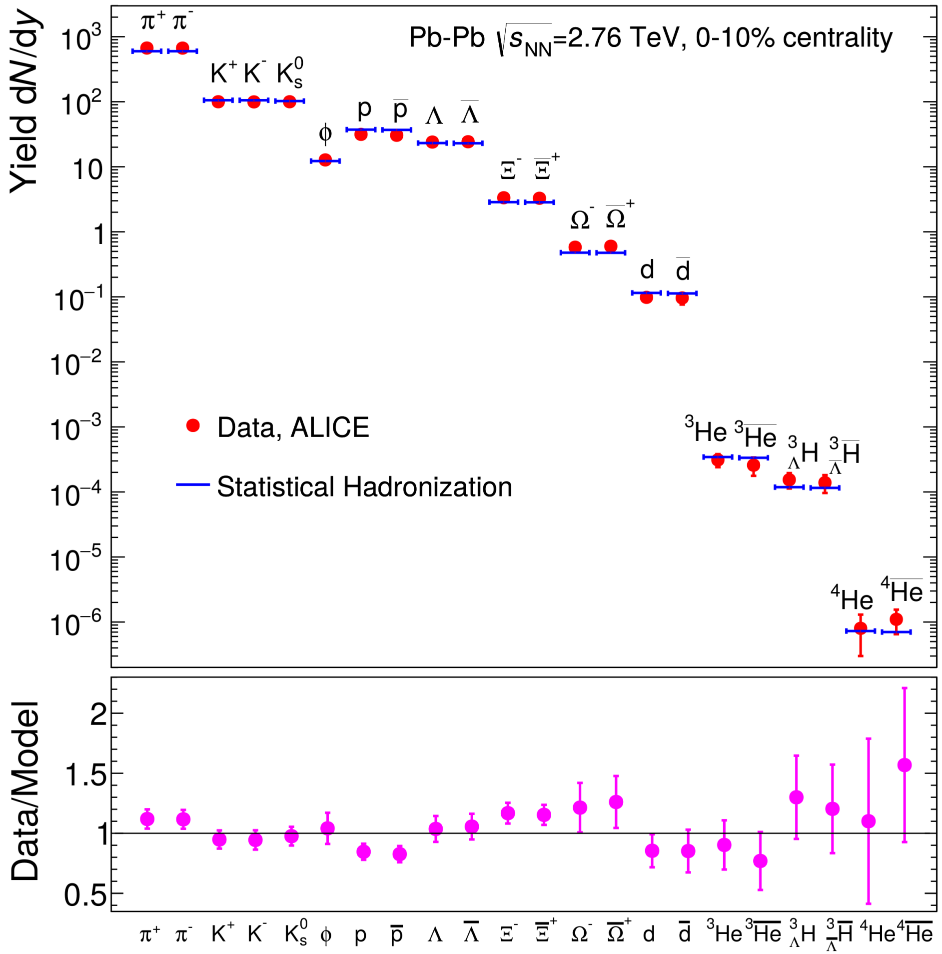
- Ogólny fit daje **T_{ch} = 156 MeV** i wygląda dobrze (użyto wszystkich cząstek poza K^{0*} → produkcja rezonansu K^{0*} może być znacząco zmod. po wymrożeniu chem.), ale mamy duże odstępstwa dla (anty)p
- (Wielokrotnie)dziwne bariony pasują lepiej do **T_{ch} = 164 MeV** (tu zamiast wartości dofitowanej użyto ustalonych T_{ch} = 164 MeV i μ_B = 1 MeV; z kolei wyłączenie protonów z fitu dałoby dofitowane T_{ch} = 158 MeV)
- Anihilacja p-anty-p pomiędzy wymrożeniem chem. i term.? Brzmi rozsądnie, ale...
- **T_{ch} zależne od typu cząstki??** Dwie temp. wymrożenia, jedna dla 'u' i 'd' i druga dla 's'?
- Proponowane są też inne wyjaśnienia np. *Non-Equilibrium Thermal Model* → zob. pracę przeglądową M. Floris, arXiv:1408.6403 (QM 2014)

… i wersja najnowsza

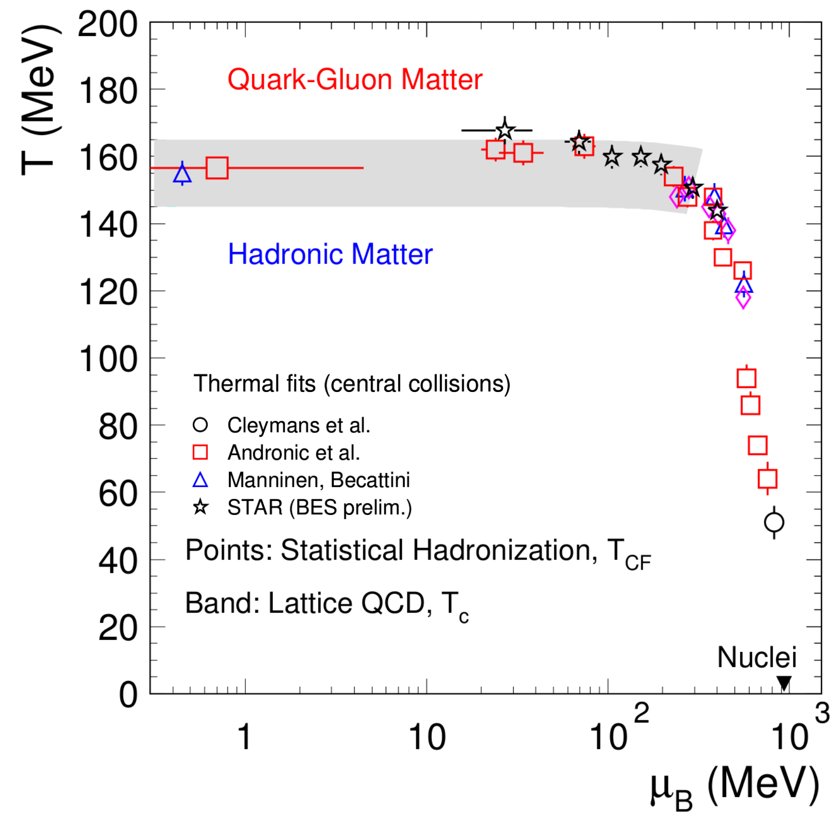
LHC

Dane centralne Pb+Pb

A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel



Temperatura T_{ch}=156.5 jest zbliżona do T_c (dla μ_B=0) z obliczeń na sieciach (szara banda) co pokazuje że przy energiach LHC faza hadronowa (między hadronizacją a wymrożeniem chemicznym) jest bardzo krótka !



Najlepszy fit daje:

T_{ch} = 156.5 ± 1.5 MeV μ_B = 0.7 ± 3.8 MeV

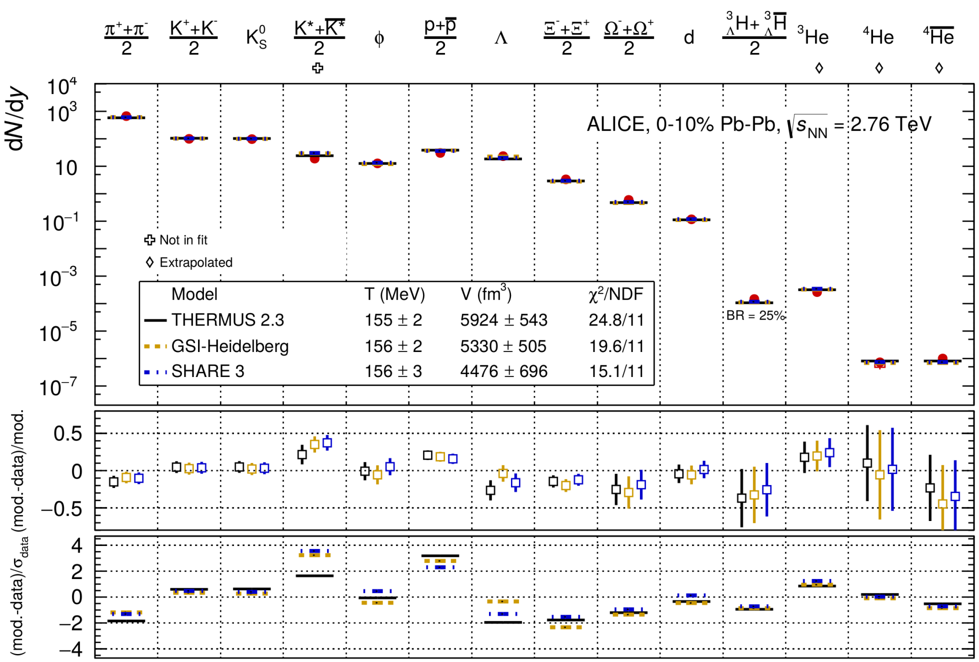
$V_{\Delta y=1}$ = 5280 ± 410 fm^3

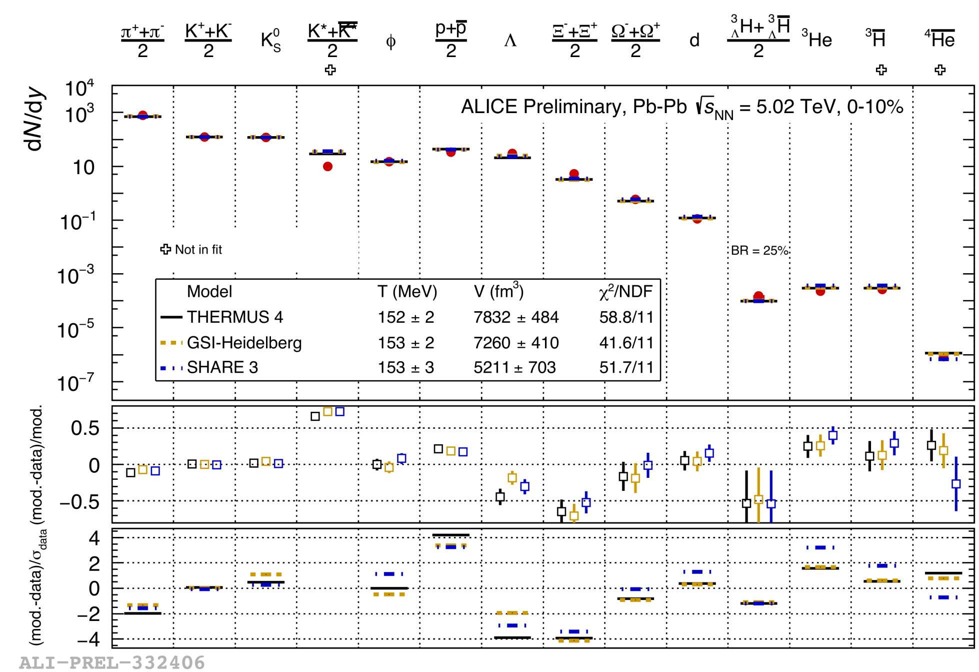
Nature 561 (2018), 321 [arXiv:1710.09425]
(zob. też arXiv:1611.01347)

Porównanie dwóch energii LHC (Pb+Pb): 2.76 oraz 5.02 TeV

- Trzy pokazane (różne) implementacje dają bardzo podobne wyniki
- Nieco niższa temperatura dla 5.02 TeV (≈156 MeV → ≈153 MeV)
- Produkcja K^* przeszacowana w modelach termicznych

(→ efekty rescatteringu w fazie hadronowej ?)





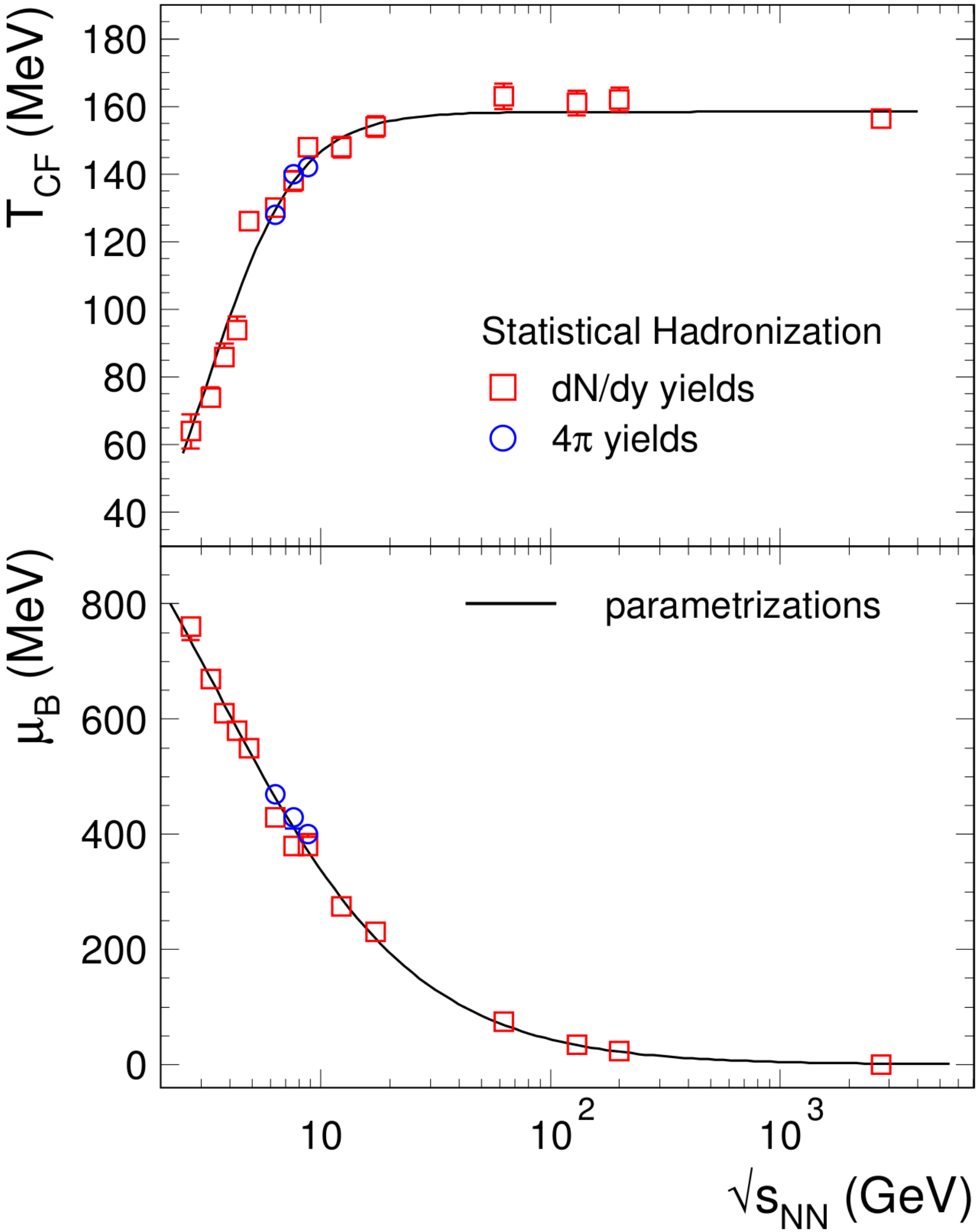
ALICE, Nucl. Phys. A971 (2018) 1-20

J. Otwinowski (for ALICE), CPOD 2021;
M. Kruger (for ALICE), CPOD 2021

Zob. też „*S-matrix HRG*" (uwzględnia oddz. pion-nukleon) który poprawia protony w LHC ($\mu_B \approx 0$):
A. Andronic, P. Braun-Munzinger, B. Friman, P. M. Lo, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. B 792, 304-309, 2019 [arXiv:1808.03102] (+arXiv:2101.05747)

Największe problemy z opisem protonów (anihilacja w fazie hadronowej?) oraz K^{0*}

Zob. też precyzyjny pomiar μ_B w Pb+Pb przy 5.02 TeV:
μ_B = 0.71 ± 0.45 MeV ALICE, PRL 133 (2024) 092301 [arXiv:2311.13332]



Temperatura (**C**hemical **F**reeze-out) i barionowy potencjał chemiczny

- Fity z całkowitych krotności i krotności w okolicy mid-rapidity
- Na podstawie danych SIS (GSI), AGS (BNL), SPS (CERN), RHIC (BNL), LHC (CERN)

Parametryzacja (jeszcze przed danymi LHC) dawała saturację T_{ch} (przy energiach w środku masy około 10 GeV) **na wartości rzędu 160 MeV (→ graniczna temperatura produkcji hadronów)**

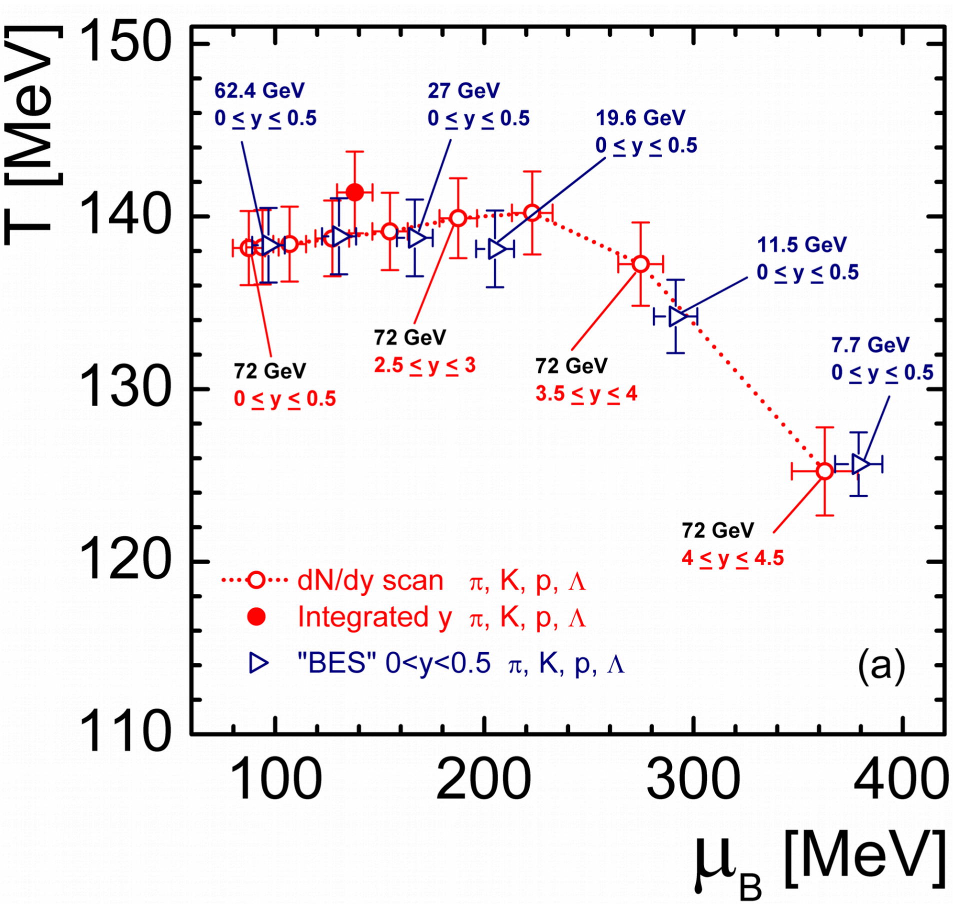
Rys. z Andronic, Braun-Munzinger, Redlich, Stachel, Nature 561 (2018), 321 [arXiv:1710.09425]

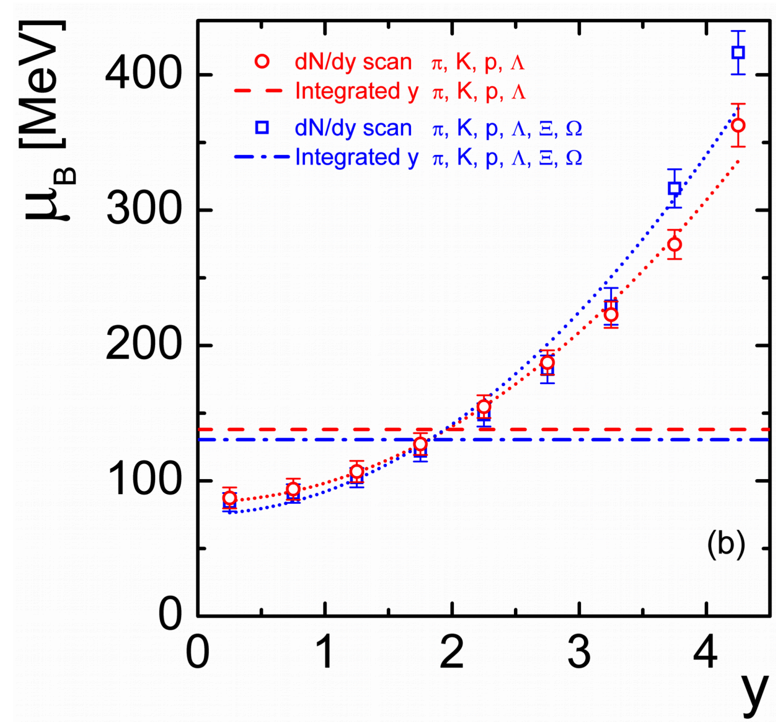
Zob. też Braun-Munzinger et al. (przeglądowa), arXiv:1510.00442

Dla pokazanych niższych energii (→ hamowanie barionów) wyniki otrzymane z dN/dy oraz 4π są zgodne ale w ogólności mogą się one różnić

Strona dla zainteresowanych:

Parametry fitu w modelu gazu hadronowego mogą zależeć od tego dla jakich obszarów rapidity dokonujemy obliczeń (położenie w rapidity, szerokość obszaru rapidity) → temperatura (czy potencjał barionowy) zależą od tego gdzie wkładamy „termometr"





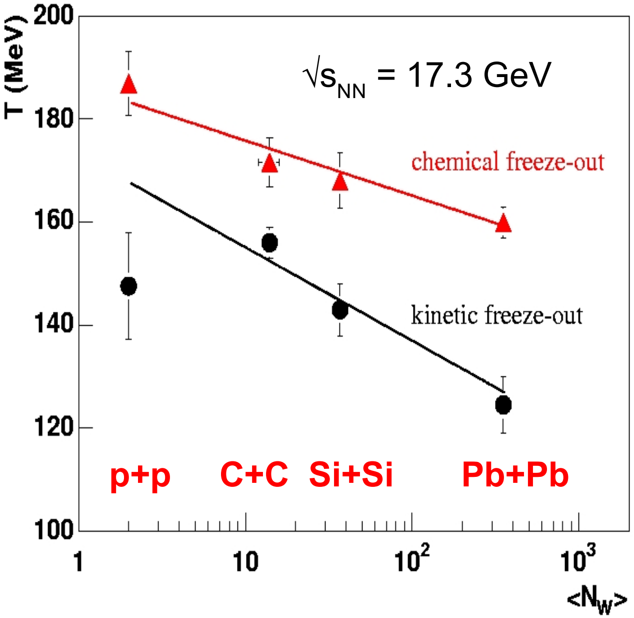
Przewidywania modelowe (UrQMD) na **„skan diagramu fazowego" ale zamiast zmieniać energię (jak w STAR BES) zmieniamy obszar rapidity dla jednej energii** (72 GeV w środku masy). Przewidywania dla programu AFTER @ LHC (stała tarcza w LHC)

Phys. Rev. C98 (2018), 034905

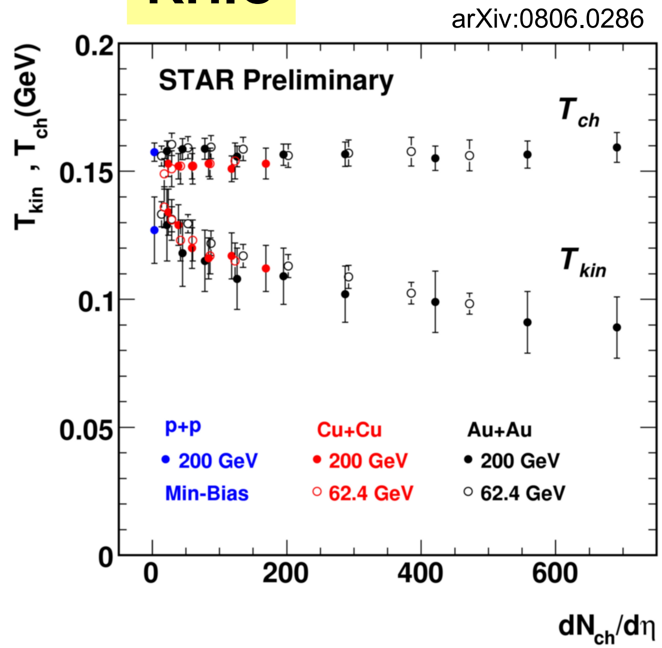
Porównanie temperatur wymrożenia chemicznego i termicznego przy SPS i RHIC
zależność od rozmiaru systemu / centralności

Cięższe systemy osiągają wymrożenie *termiczne* później (!) czyli przy niższych temperaturach. Dla energii SPS podobny efekt wydaje się być widoczny również dla wymrożenia chemicznego

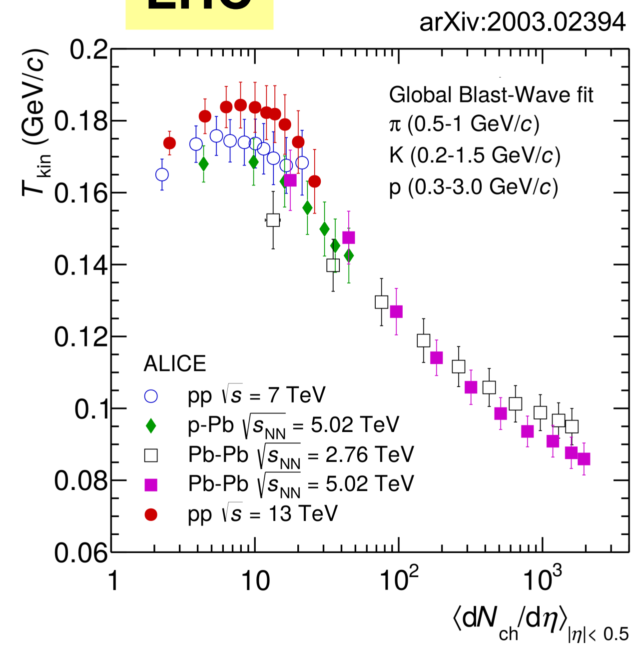
top SPS



RHIC



LHC



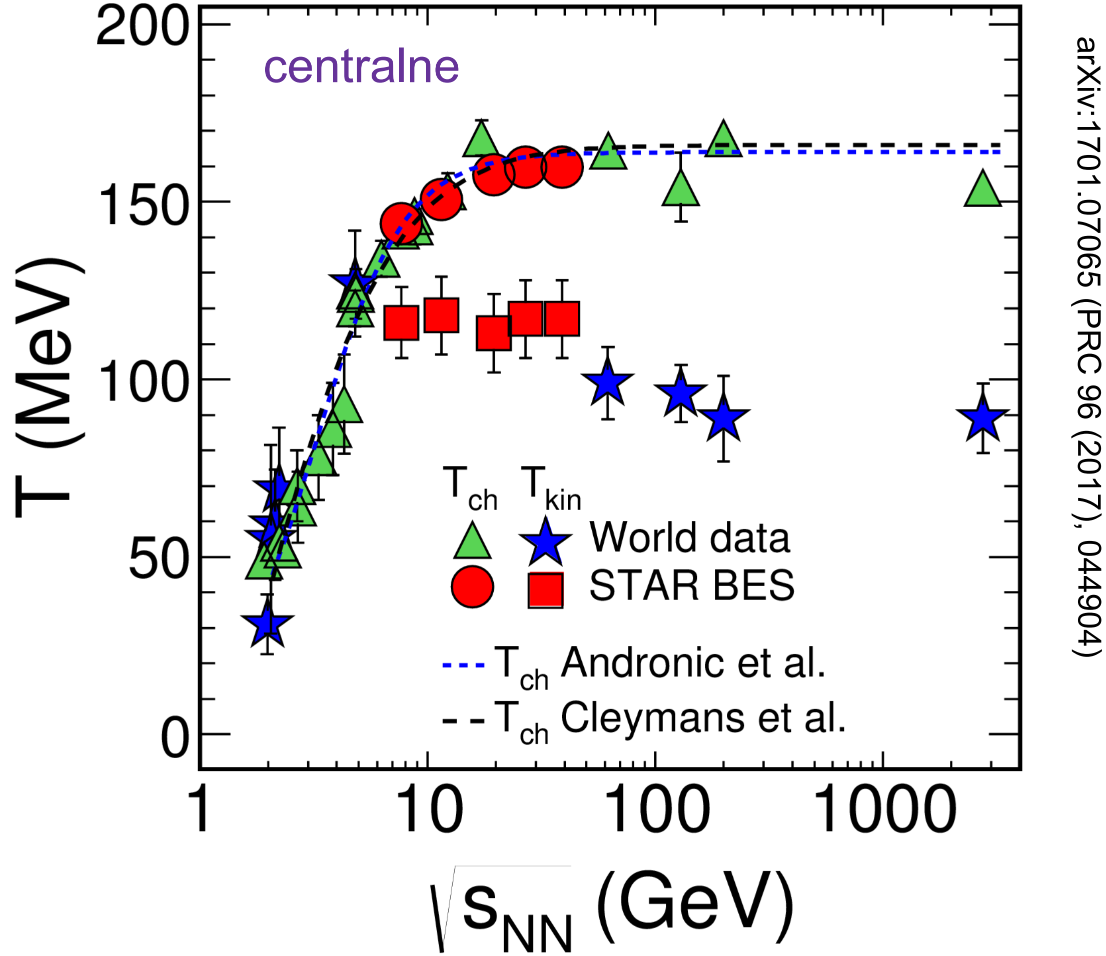
<u>SPS</u>: Parametry freeze-outu (obie temp.) zależą nie tylko od energii ale i od rozmiaru systemu → ogromne możliwości w badaniu diagramu fazowego!! **($\sqrt{s}$, A) → (T, μ_B)**

$dN_{ch}/d\eta$ – w obszarze mid-rapidity

<u>wyższe</u> <u>energie</u> <u>RHIC</u>: T_{ch} prawie nie zależy od centralności (rys.) i słabo od energii (dot. pośrednich i wyższych energii RHIC; zob. też wcześniejsze strony) → tu ciężko skanować diagram fazowy

Porównanie temperatur wymrożenia chemicznego i termicznego - **zależność od energii dla centralnych Au+Au / Pb+Pb**

Począwszy od pośrednich energii RHIC / najwyższych SPS (rzędu 20 GeV) mamy brak zależności T_{ch} od energii ale T_{kin} spada ze wzrostem energii (spada również przy przechodzeniu do bardziej centralnych zderzeń → zob. poprzednia strona)

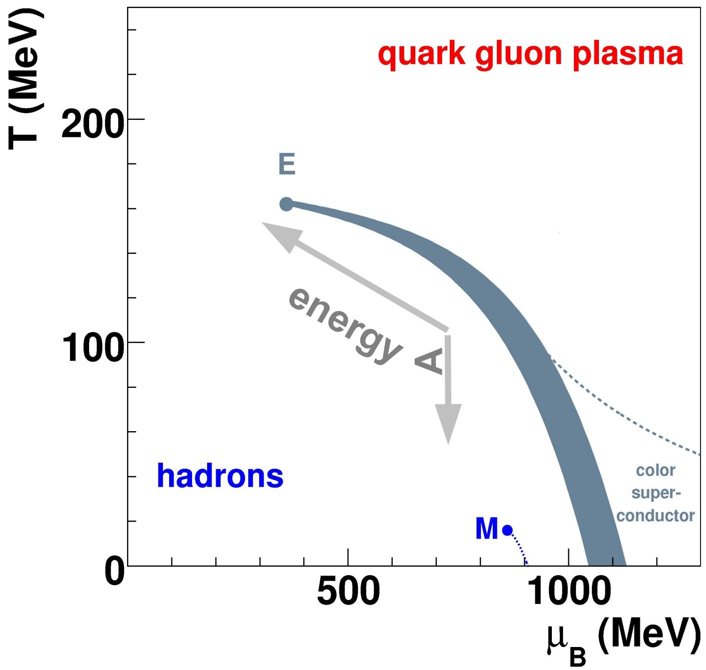


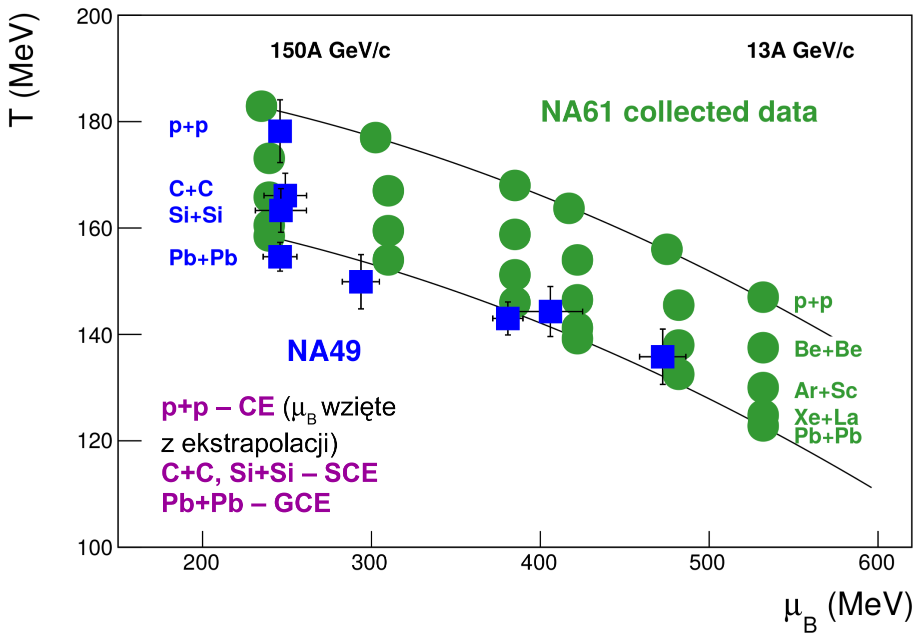
Temperatura wymrożenia termicznego – fity do modelu blast-wave

Temperatura wymrożenia chemicznego – fity do modelu gazu hadronowego; temp. rośnie od energii SIS i saturuje się dla najwyższych energii SPS i dla RHIC → saturacja przy wartościach bliskich temperaturze przewidywanej przez lattice QCD na przejście do QGP

Położenie punktów wymrożenia chemicznego (T_{ch}, μ_B) zależy i od energii i od rozmiaru systemu ⇒ możemy poruszać się po diagramie fazowym zmieniając energię, *A*, lub jedno i drugie

Dla energii SPS te zależności są dużo silniejsze → dużo większe możliwości skanowania diagramu fazowego → jeden z powodów dla których RHIC również zmniejszył energie aż do $\sqrt{s_{NN}}$= 3 GeV w modzie „fixed target", czyli nawet niżej niż najniższe energie SPS ($\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1 GeV). SPS (NA61/SHINE) z kolei zrealizował skan z energią ale dla pośrednich oraz lekkich jonów

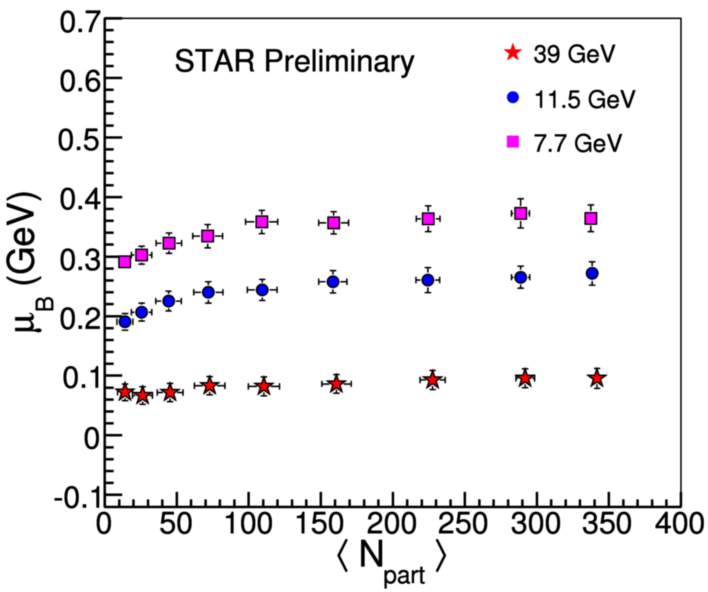


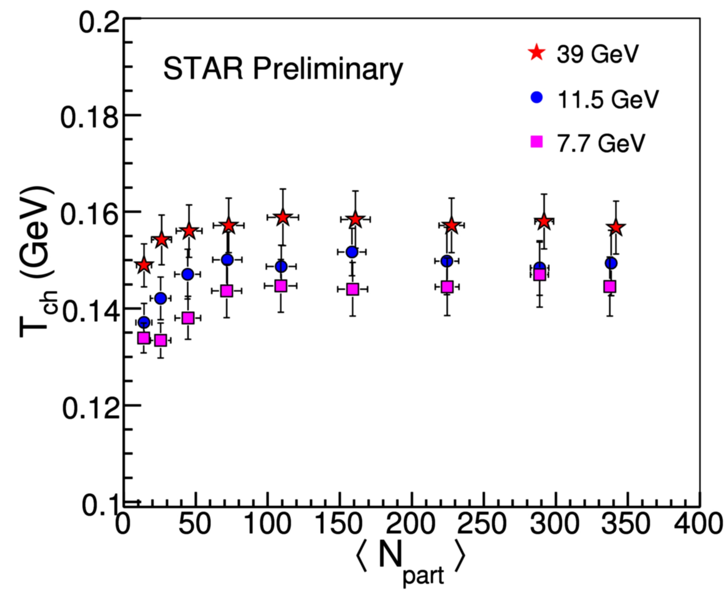


Uwaga: to czy punkty wymrożenia chemicznego dla p+p (lub b. lekkich jonów) w ogóle powinny znaleźć się na diagramie fazowym nie jest takie oczywiste. Do niedawna uważano, że ciężko tu mówić o osiąganiu równowagi systemu a dla p+p nawet o samym istnieniu jakiegokolwiek systemu po zderzeniu (cząstki praktycznie natychmiast się rozlatują). Dlatego ostatnie wyniki RHIC i LHC (oznaki kolektywności dla p+p i p+Pb / d+Au) mogą wiele tutaj wnieść

Hipotetyczne punkty wymrożenia chemicznego obliczone z parametryzacji w F. Becattini, J. Manninen, M. Gaździcki, Phys. Rev C73, 044905 (2006)
Xe+La, Ar+Sc, Be+Be, pp (dół → góra);
158/150A - 13A GeV/c (lewo → prawo);
niebieskie punkty – istniejące fity

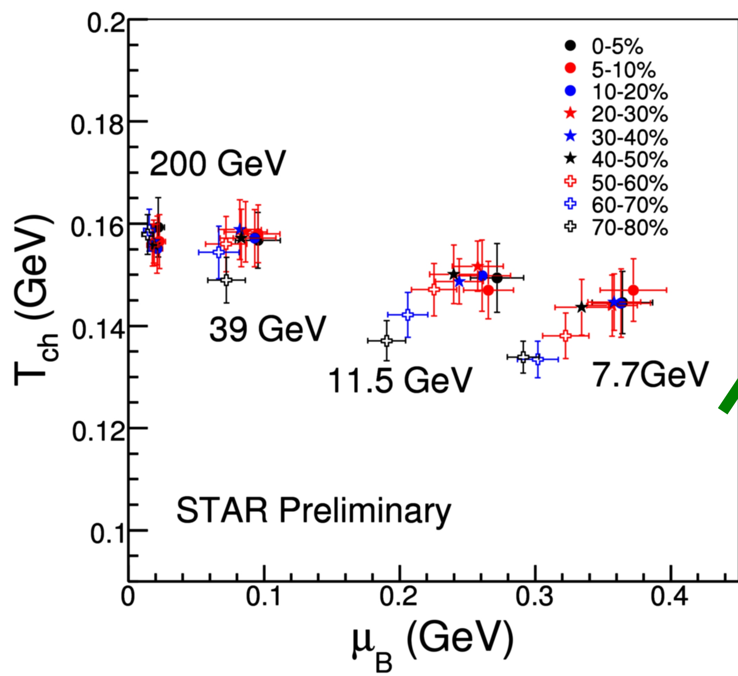
Uwaga: dane z 2012 roku przy **RHIC** (**Beam Energy Scan**) **nie** zgadzały się z dotychczasowym intuicyjnym wytłumaczeniem, że ciężkie systemy wymrażają później (czyli przy niższych temperaturach) a lekkie wcześniej (przy wyższych temperaturach). Uwaga: to intuicyjne wytłumaczenie jest również poparte wynikami modelu hydrodynamicznego (zob. arXiv:1111.7140, Rys. 5)





Statistical-Thermal Model (THERMUS)

Rysunki z arXiv:1201.4203



centralne

peryferyczne

Proponowane wyjaśnienie:

Zależność od centralności ma przeciwne trendy (!) dla GCE i SCE

(dla <u>centralnych</u> wyniki GCE i SCE są zgodne)

Freeze-out parameters: Using THERMUS

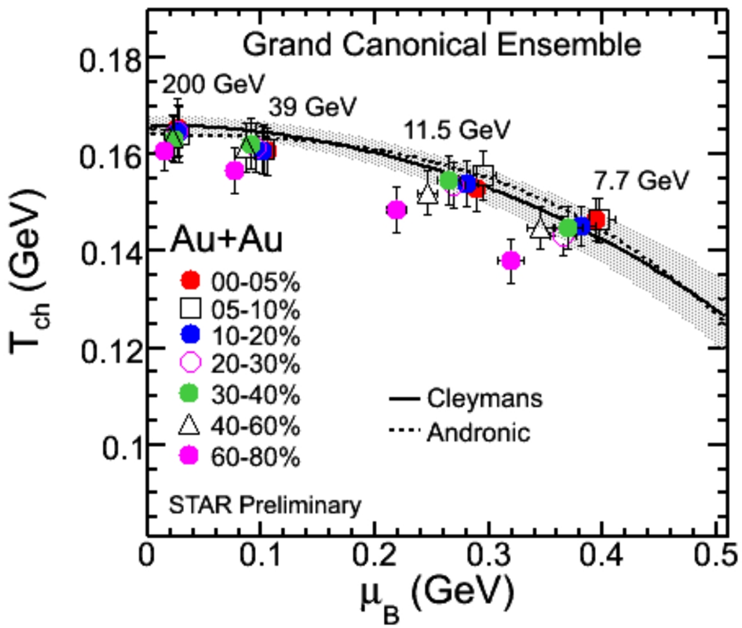
J. Cleymans *et al.*, Comp. Phys. Comm.180, 84 (2009)

A). Grand-Canonical Ensemble (GCE)

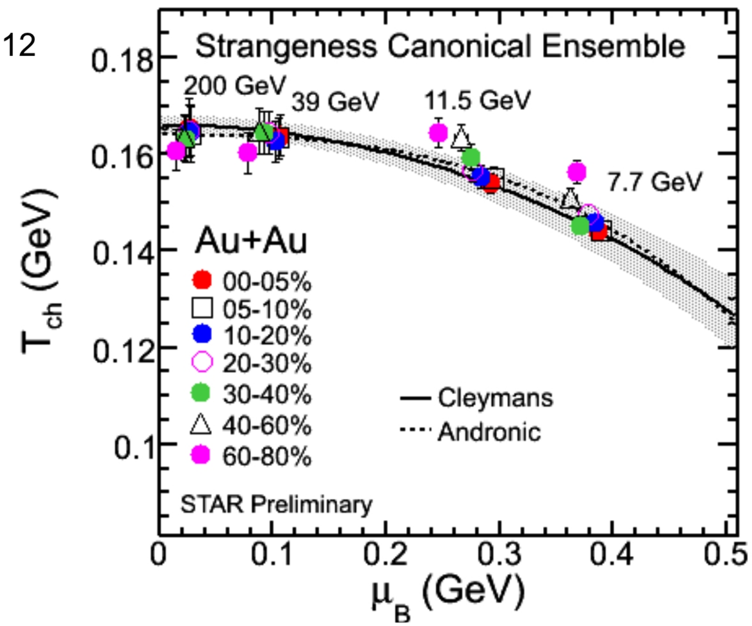
(Fit parameters: T_{ch}, μ_B, μ_S, γ_S and radius)

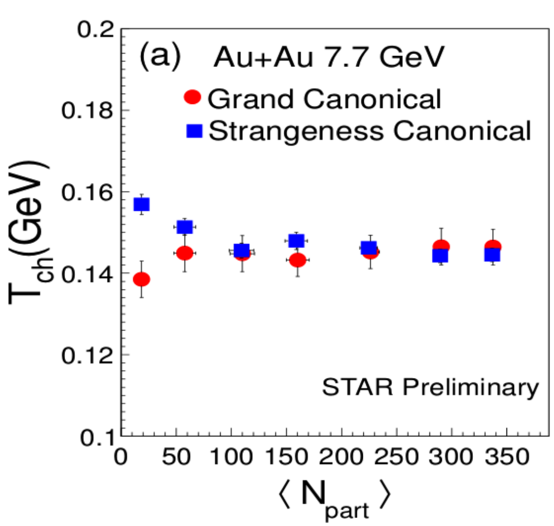
B). Strangeness-Canonical Ensemble (SCE)

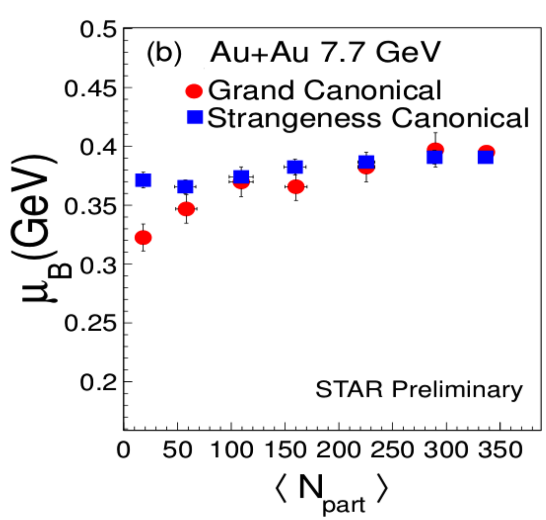
(Fit parameters: T_{ch}, μ_B, γ_S, and radius)



STAR:QM2012



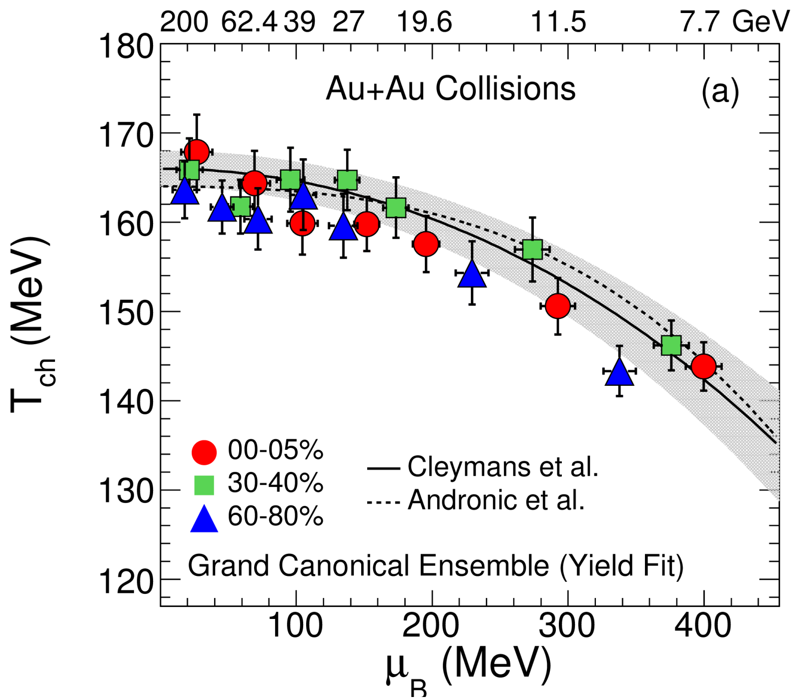




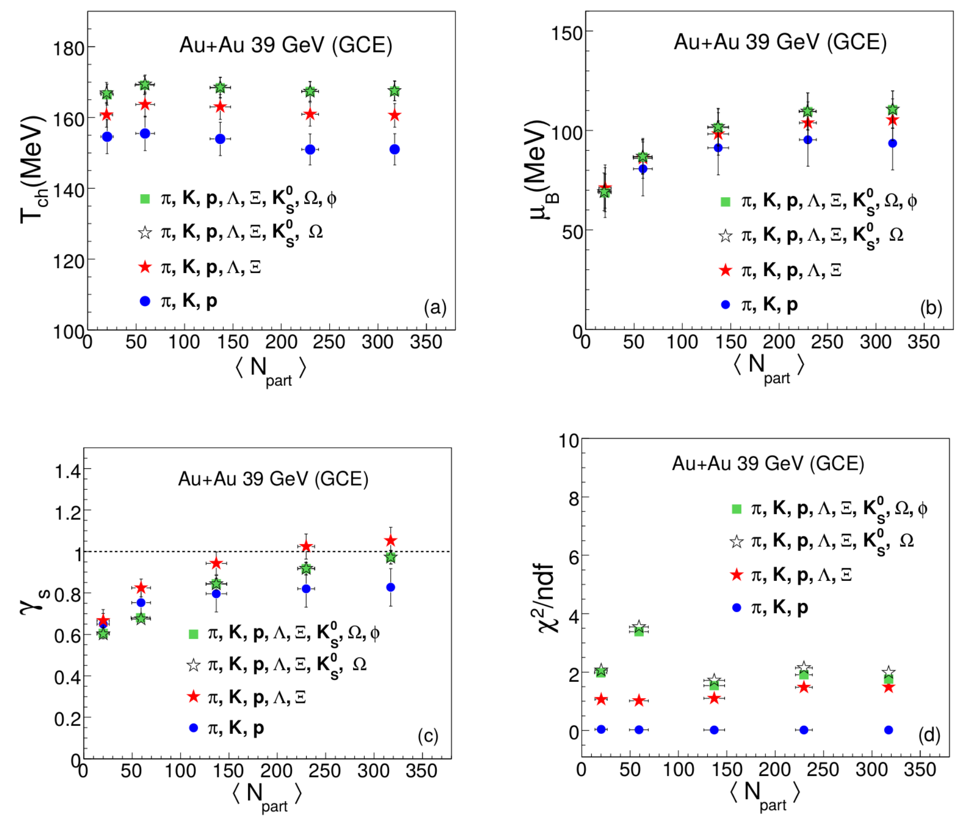
GCE – wszystkie liczby kwantowe (w tym dziwność) zachowane w średniej

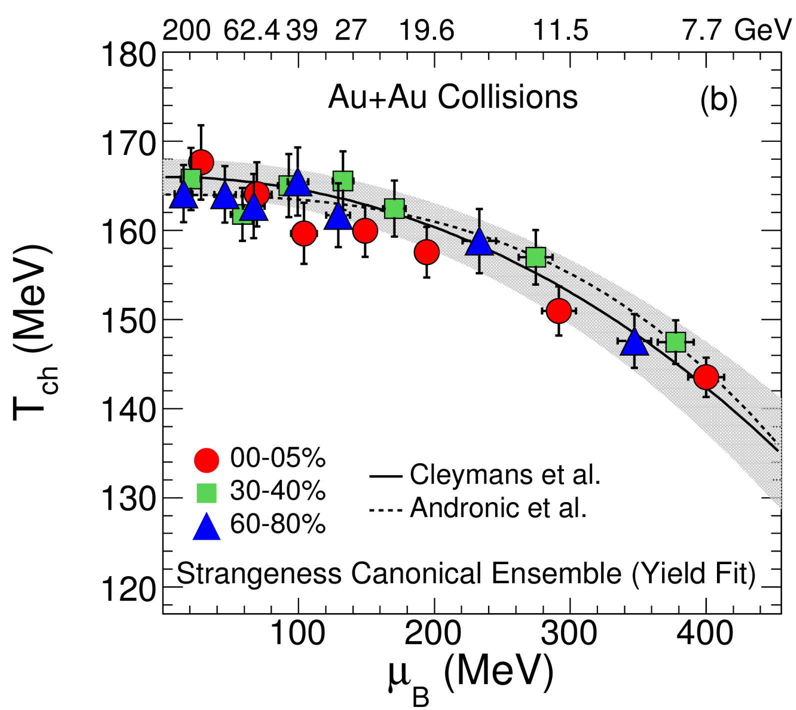
SCE – liczba kwantowa dziwności zachowana ściśle, liczba barionowa i ładunek zachowane w średniej

arXiv:1210.6099



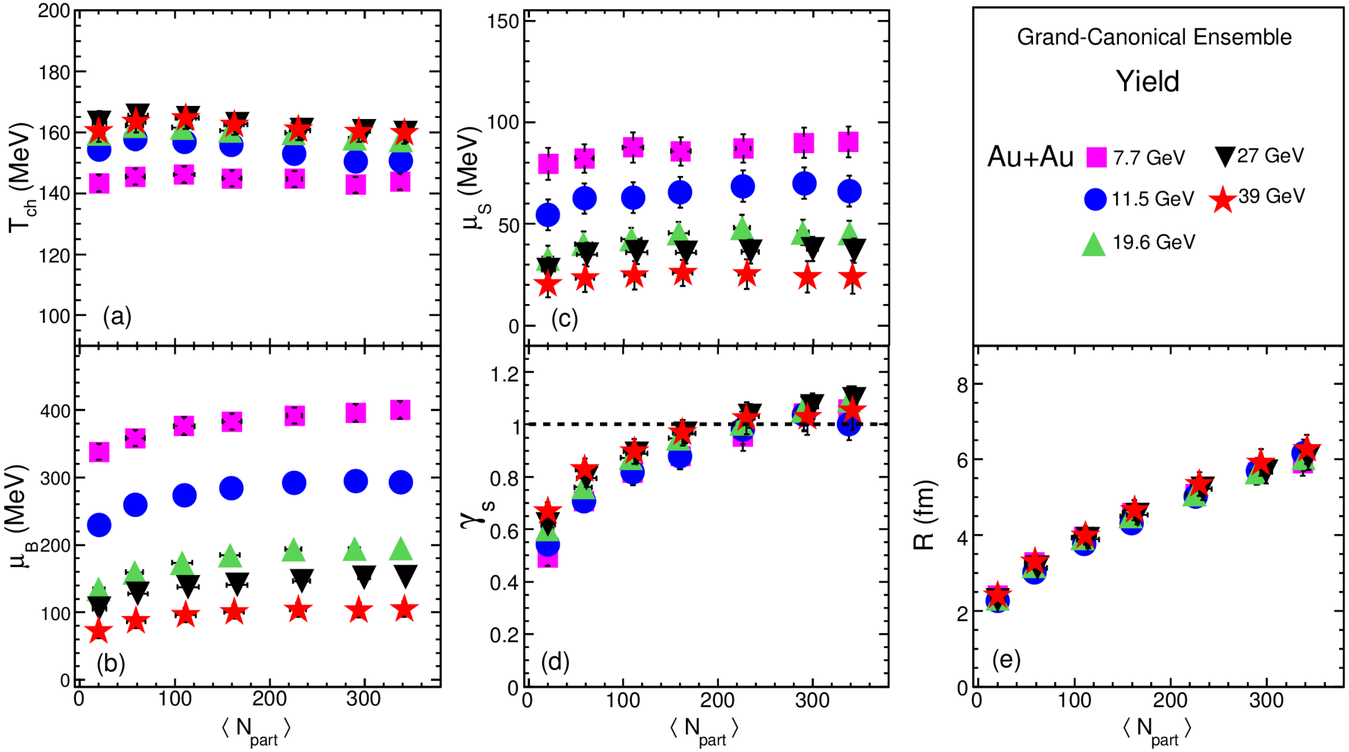
Kij w mrowisko: wyniki STAR BES z **2017** roku (fity w modelu THERMUS) pokazują **podobne zachowanie dla SCE oraz GCE** (rys. lewy). Domyślnie w modelu THERMUS użyto do fitów: π, K, p, anty-p, Λ, Ξ ale wyniki zależą (!) od tego których cząstek użyjemy (rys. prawy)

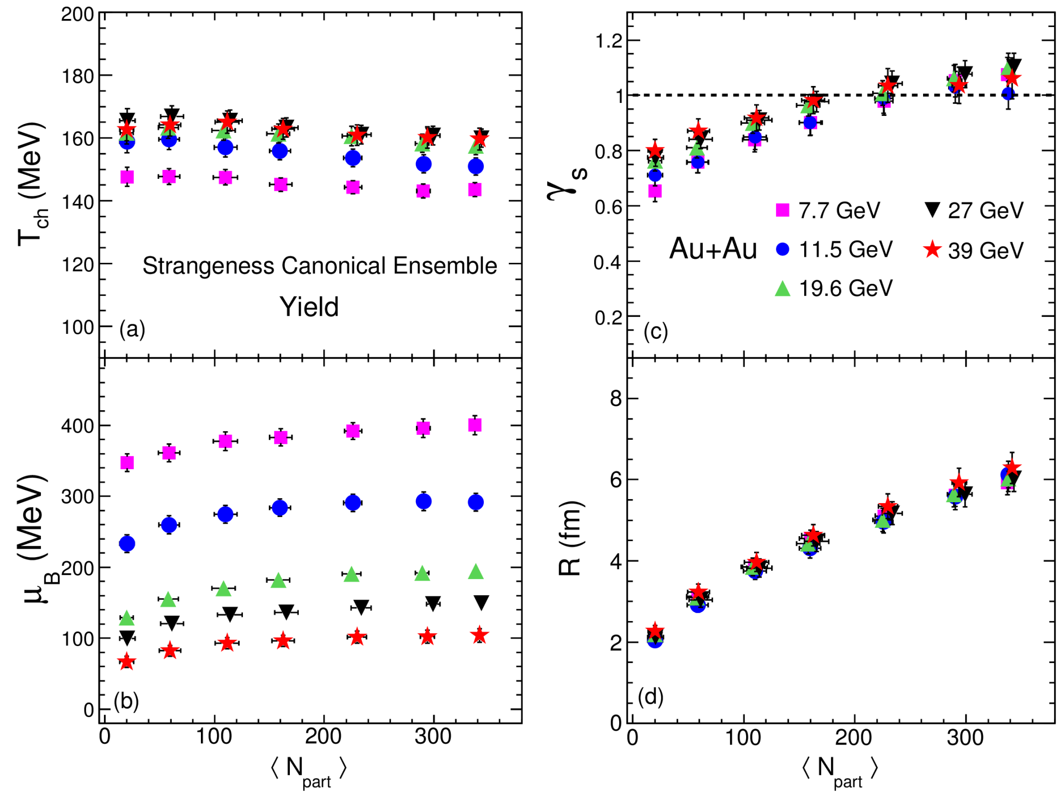




Podsumowując: najbardziej aktualne wyniki STAR BES pokazują b. słabą zależność T_{ch} od rozmiaru systemu (tu centralność) oraz znaczącą zależność μ_B od rozmiaru systemu (zwłaszcza dla niższych energii $\leftrightarrow$ SPS). Wyniki NA49 (SPS) (fity F. Becattini, 3 slajdy wcześniej) pokazują przeciwne trendy !

arXiv:1701.07065 (Phys. Rev. C96 (2017) no.4, 044904)





Rys. z arXiv:1701.07065
(Phys. Rev. C96 (2017) no.4, 044904)

Uwaga: w pracy tej pokazano również że wyniki mogą się nieco różnić jeśli w fitach użyto krotności (yield) lub stosunków krotności (ratio); tu pokazano wyniki tylko dla fitów krotności (yield)

Dla tych którzy fitami chcą zająć się sami

Thermal-FIST: A package for heavy-ion collisions and hadronic equation of state

Volodymyr Vovchenko[a,b,*], Horst Stoecker[a,b,c]

[a] *Institut für Theoretische Physik, Goethe Universität Frankfurt, D-60438 Frankfurt am Main, Germany*
[b] *Frankfurt Institute for Advanced Studies, Goethe Universität Frankfurt, D-60438 Frankfurt am Main, Germany*
[c] *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, D-64291 Darmstadt, Germany*

Abstract

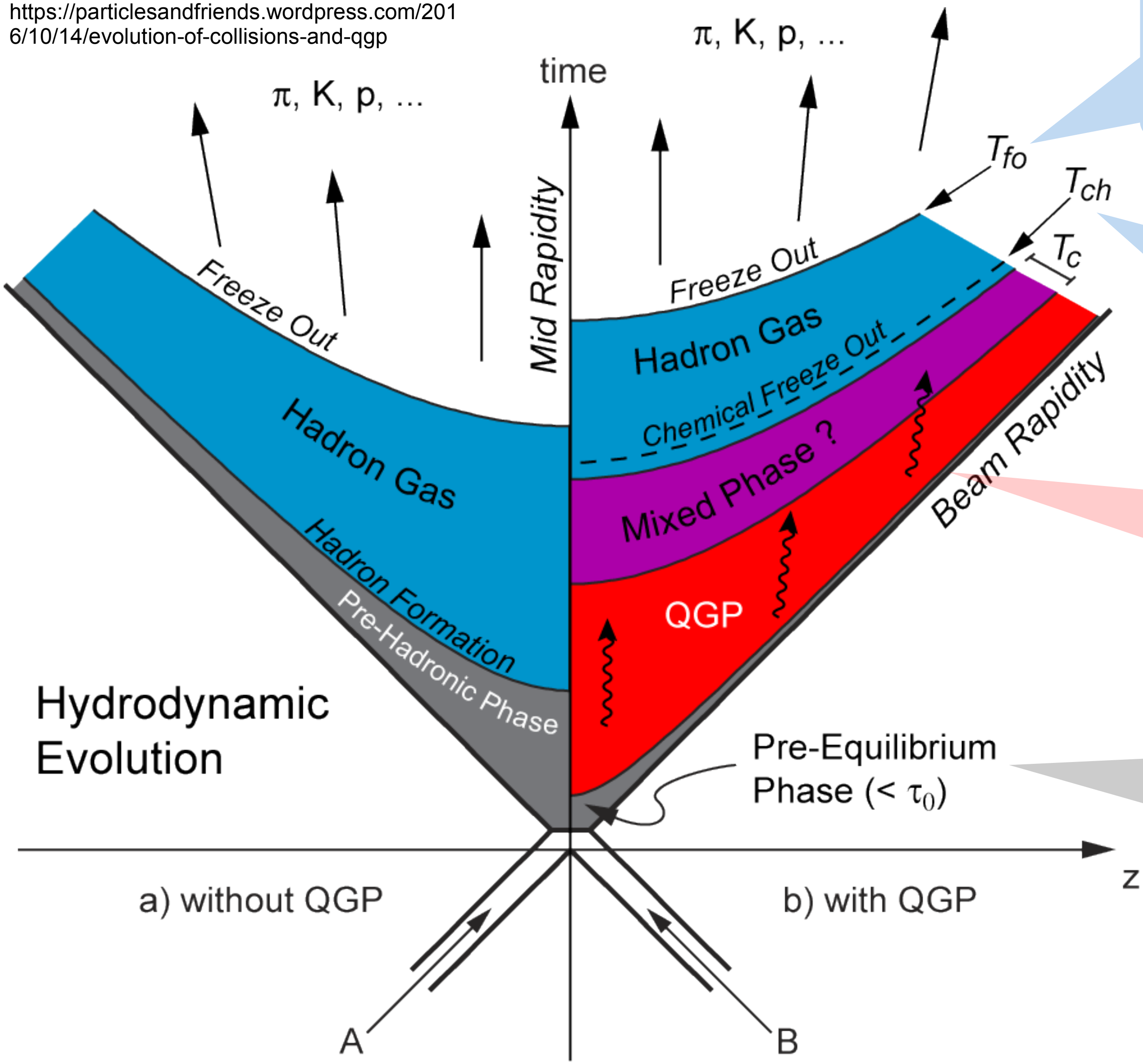
Thermal-FIST[**] is a C++ package designed for convenient general-purpose physics analysis within the family of hadron resonance gas (HRG) models. This mainly includes the statistical analysis of particle production in heavy-ion collisions and the phenomenology of hadronic equation of state. Notable features include fluctuations and correlations of conserved charges, effects of probabilistic decay, chemical non-equilibrium, and inclusion of van der Waals hadronic interactions. Calculations are possible within the grand canonical ensemble, the canonical ensemble, as well as in mixed-canonical ensembles combining the canonical treatment of certain conserved charges with the grand-canonical treatment of other conserved charges. The package contains a fast thermal event generator, which generates particle yields in accordance with the HRG chemistry, and particle momenta based on the Blast Wave model. A distinct feature of this package is the presence of the graphical user interface frontend – QtThermalFIST – which is designed for fast and convenient general-purpose HRG model applications.

Slajdy dodatkowe

(dla zainteresowanych)

Ewolucja zderzenia ciężkich jonów

https://particlesandfriends.wordpress.com/2016/10/14/evolution-of-collisions-and-qgp



normalna materia jądrowa
$T \cong 0$ MeV, $\varepsilon \cong 0.16$ GeV/fm^3

$T \sim 90$–140 MeV, $\varepsilon \sim 0.05$ GeV/fm^3
wymrożenie termiczne
(kinetyczne) – ustalone pędy cząstek
(koniec oddziaływań elastycznych);
rozpady są nadal możliwe

$T \sim 150$–170 MeV, $\varepsilon \sim 0.6$ GeV/fm^3
wymrożenie chemiczne –
ustalony skład chemiczny
(koniec oddziaływań nieelastycznych)

$T \sim 230$–$600/700$ MeV (SPS–LHC)
$\varepsilon \sim 3$ GeV/fm^3 (SPS),
$\varepsilon > 5/15$ GeV/fm^3 (RHIC/LHC)
czas życia QGP przed
hadronizacją ~ kilka fm/c

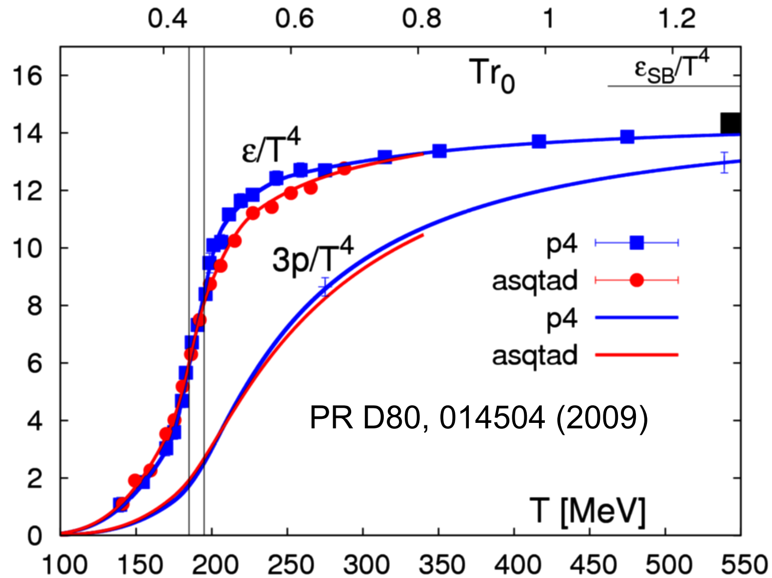
formacja partonów i termalizacja
czas formacji $\tau_0 \sim 1$ fm/c dla „top SPS”
oraz ~ 0.6 fm/c dla „top RHIC”

Cząstki rejestrowane w stanie końcowym np. mezony: π^+ (u anty-d), π^- (d anty-u), K^+ (u anty-s), K^- (s anty-u), bariony: p (uud), Λ (usd), ...

1 fm/c = $3.3 \cdot 10^{-24}$ s
1 GeV = $1.2 \cdot 10^{13}$ K

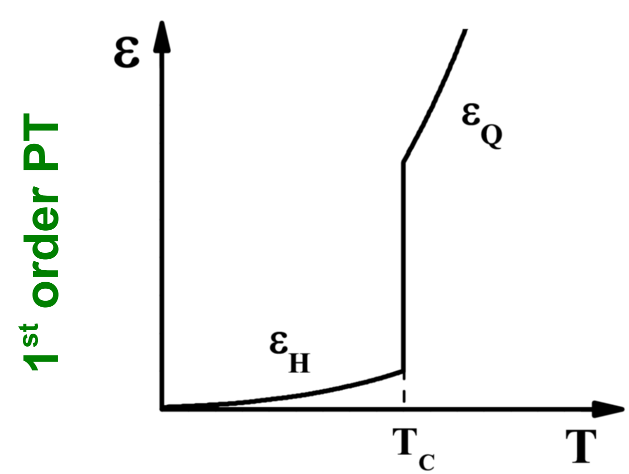
Temperatura spada w trakcie ekspansji $\Rightarrow T_{chem} \geq T_{term}$

Theory (lattice calculations at $\mu_B = 0$)



More recent result:
T_c = 156.5 ± 1.5 MeV (HotQCD),
A. Bazavov et al., arXiv:1812.08235

ε/T^4 ~ # degrees of freedom



Experiment (Bjorken model)

For central collisions:

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{energy}{volume} \approx \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \left[\frac{dE_T}{dy} \right]_{y^*=0}$$

$$R = 1.12\, A^{1/3}$$

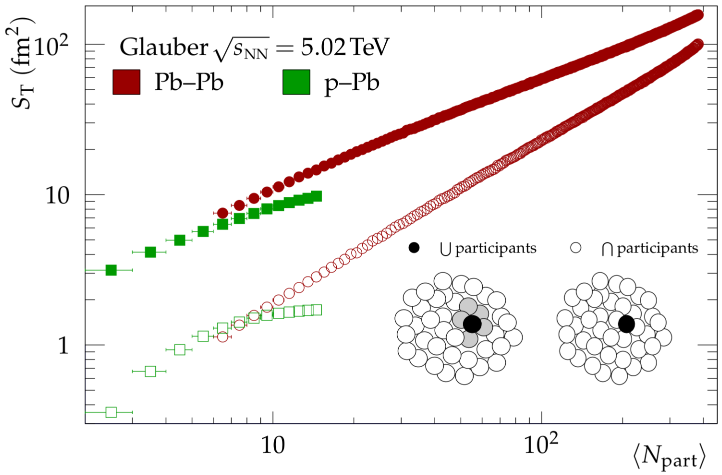
$$[dE_T/dy]_{y^*=0} = \langle m_T \rangle [dN/dy]_{y^*=0}$$

$$\text{thus: } \varepsilon_{Bj} \approx \frac{\langle m_T \rangle}{\pi R^2 \tau_0} \left[\frac{dN}{dy} \right]_{y^*=0}$$

top SPS $\varepsilon_{Bj}\tau \approx$ 3.2 GeV/(fm²c)
for $\tau_0 \approx$ **1 fm/c** $\Rightarrow \varepsilon_{Bj} \approx$ 3.2 GeV/fm³

top RHIC $\varepsilon_{Bj}\tau \approx$ 5 GeV/(fm²c)
for $\tau_0 \approx$ 1 fm/c $\Rightarrow \varepsilon_{Bj} \approx$ 5 GeV/fm³
for $\tau_0 \approx$ **0.6 fm/c** $\Rightarrow \varepsilon_{Bj} \approx$ 9 GeV/fm³

LHC $\varepsilon_{Bj}\tau \approx$ 15 GeV/(fm²c)
for $\tau_0 \approx$ 1 fm/c $\Rightarrow \varepsilon_{Bj} \approx$ 15 GeV/fm³
for $\tau_0 \approx$ **0.6 fm/c** (hydro describ. spectra PR C85, 064915 (2012))
$\Rightarrow \varepsilon_{Bj} \approx$ 25 GeV/fm³
for $\tau_0 \approx$ **0.3 fm/c** $\Rightarrow \varepsilon_{Bj} \approx$ 50 GeV/fm³



ALICE, Phys. Lett. B 845 (2023) 137730 [arXiv:2204.10210]

Figure 5: The transverse area $S_{\rm T}$ as calculated in a numerical Glauber model for two extreme cases: a) only the exclusive overlap of nucleons is considered (∩, open markers) and b) the inclusive area of participating nucleons contribute (∪, closed markers) in both p–Pb and Pb–Pb at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02\,{\rm TeV}$.

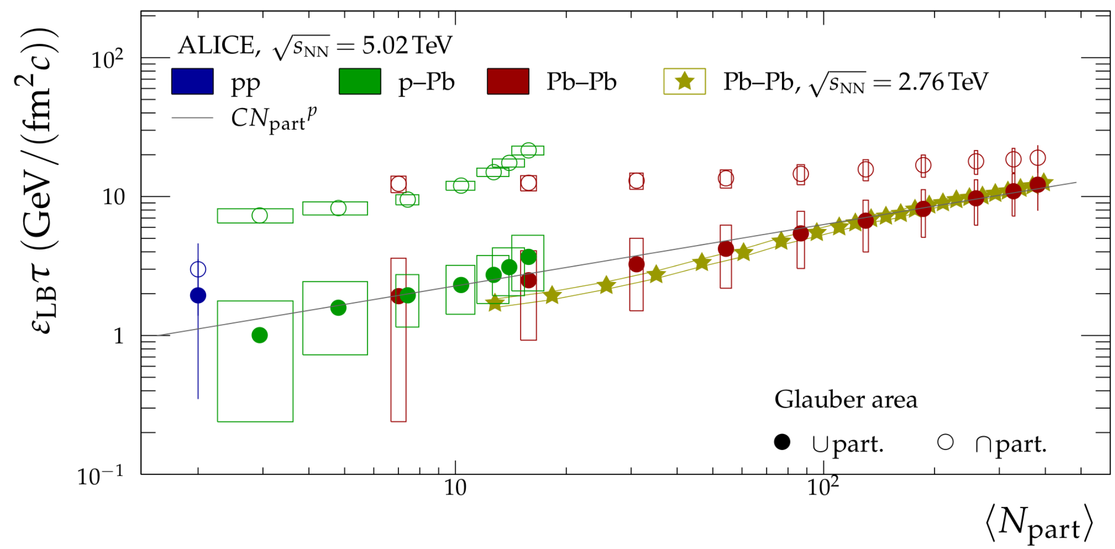
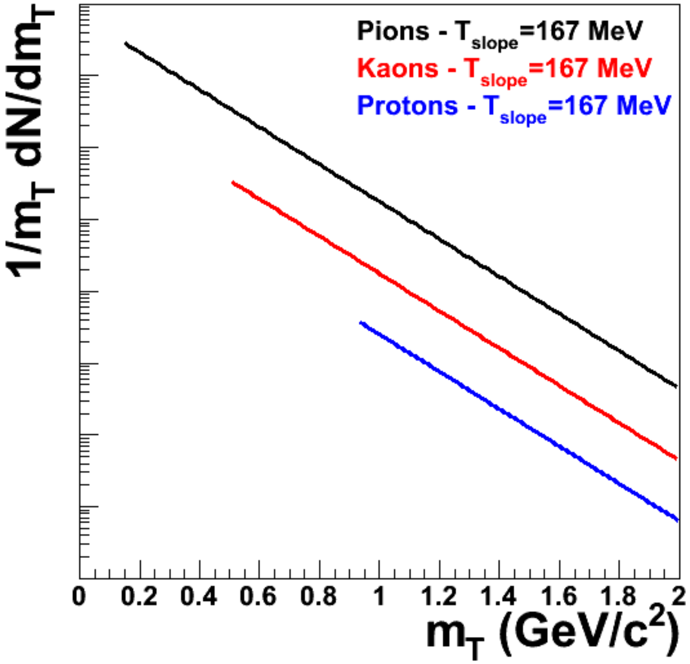
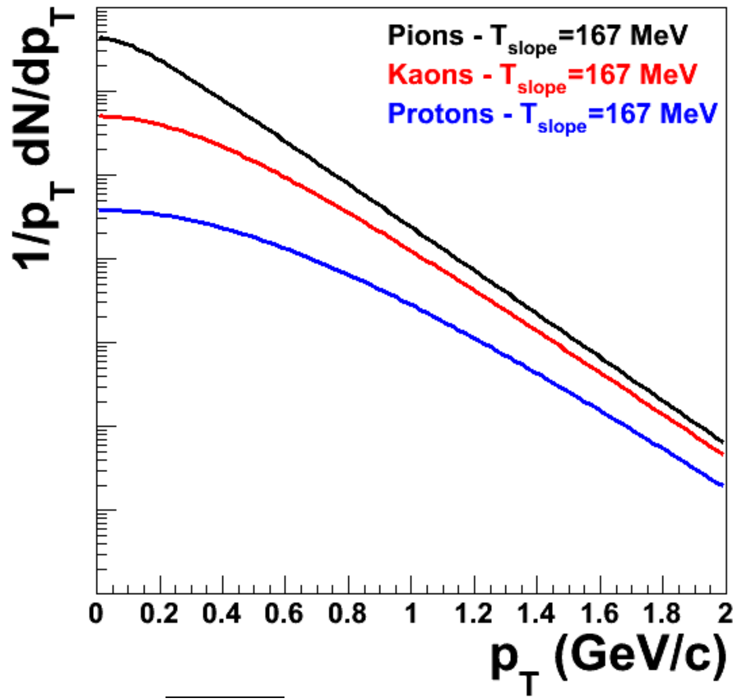


Figure 6: Estimate of the lower bound on the Bjorken transverse energy density in pp, p–Pb, and Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02\,{\rm TeV}$, considering the exclusive (∩, open markers) and inclusive (∪, full markers) overlap area $S_{\rm T}$ of the nucleons. The expression $CN_{\rm part}{}^p$ is fitted to case ∪, and we find $C = (0.8 \pm 0.3)\,{\rm GeV}/({\rm fm}^2 c)$ and $p = 0.44 \pm 0.08$. Also shown is an estimate, via $dE_{\rm T}/dy$, of $\varepsilon_{\rm Bj}$ from Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76\,{\rm TeV}$ (stars with uncertainty band) [31].





Rys. Francesco Prino

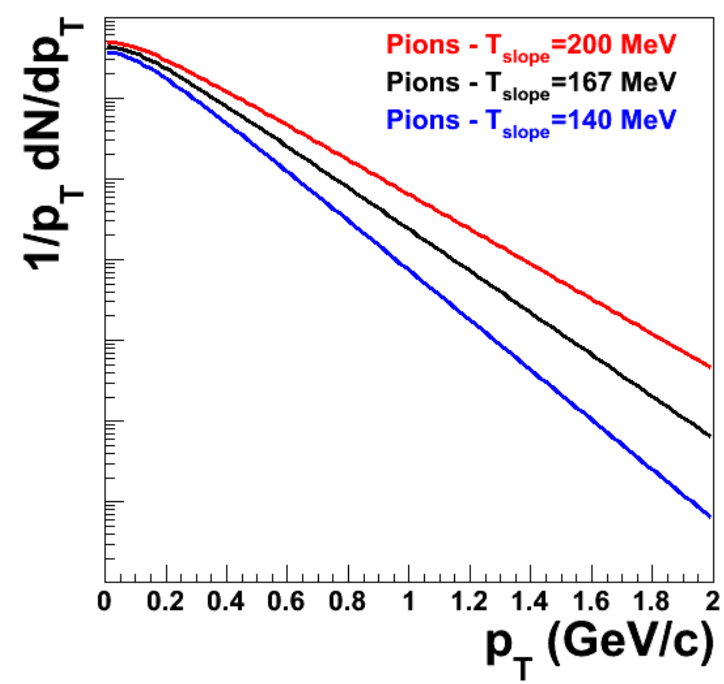
$$\frac{dN}{p_T dp_T} = \frac{dN}{m_T dm_T} \propto e^{-\frac{m_T}{T_{slope}}} = e^{-\frac{\sqrt{m^2 + p_T^2}}{T_{slope}}}$$

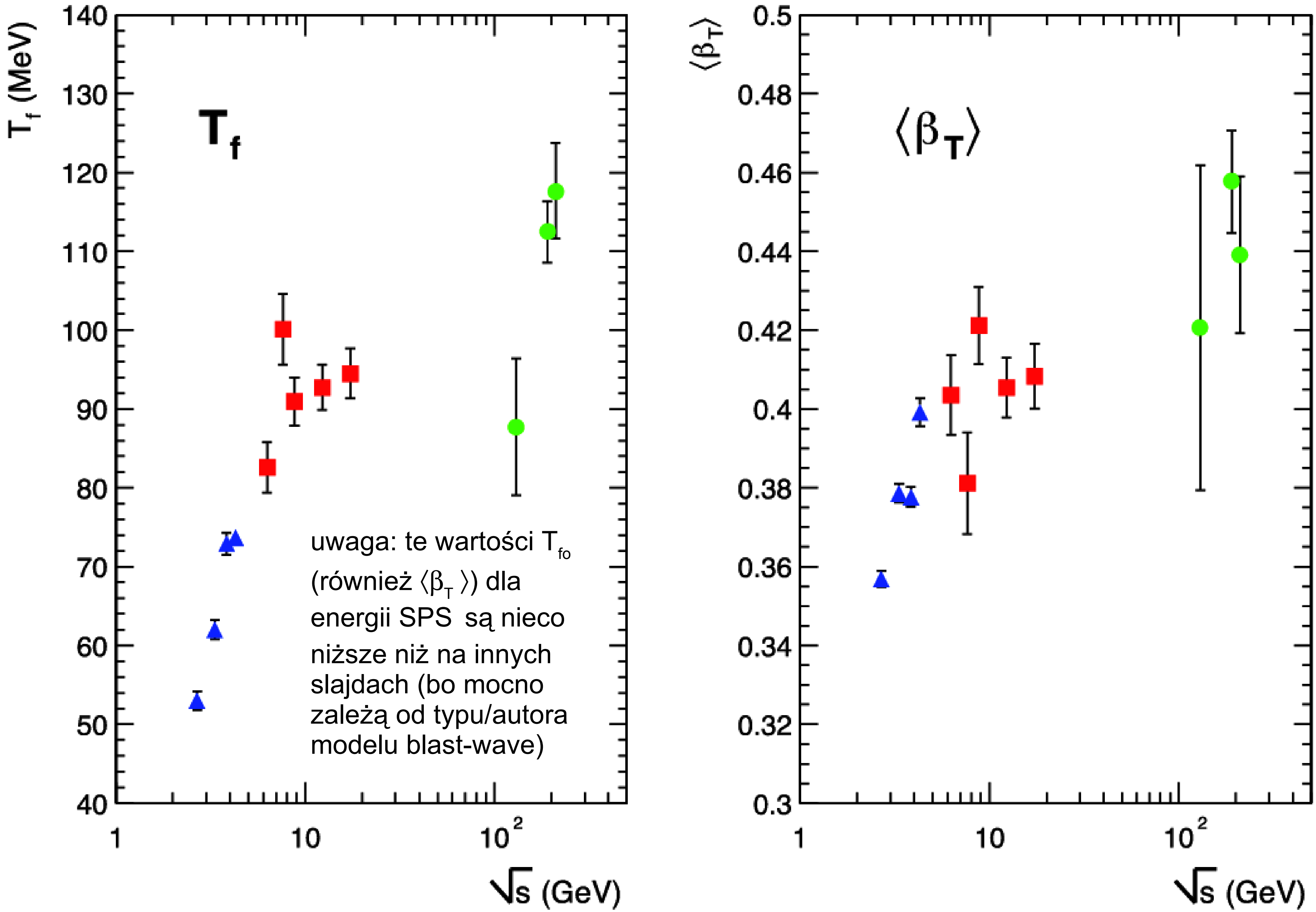
Ciekawostka: gdyby rozkład p_T był opisywany jako

$$\frac{dN}{dp_T} = C\, p_T \exp\left(-p_T / T_{sl}\right)$$

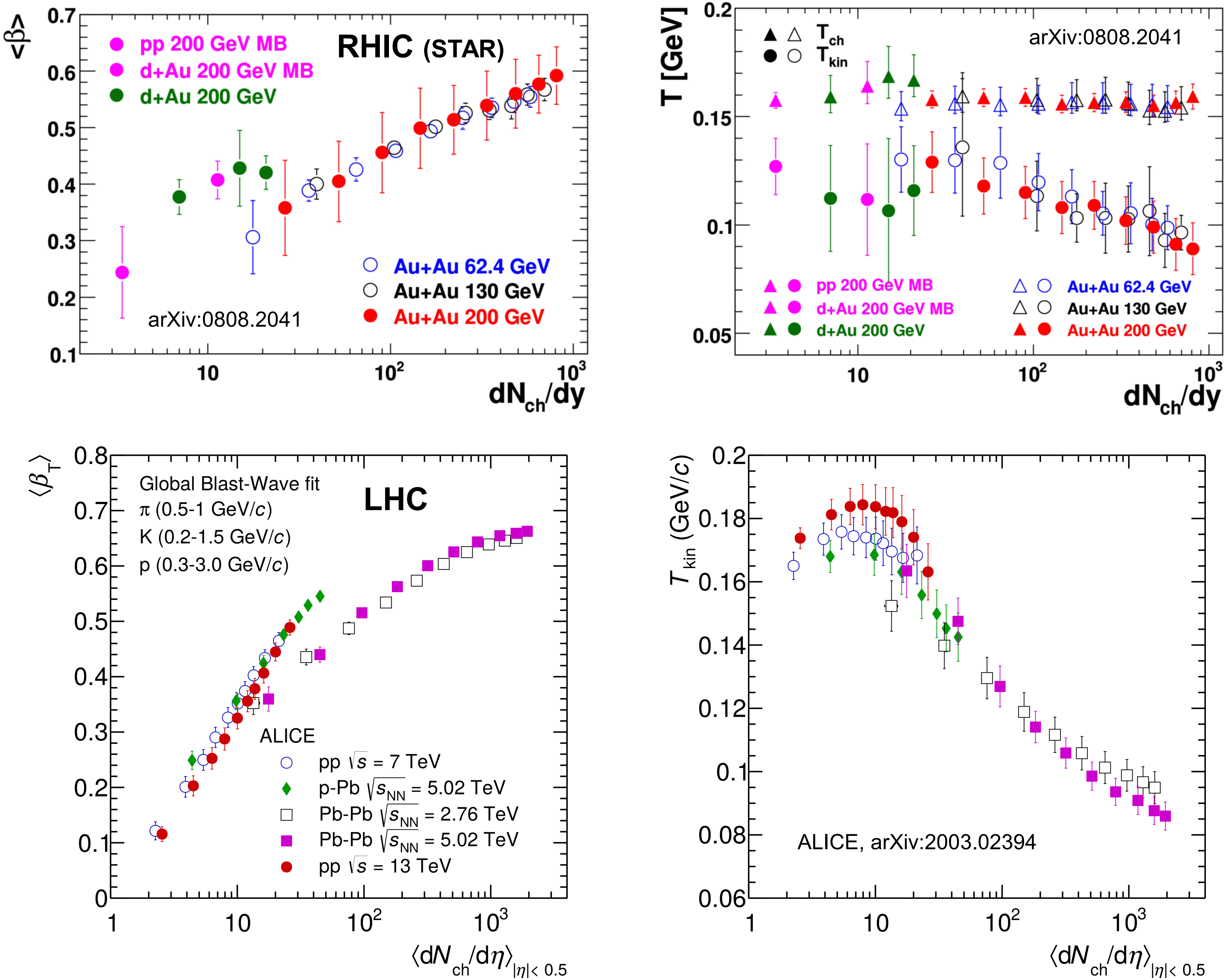
$$\langle p_T \rangle = \frac{\int_0^\infty p_T^2 \exp\left(-p_T / T_{sl}\right) dp_T}{\int_0^\infty p_T \exp\left(-p_T / T_{sl}\right) dp_T} = 2 \cdot T_{sl}$$

← z dokł. do “∞” bo rozkład exp. jest tylko w sektorze miękkim



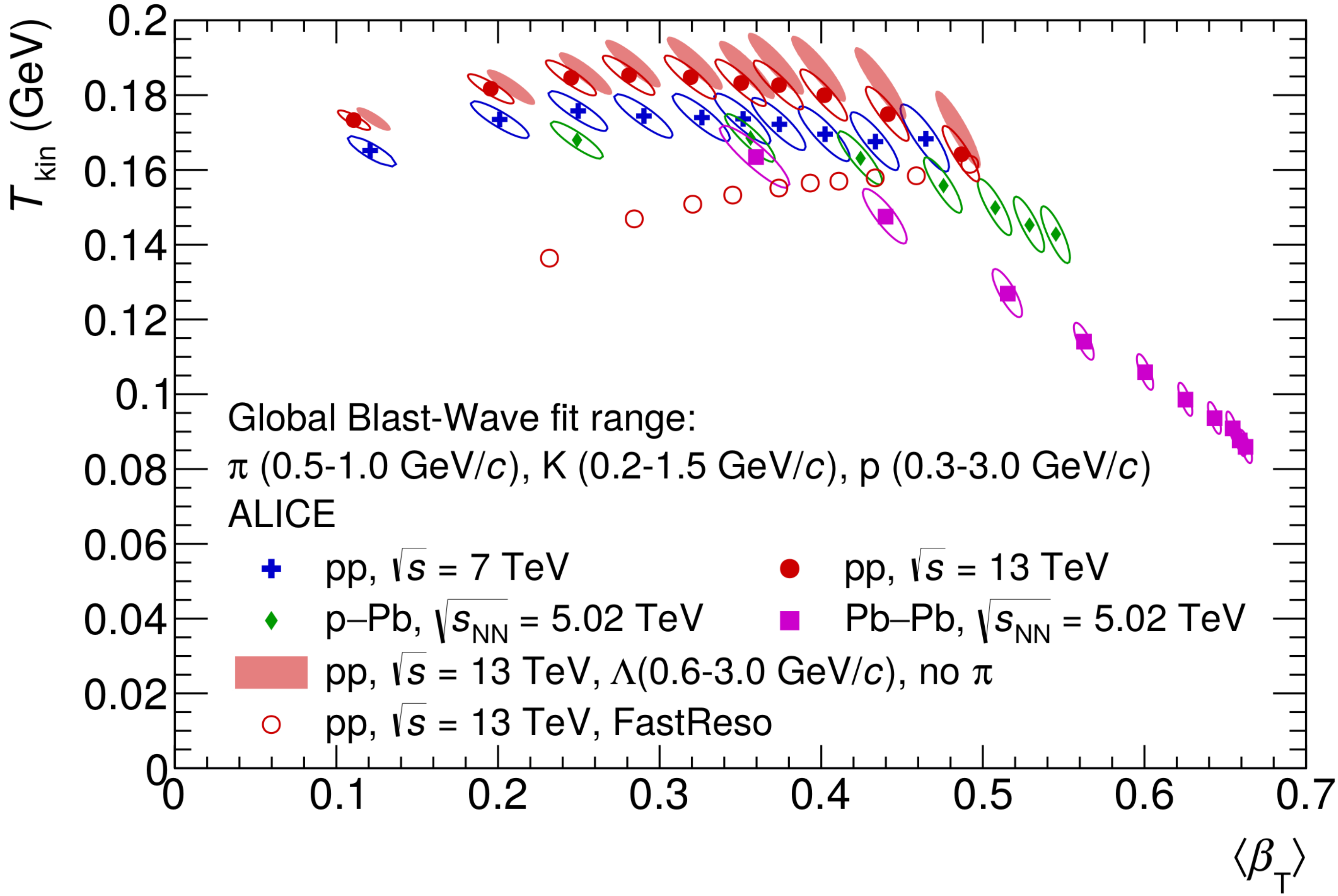


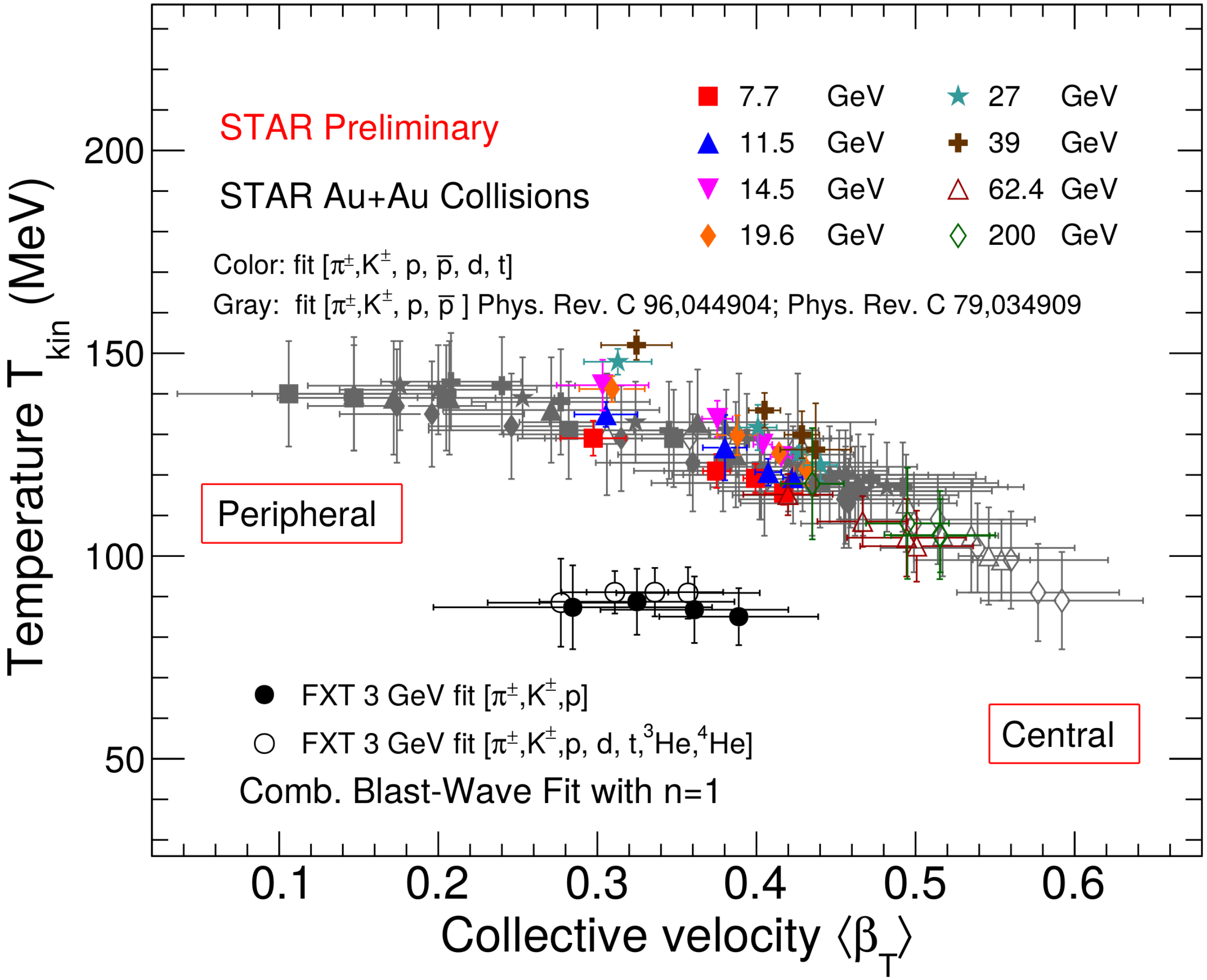
Temperatury wymrożenia i <u>średnie</u> prędkości radialne dla danych AGS (niebieskie), SPS (czerwone) i RHIC (zielone). Rys. z arXiv:0809.2482



RHIC (STAR)
pp 200 GeV MB
d+Au 200 GeV MB
d+Au 200 GeV
Au+Au 62.4 GeV
Au+Au 130 GeV
Au+Au 200 GeV
arXiv:0808.2041
<β>
dNch/dy
T [GeV]
Tch
Tkin
arXiv:0808.2041
LHC
Global Blast-Wave fit
π (0.5-1 GeV/c)
K (0.2-1.5 GeV/c)
p (0.3-3.0 GeV/c)
ALICE
pp √s = 7 TeV
p-Pb √sNN = 5.02 TeV
Pb-Pb √sNN = 2.76 TeV
Pb-Pb √sNN = 5.02 TeV
pp √s = 13 TeV
⟨βT⟩
⟨dNch/dη⟩|η|< 0.5
Tkin (GeV/c)
ALICE, arXiv:2003.02394

ALICE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 8, 693 [arXiv:2003.02394]



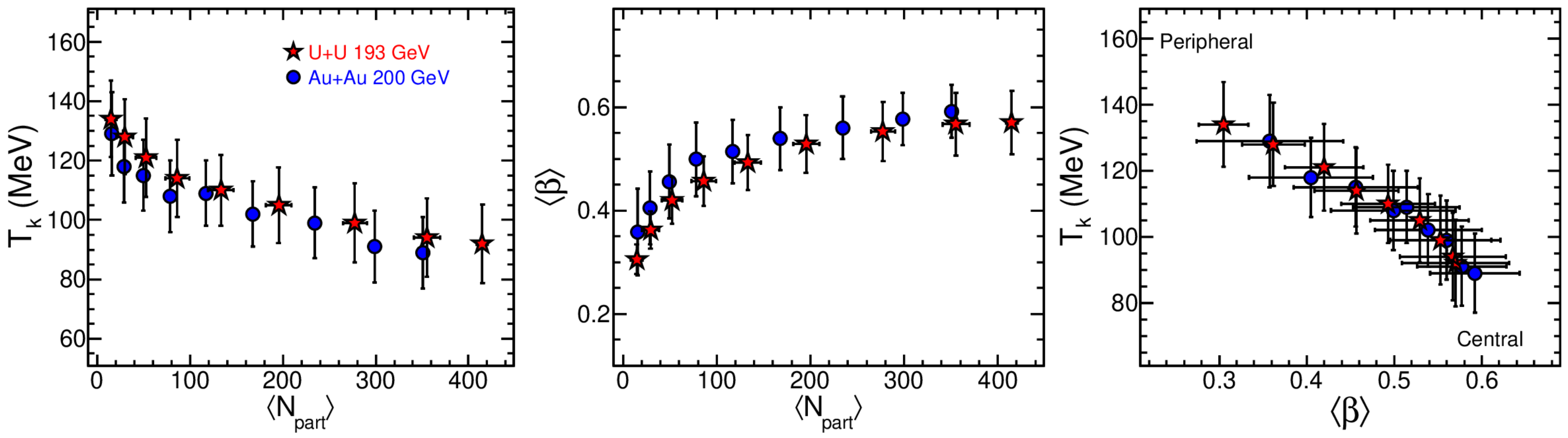


Wyniki RHIC BES
FXT ($\sqrt{s_{NN}}$ = 3 GeV)

arXiv:2110.10929

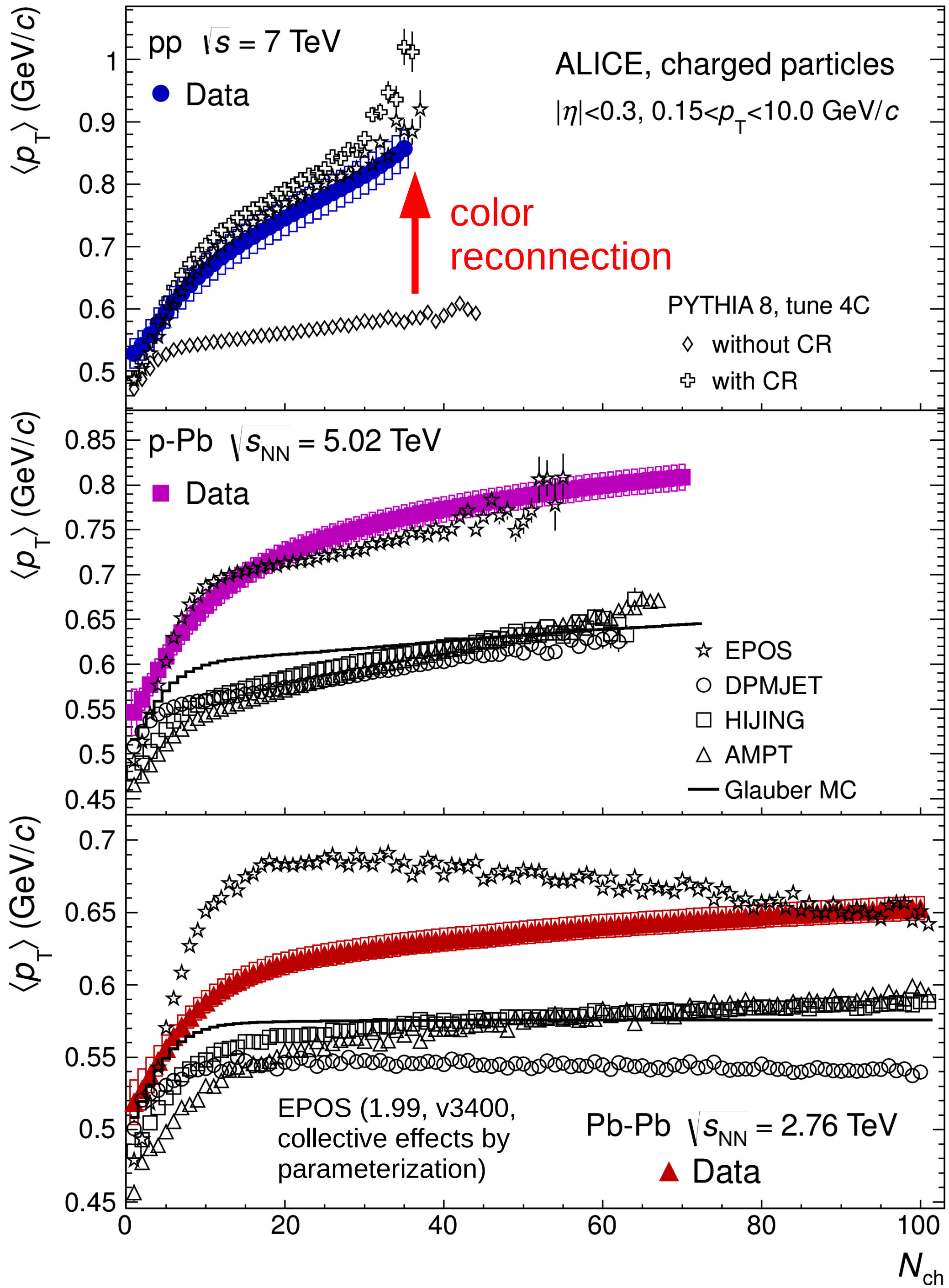
Zob. też
arXiv:2208.04650

Furthermore, an intriguing finding based on the blast-wave model is that we have observed that the distribution of T_{kin} *vs.* $\langle \beta_T \rangle$ at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 3$ GeV exhibits a completely different trend compared to high energies. These results reflect the different bulk properties at kinetic freezeout, implying a different medium equation of state (EoS) at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 3$ GeV. With the upgrade of the STAR detector, high statistics data of Au+Au collisions have been collected from the BES-II and Fixed-Target programs, which will allow us to perform more precise measurements at lower energies.

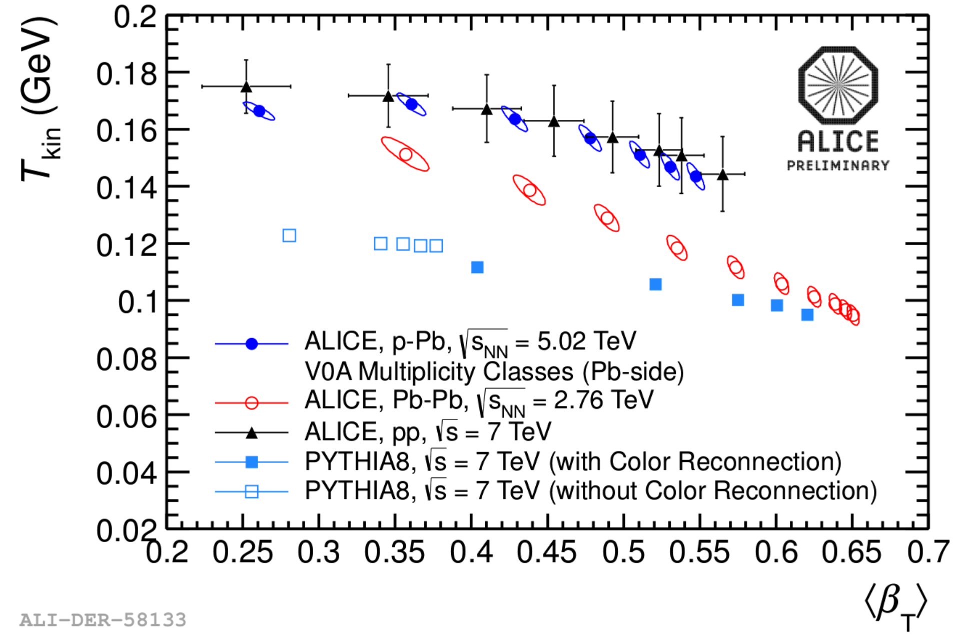


STAR, Phys. Rev. C 107 (2023) 2, 024901 [arXiv:2208.00653]

ALICE, PL B727, 371 (2013)



Velasquez (for ALICE), arXiv:1404.4354, 1501.05594



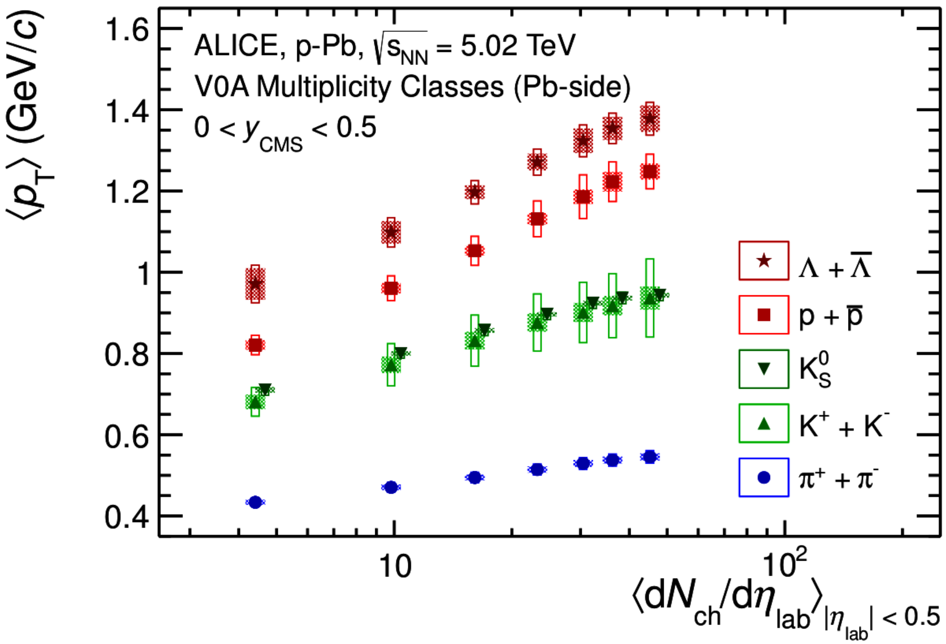
Color reconnection (CR) – color string formation between final partons from independent hard scatterings →

see T. Sjostrand, arXiv:1310.8073

Unlike hydrodynamics, CR mechanism acts on a microscopic level, and therefore does not require formation of thermalized medium in a small system

CR can mimic "flow-like" trends seen in p+p data

Note: CR = coherent effects between strings = some form of collectivity

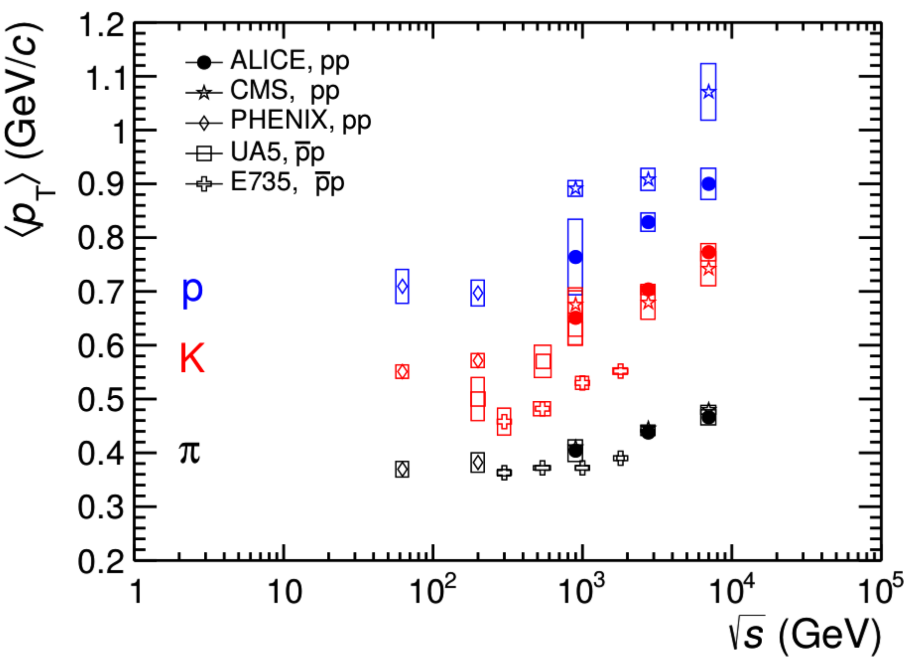


W LHC wzrost $\langle p_T \rangle$ z masą cząstki i z krotnością $dN_{ch}/d\eta$ widoczny również dla zderzeń p+Pb (w A+A jest to tłumaczone jako effect przepł. radialnego) Kolektywny przepływ radialny dla p+Pb ?

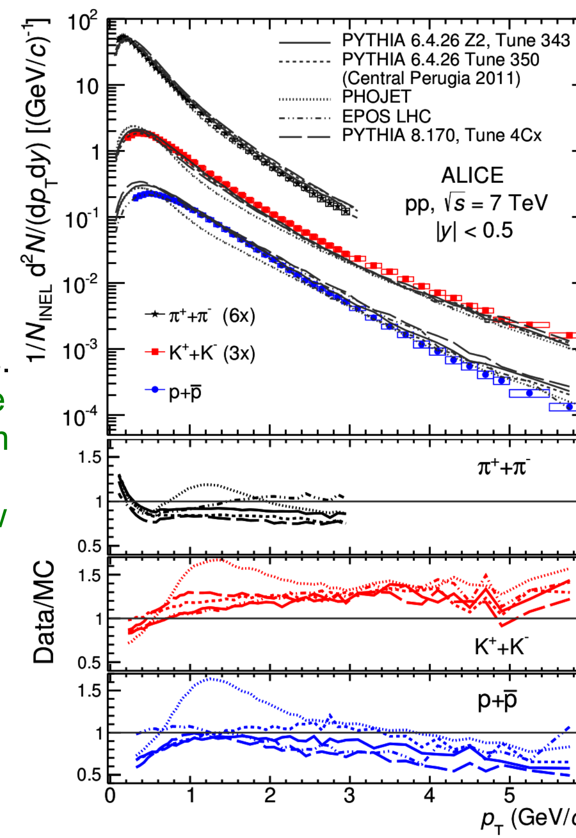
Rys. z arXiv:1307.6796v4 (Phys. Lett. B 728 (2014) 25-38)

Uwaga: wzrost $\langle p_T \rangle$ z masą cząstki i krotnością widać również dla p+p ! (np. arXiv:1207.4724); opisywane przez modele które jako alternatywę do przepływu radialnego w p+p mają tzw. *color reconnection mechanism* (tworzenie kolorowych strun pomiędzy partonami z niezależnych twardych oddziaływań)

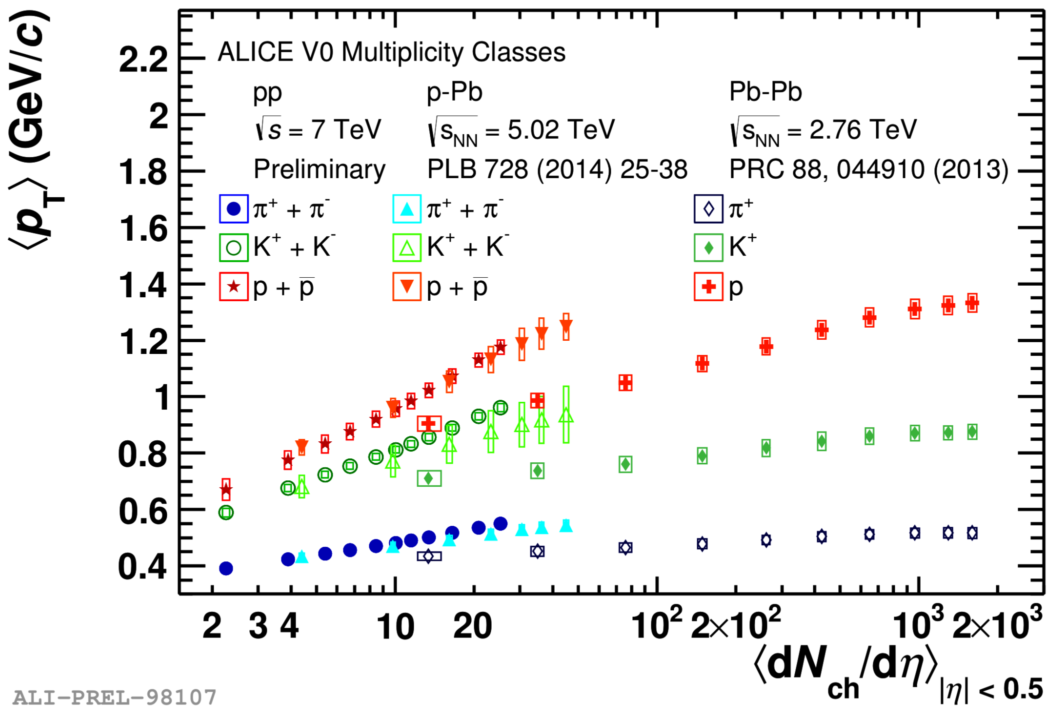
ALICE, arXiv:1504.00024



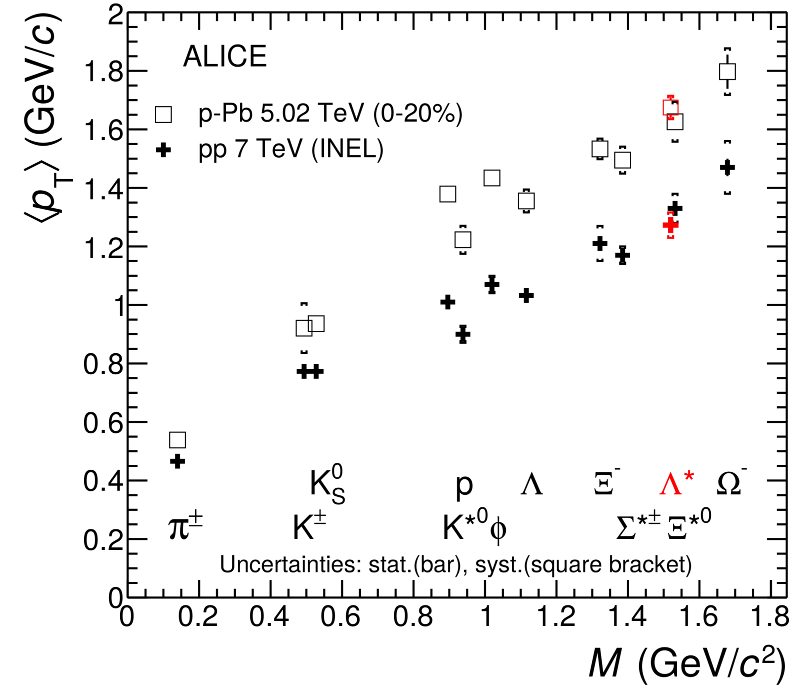
„PYTHIA is a general-purpose pQCD-based event generator, which uses a factorized perturbative expansion for the hardest parton-parton interaction, combined with parton showers and detailed models of hadroniza-tion and multiparton interactions. All presented PYTHIA tunes use a color reconnection mechanism which can mimic effects similar to that induced by collective flow in Pb-Pb collisions. In both PHOJET and EPOS, which are microscopic models that utilize the color-exchange mechanism of string excitation, the hadronic interactions are treated in terms of Reggeon and Pomeron exchanges."



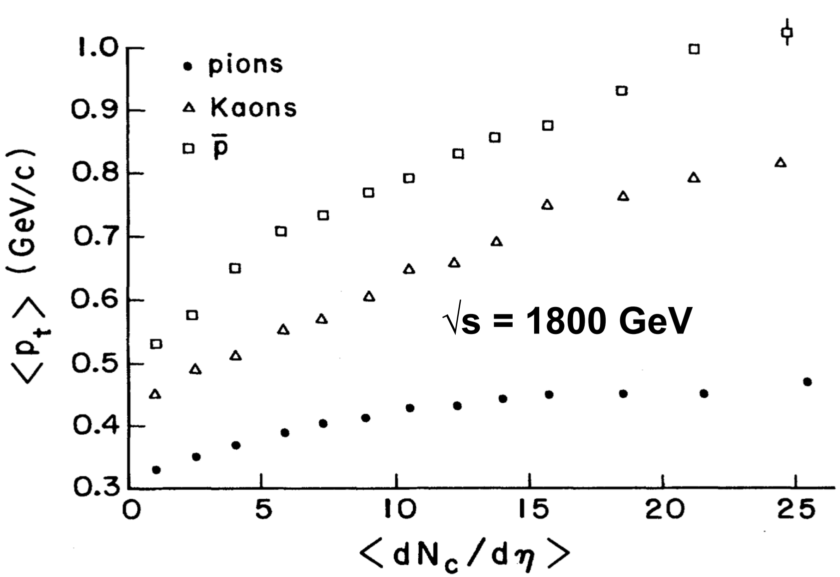
arXiv:1512.06928

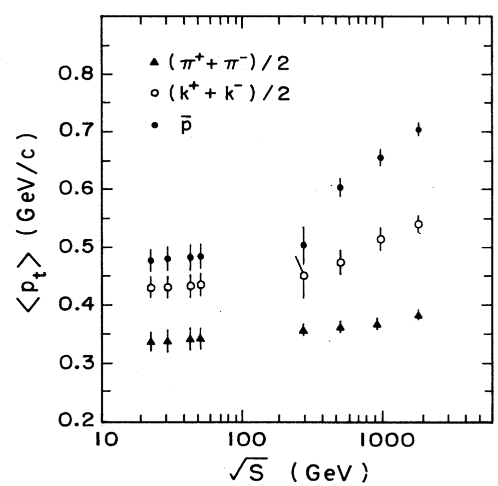


ALICE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 2, 160



Podobne efekty widoczne w zderzeniach p+anty-p już przy niższych energiach:

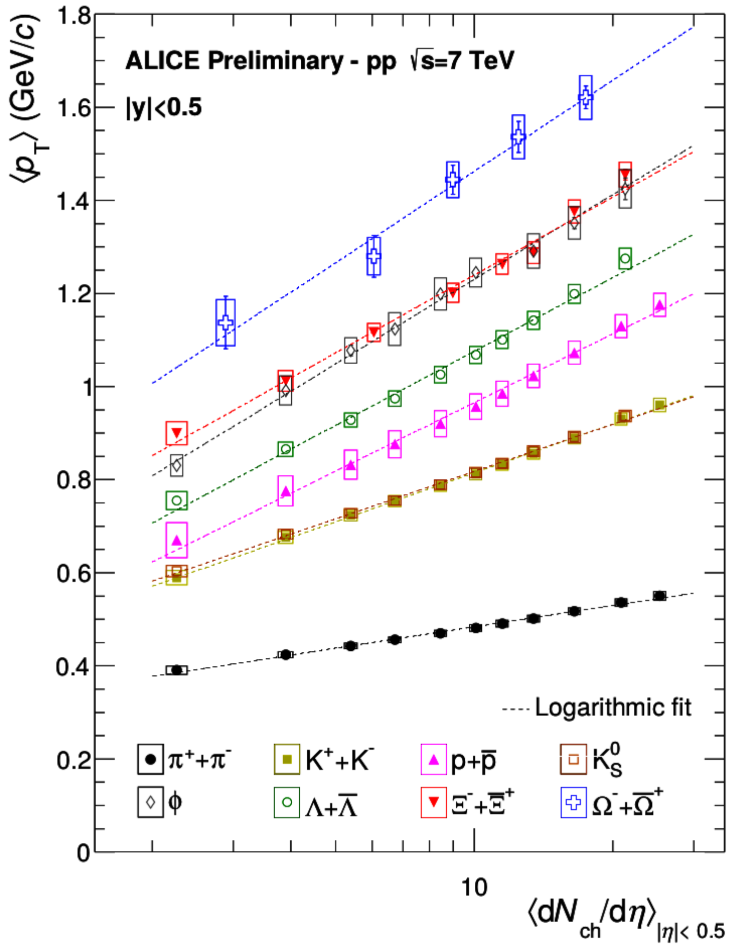




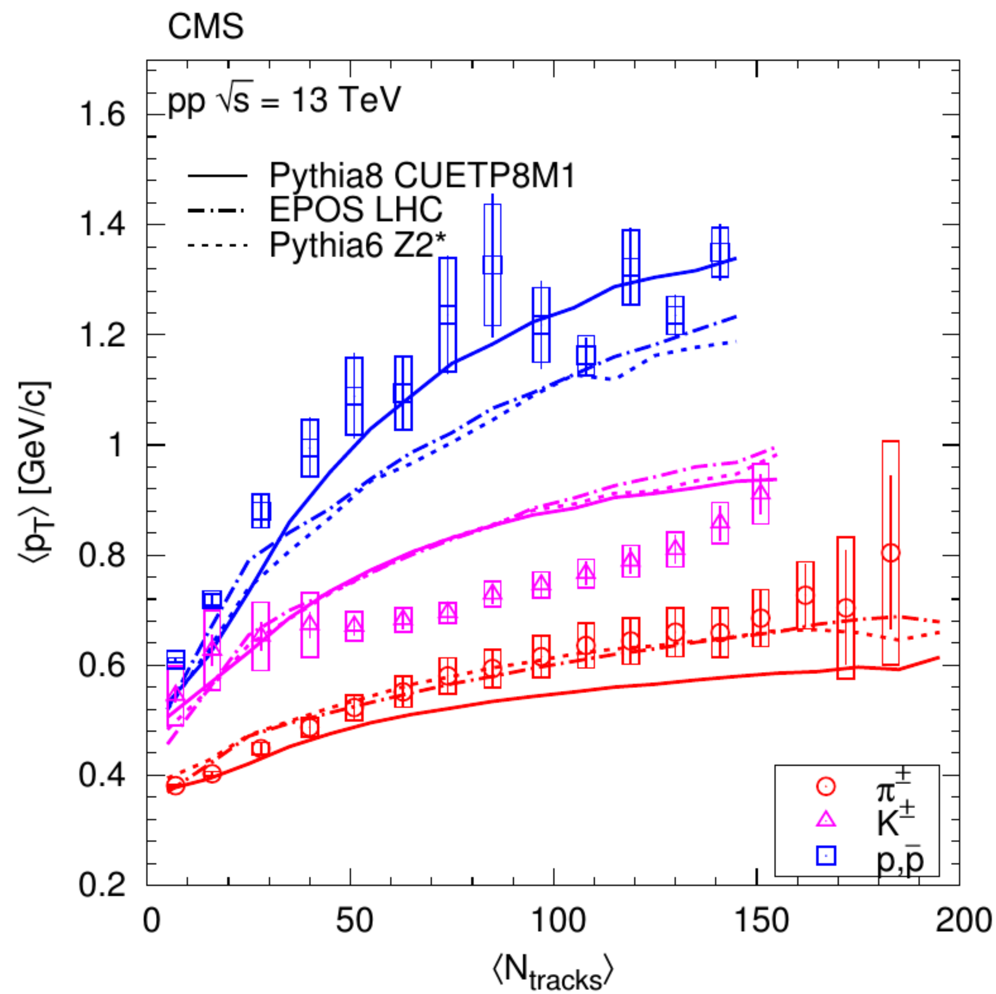
$\sqrt{s}$ = 300, 540, 1000, 1800 GeV

T. Alexopoulos et al. (E735 Collaboration), Phys. Rev. D 48, 984 (1993); niższe energie z innych analiz

arXiv:1604.06736

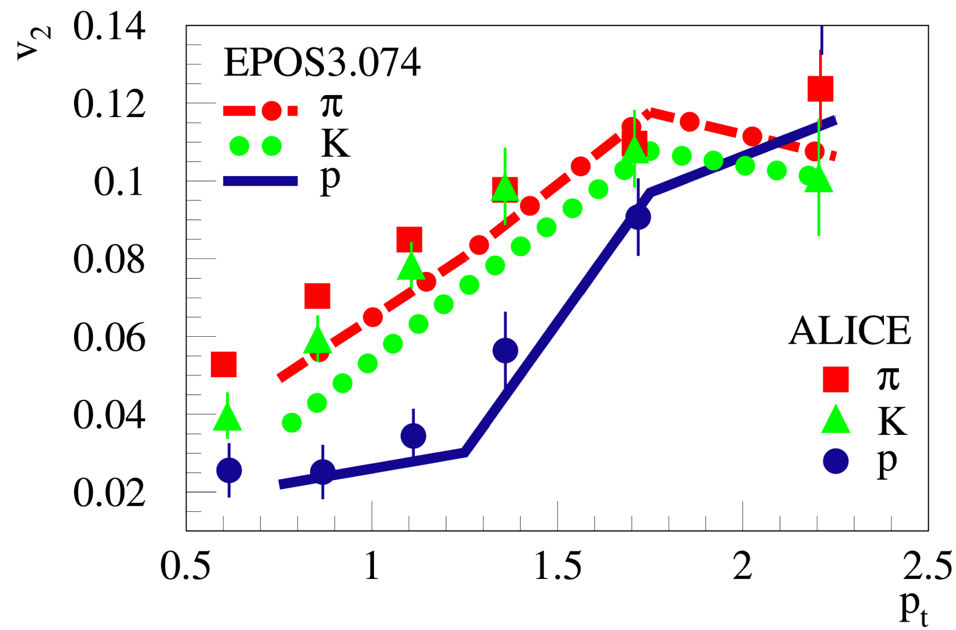


arXiv:1904.12569



EPOS3, B. Guiot, Y. Karpenko, T. Pierog, K. Werner
arXiv:1312.1233 , arXix:1307.4379

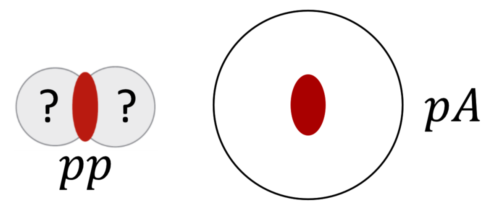
- ☐ Initial conditions:
  Gribov-Regge multiple scattering approach,
  elementary object = Pomeron = parton ladder,
  using saturation scale $Q_s \propto N_{part}\,\hat{s}^{\lambda}$
- ☐ Core-corona approach
  to separate fluid and jet hadrons
- ☐ Viscous hydrodynamic expansion, $\eta/s = 0.08$
- ☐ Statistical hadronization, final state hadronic cascade

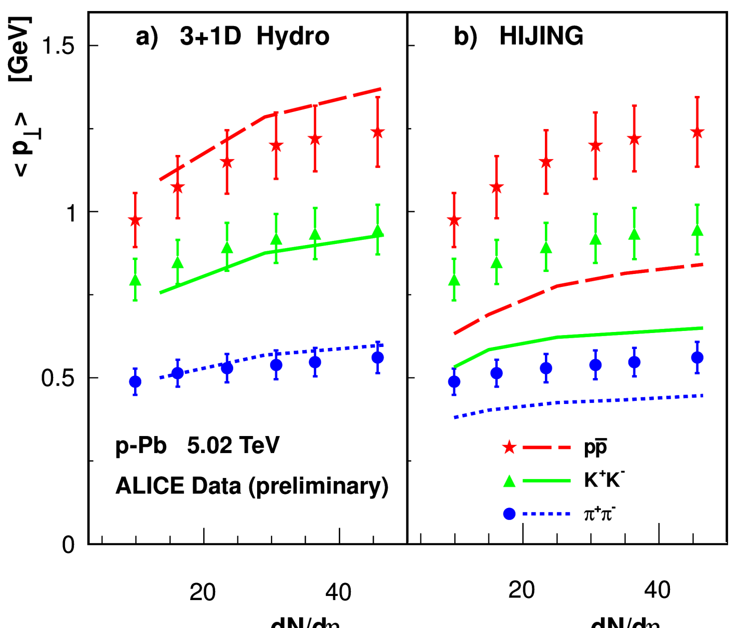


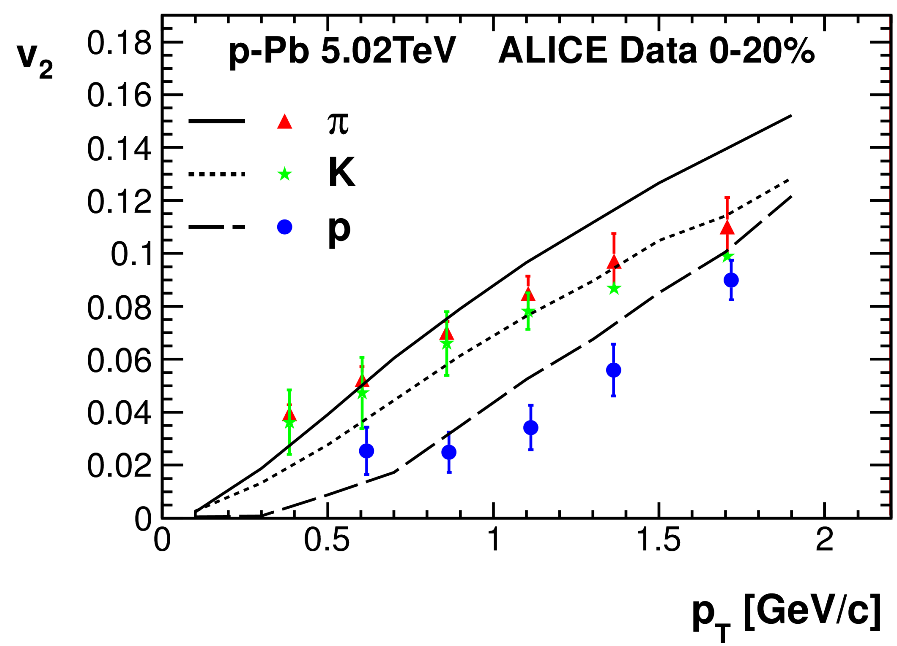
Werner, WWND 2014

p+Pb, 5.02 TeV
Mass splitting (as in Pb+Pb) due to flow

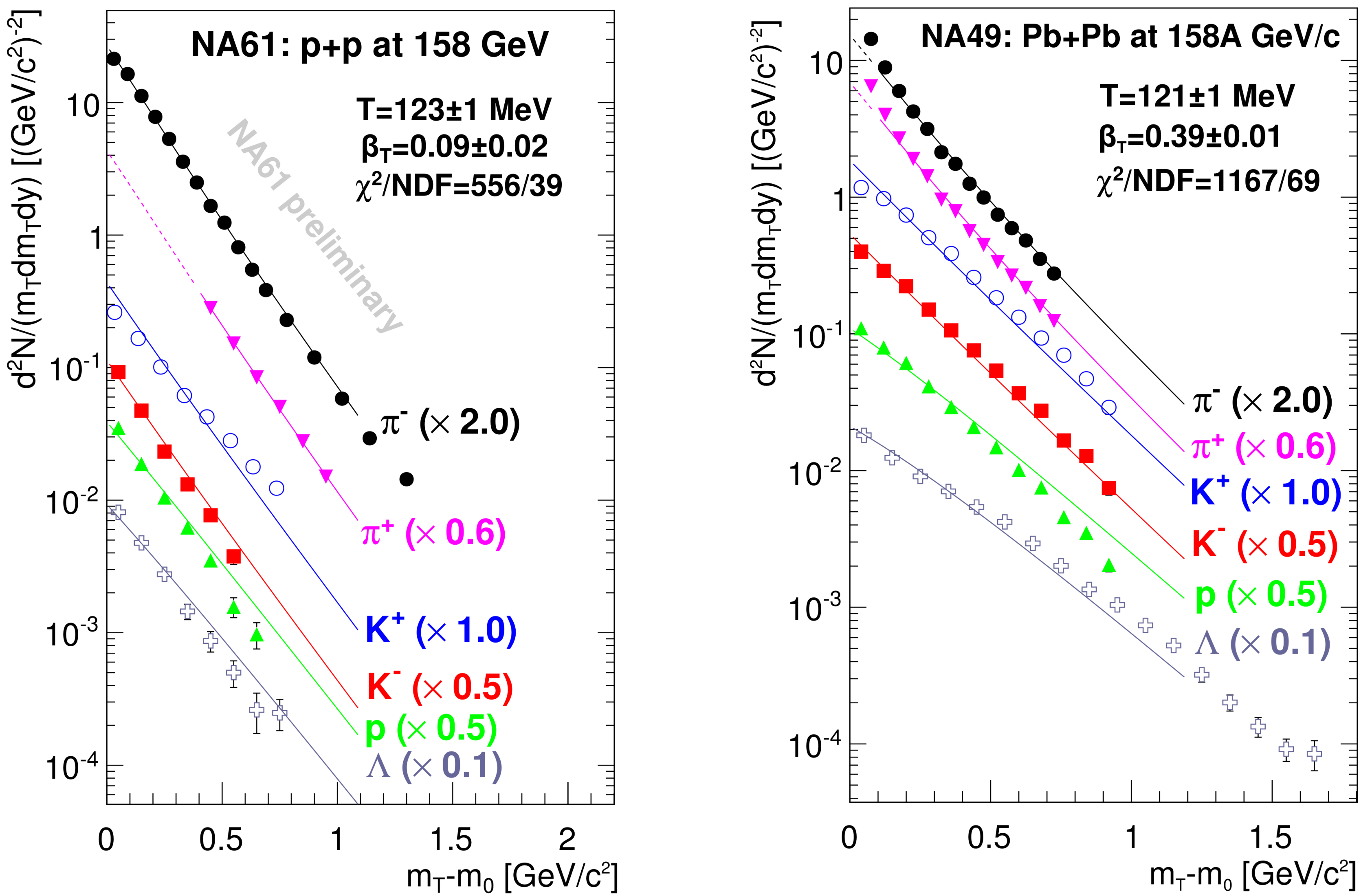
Perhaps we can apply hydrodynamics to high-multiplicity p+p and p+A collisions. The interaction region is small but dense.







Bozek, Broniowski, arXiv:1401.2367



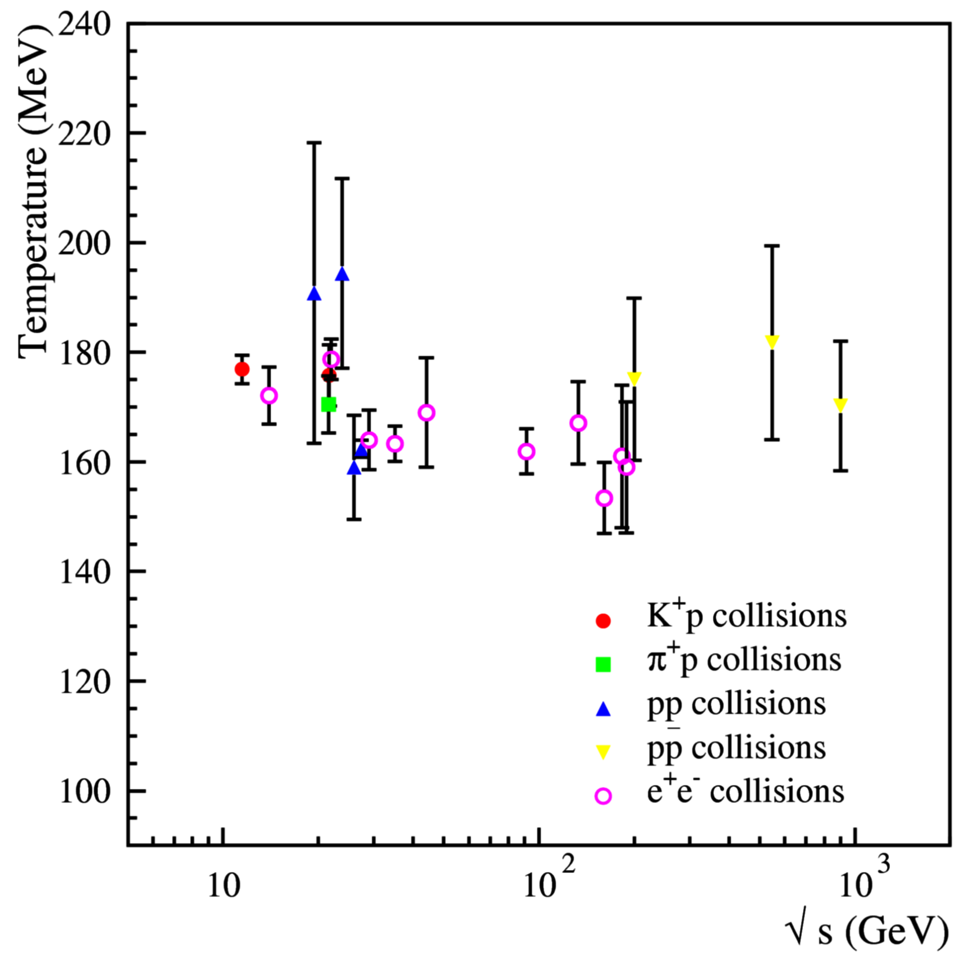
NA61 SPSC raport 2014 oraz
arXiv:1510.00674

Uzupełnienie do modeli gazu hadronowego

Modele gazu hadronowego od wielu lat dają dość dobry opis produkcji wszystkich hadronów nie tylko w A+A (Au+Au, Pb+Pb) ale, co zaskakujące, i w zderzeniach elementarnych (e^++e^-, p+p, antyp+p)

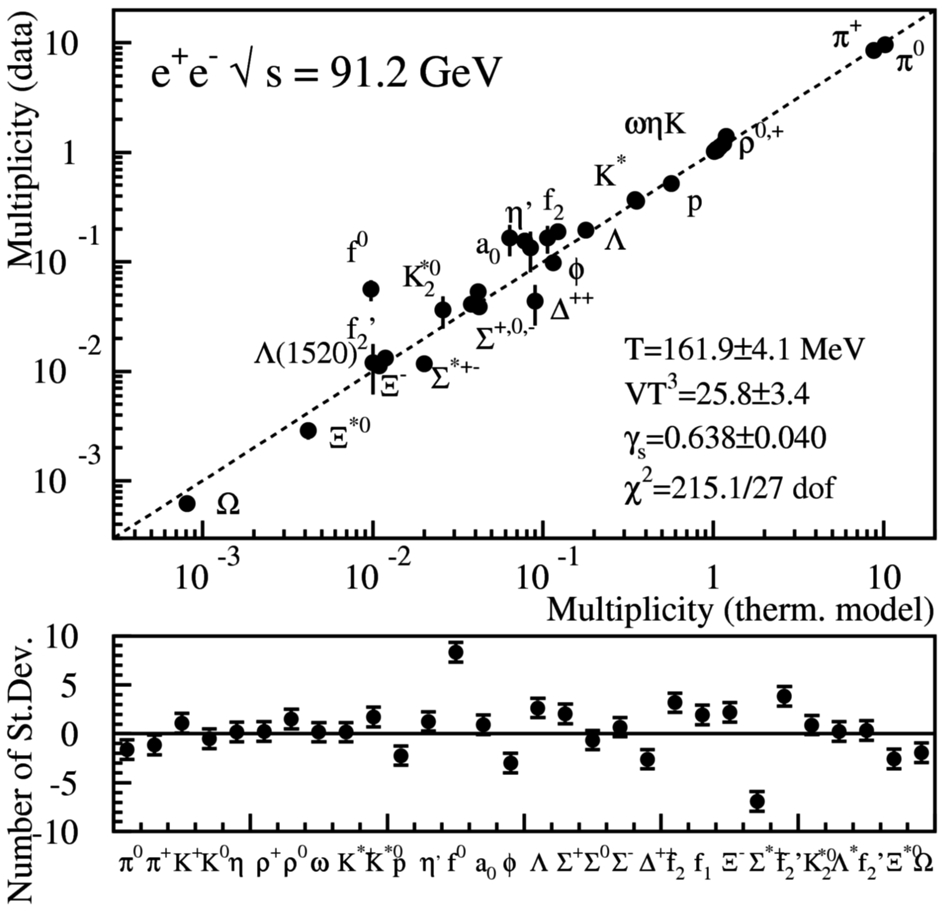
	e^+e^- $\sqrt{s} = 91.25$ GeV	Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
Fit with the standard samples		
T(MeV)	164.7± 0.9 (1.9)	168.5 ± 4.0
Normalization	23.2± 0.57 (1.2)	13.6 ± 0.58
γ_S	0.656± 0.0096 (0.021)	0.932 ± 0.040
μ_B/T		0.173 ± 0.052
χ^2/dof	41.5/9	22.2/8
Fit with the standard samples and same relative errors		
T(MeV)	168.8± 5.2	167.8 ± 4.1
Normalization	21.3± 3.4	13.15 ± 0.61
γ_S	0.599± 0.029	0.968 ± 0.044
μ_B/T		0.200 ± 0.057
χ^2/dof	11.0/9	16.8/8

F. Becattini et al.,
arXiv:0911.3026

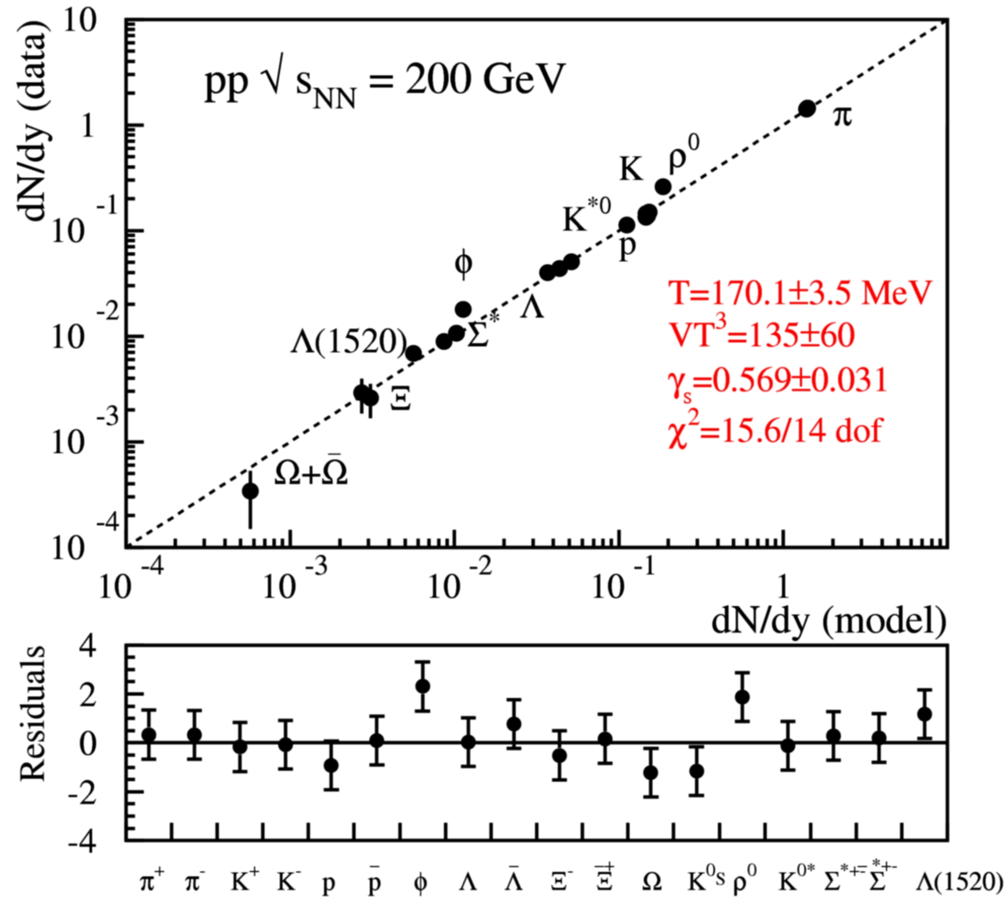


F. Becattini, arXiv:0901.3643

Może więc produkcja ze statystycznej równowagi jest generalną własnością samej hadronizacji?



F. Becattini, arXiv:0901.3643



F. Becattini et al., arXiv:0911.3026

Dla **elementarnych**: wielki zespół kanoniczny → **zespół kanoniczny**; brak μ_B

Tak więc

Termalizacja – jak jest osiągana??
Jakie jest pochodzenie termicznego zachowania w zderzeniach elementarnych?

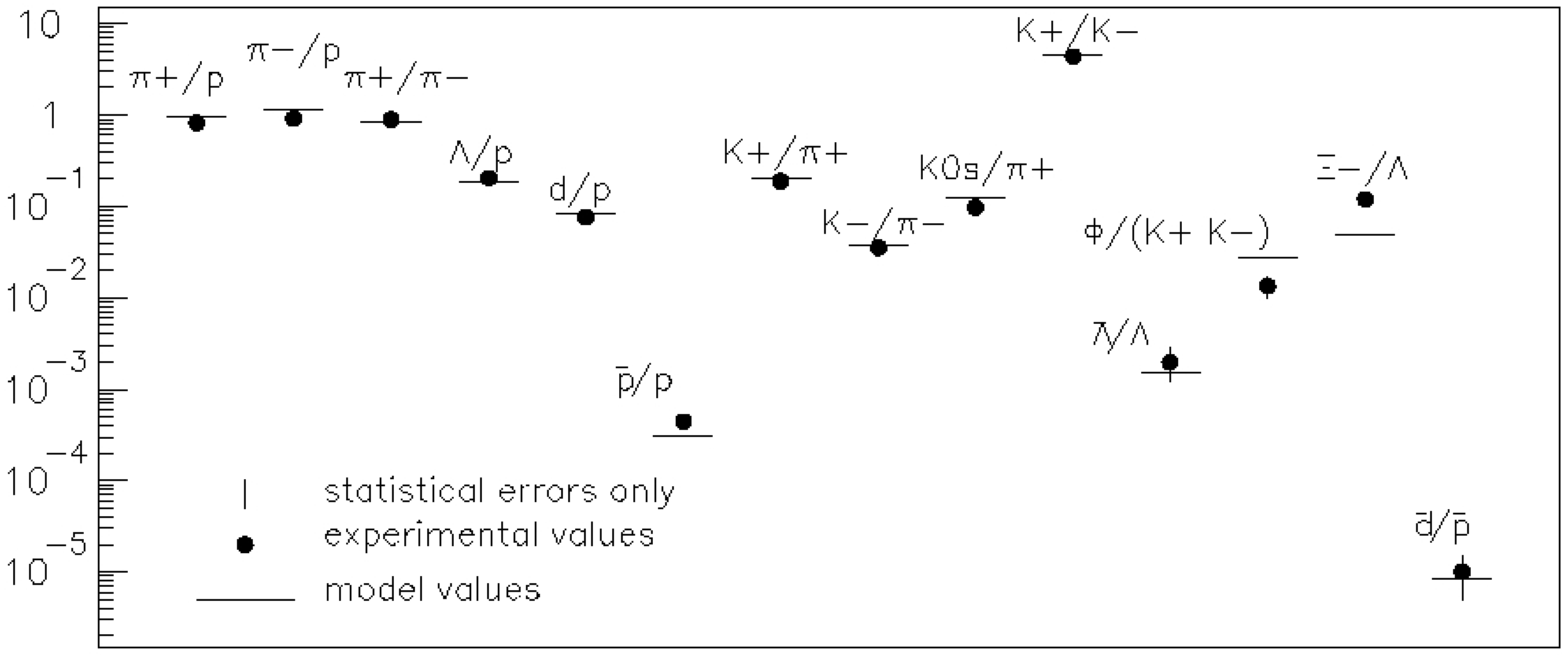
- A+A – klasyczny proces termalizacji poprzez oddziaływania binarne między tworzonymi hadronami

- w zderzeniach elementarnych – taki obrazek jest raczej wykluczony; system prawie natychmiast rozlatuje się (?), mało czasu na oddziaływania

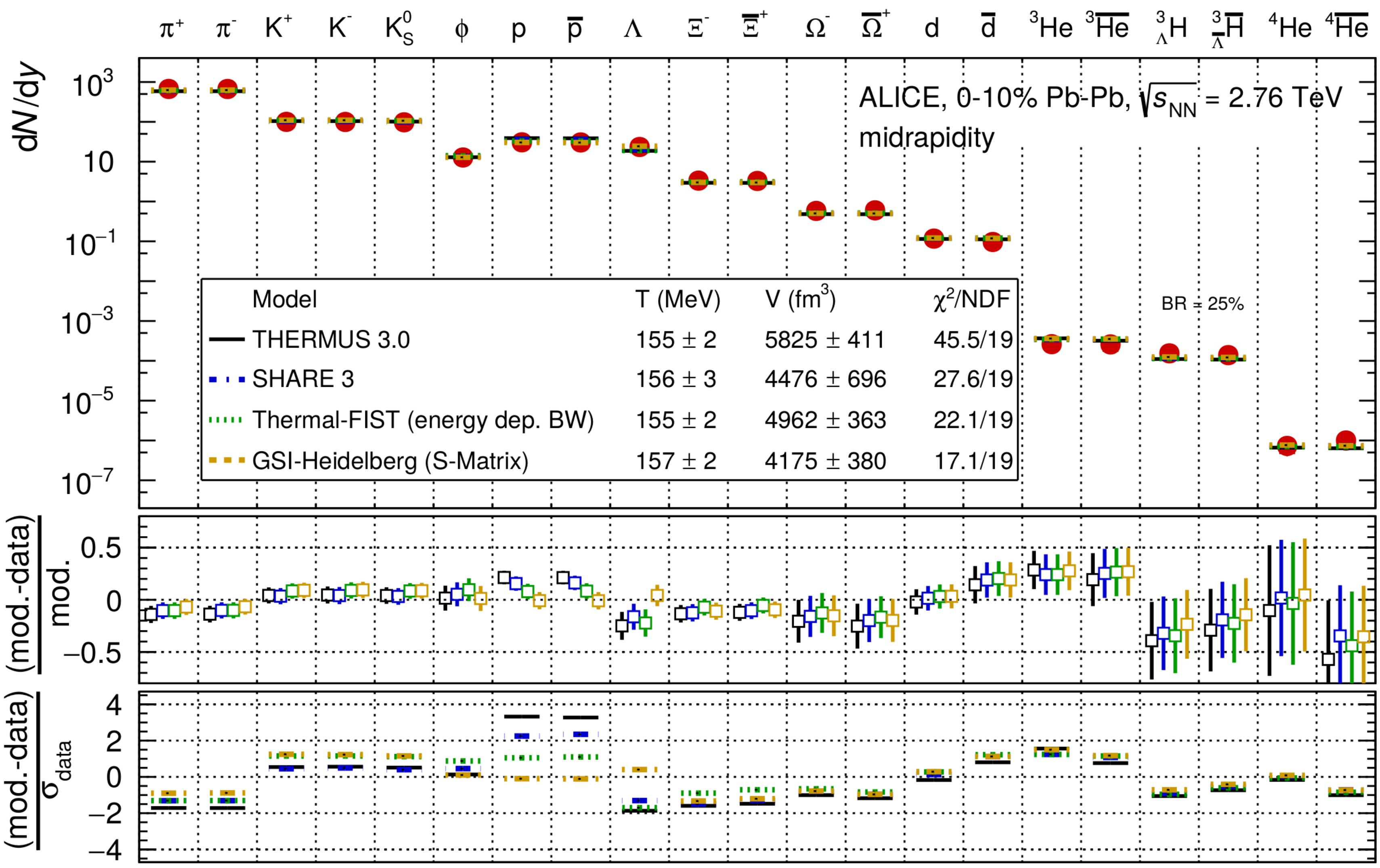
Może hadrony muszą być "*born into equilibrium*" (samo przejście fazowe powoduje powstanie populacji w równowadze) – jak zauważył Hagedorn już w 1979 (Nucl. Phys. B24, 93 (1979)). Wiele osób się z tym zgadza i uważa, że termiczne zachowanie jest pochodzenia kwantowo-mechanicznego a nie jest powiązane (lub jest powiązane słabo) z klasycznymi procesami zderzeń

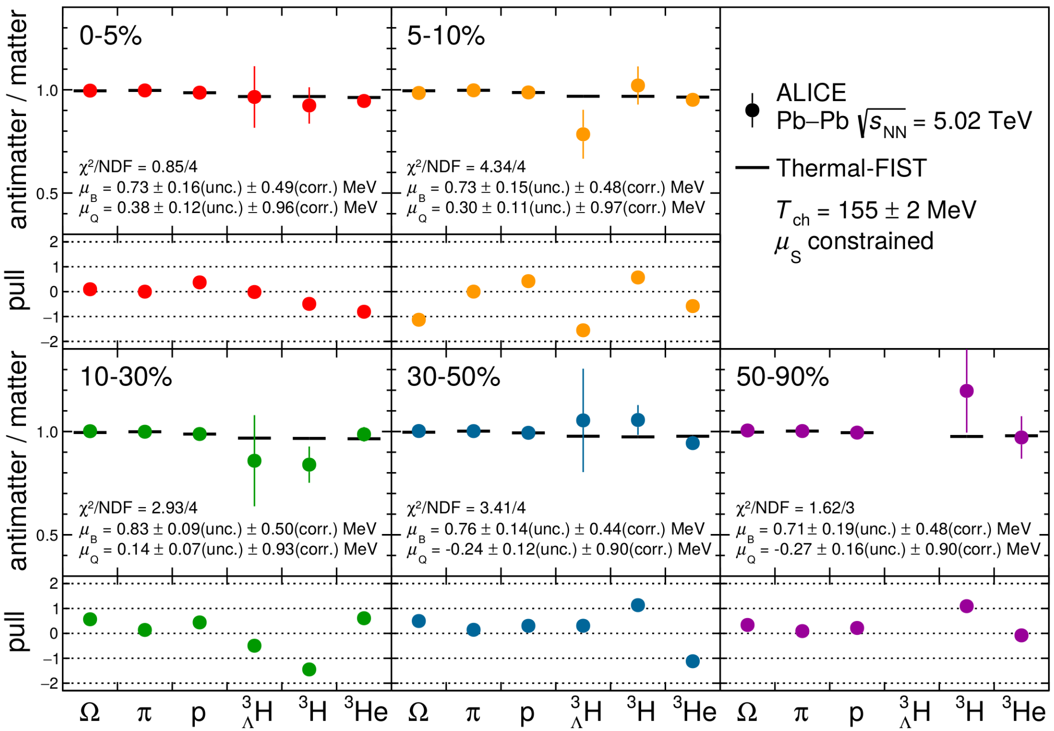
First measurement of a comprehensive set of hadrons at **BNL AGS** by 1993
14.6A GeV/c central Si+Au collisions – combined data by E802, E810, E814

First successful application of statistical hadronization model (Grand Canonical Ensemble) P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, N. Xu, PLB344 (1995) 43



ALICE, arXiv:2211.04384





pull – the difference between data and fit values, normalized to the uncertainty in the data

Bardzo **precyzyjny pomiar μ_B** (w mid-rapidity) w zderzeniach **Pb+Pb przy 5.02 TeV** (LHC)

Fit uwzględniający wszystkie centralności: **μ_B = 0.71 ± 0.45 MeV**

ALICE, Phys. Rev. Lett. 133 (2024) 092301 [arXiv:2311.13332]

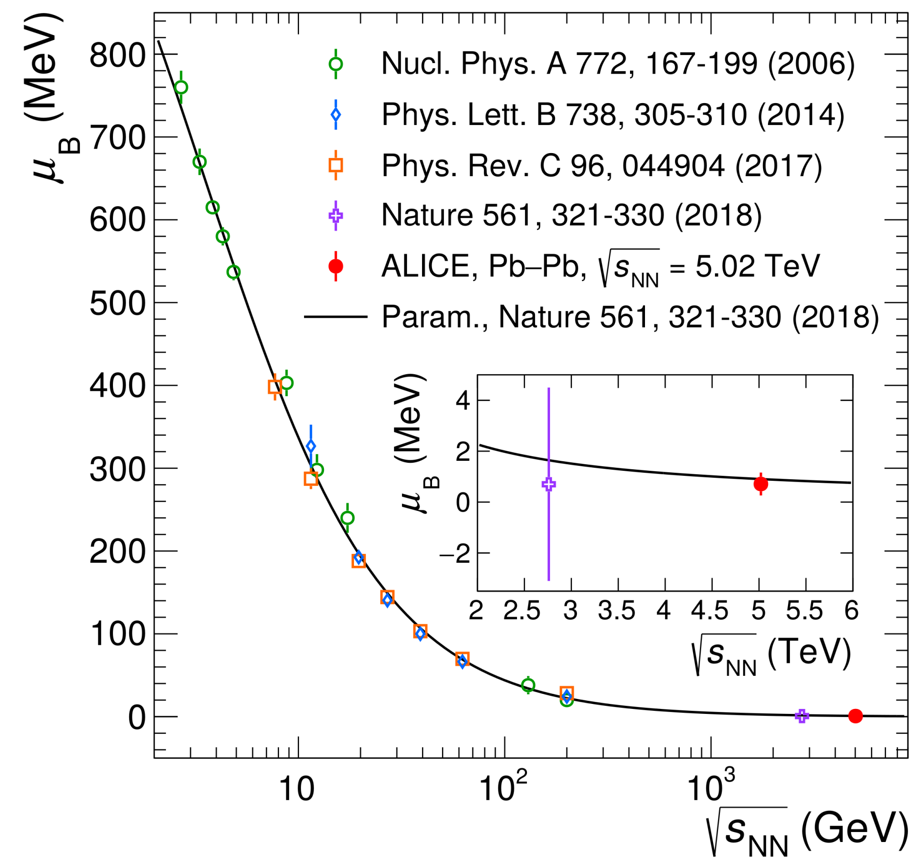


TABLE I: Summary of fitted parameters in nuclear collisions at AGS and SPS energies in the framework of the SHM(γ_S) model. Also quoted strangeness chemical potential, minimum χ^2's, the estimated radius of the EGC and the λ_S parameter (see Sect. 3). The re-scaled errors, (see text) are quoted within brackets. For p-p at 158A GeV of beam energy, we have fitted mean number of $s\bar{s}$ pairs (analysis A), and fitted γ_S (analysis B).

Parameters	Main analysis A	Main analysis B	Main analysis A	Main analysis B
	p-p 158A GeV (C ensemble)		Au-Au 11.6A GeV (GC ensemble)	
T [MeV]	181.5±3.4[a]	178.2±4.8 (5.9)	118.7±2.7 (3.1)	119.2±3.9 (5.3)
μ_B [MeV]			554.4±11.3 (13.0)	578.8±15.4 (20.9)
γ_S	0.461±0.020[a,b]	0.446±0.018 (0.023)	0.640±0.060 (0.069)	0.768±0.086 (0.116)
VT^3 exp[-0.7 GeV/T]	6.2±0.5[a,c]	0.127±0.005 (0.006)	1.99±0.17 (0.20)	1.47 ±0.18 (0.25)
χ^2/dof	8.4/10[a]	10.8/7	4.0/3	5.5/3
R [fm]		1.28±0.08 (0.10)	9.25±0.60 (0.69)	8.28±0.71 (0.96)
λ_S	0.266±0.019	0.195±0.005 (0.006)	0.380±0.050 (0.058)	0.489±0.083 (0.11)
	C-C 158A GeV (S-canonical ensemble)		Si-Si 158A GeV (S-canonical ensemble)	
T [MeV]	166.0±4.4 (4.4)	166.1±4.2	162.2±4.9 (7.9)	163.3±3.0 (4.1)
μ_B [MeV]	262.6±12.8 (12.9)	249.0±12.6	260.0±11.1 (17.9)	246.4±11.0 (15.1)
γ_S	0.547±0.041 (0.041)	0.578±0.043	0.621±0.047 (0.076)	0.668±0.049 (0.067)
VT^3 exp[-0.7 GeV/T]	0.89±0.06 (0.06)	0.83±0.05	2.22±0.14 (0.22)	2.07±0.13 (0.18)
χ^2/dof	4.1/4	3.4/4	10.4/4	7.6/4
R [fm]	2.89±0.19 (0.19)	2.82±0.19	4.15±0.30 (0.48)	3.99±0.19 (0.27)
λ_S	0.373±0.031 (0.032)	0.364±0.034	0.414±0.033 (0.054)	0.418±0.036 (0.049)
	Pb-Pb 20A GeV (GC ensemble)		Pb-Pb 30A GeV (GC ensemble)	
T [MeV]	131.3±2.3 (4.5)	135.8±3.2 (5.2)	140.1±1.6 (3.3)	144.3±1.9 (4.7)
μ_B [MeV]	466.7±6.5 (12.9)	472.5±8.6 (13.7)	413.7±8.0 (16.3)	406.0±8.0 (19.1)
γ_S	0.773±0.037 (0.072)	0.885±0.053 (0.086)	0.773±0.041 (0.084)	0.798±0.040 (0.099)
VT^3 exp[-0.7 GeV/T]	4.41±0.23 (0.45)	3.88±0.26 (0.42)	6.91±0.40 (0.80)	6.52±0.35 (0.84)
μ_S [MeV]	101.2	114.2	93.2	99.8
χ^2/dof	15.5/4	10.3/4	16.5/4	23.0/4
R [fm]	9.05±0.41 (0.80)	7.89±0.46 (0.73)	8.80±0.32 (0.64)	7.99±0.33 (0.79)
λ_S	0.477±0.035 (0.069)	0.586±0.056 (0.089)	0.500±0.037 (0.073)	0.517±0.039 (0.093)
	Pb-Pb 40A GeV (GC ensemble)		Pb-Pb 80A GeV (GC ensemble)	
T [MeV]	146.1±2.2 (3.0)	143.0±2.3 (3.1)	153.5±2.5 (4.1)	149.9±3.2 (5.1)
μ_B [MeV]	382.4±6.8 (9.1)	380.8±6.6 (8.9)	298.2±5.9 (9.6)	293.8±6.9 (11.0)
γ_S	0.779±0.033 (0.045)	0.857±0.037 (0.050)	0.740±0.024 (0.040)	0.797±0.031 (0.049)
VT^3 exp[-0.7 GeV/T]	8.75±0.40 (0.54)	7.57±0.35 (0.48)	15.25±0.61 (0.99)	13.53±0.64 (1.03)
μ_S [MeV]	89.5	89.5	69.6	68.4
χ^2/dof	10.9/6	11.0/6	10.6/4	10.2/4
R [fm]	8.53±0.35 (0.47)	8.59±0.35 (0.48)	9.05±0.38 (0.62)	9.23±0.44 (0.70)
λ_S	0.523±0.032 (0.043)	0.513±0.031 (0.042)	0.474±0.023 (0.038)	0.443±0.021 (0.034)
	Pb-Pb 158A GeV (GC ensemble)			
T [MeV]	157.5±1.6 (2.5)	154.6±1.5 (2.7)		
μ_B [MeV]	248.9±5.7 (9.0)	245.9±5.6 (10.0)		
γ_S	0.842±0.027 (0.042)	0.941±0.030 (0.054)		
VT^3 exp[-0.7 GeV/T]	20.91±0.87 (1.39)	18.21±0.75 (1.35)		
μ_S [MeV]	59.3	59.5		
χ^2/dof	22.5/9	29.1/9		
R [fm]	9.42±0.27 (0.44)	9.42±0.27 (0.48)		
λ_S	0.526±0.020 (0.032)	0.508±0.020 (0.036)		

Tabela z arXiv:hep-ph/0511092

Główna wersja modelu nazywana SHM(γ_S) fituje T_{ch}, V, μ_B, γ_S

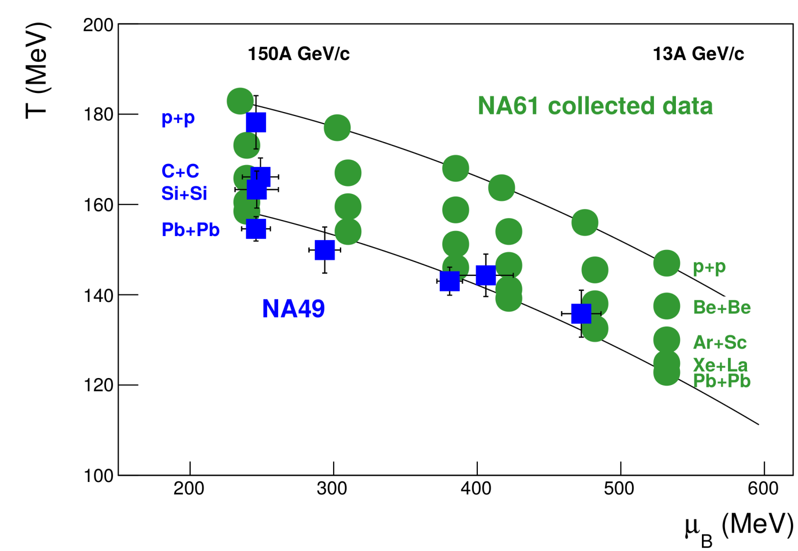
F. Becattini używa również:

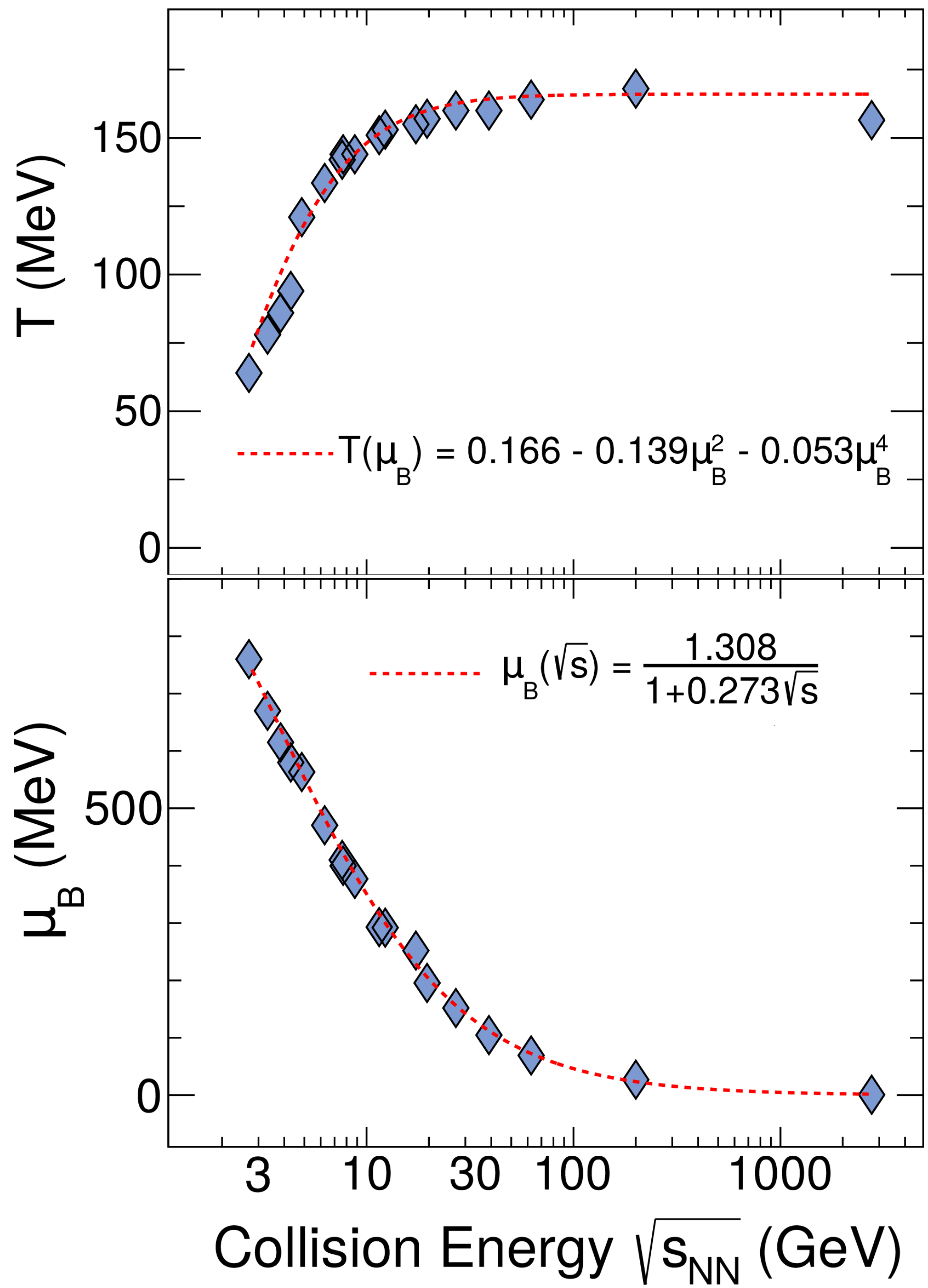
C (canonical) - ścisłe zachowanie dziwności, ładunku oraz liczby barionowej (używane dla **p+p**).

Na rys. niżej (NA61) μ_B dla p+p zostało wzięte z ekstrapolacji.

S-canonical – ścisłe zachowanie dziwności, a ładunek i liczba barionowa traktowane wielko-kanonicznie (tu używane dla **C+C** i **Si+Si**)

GC – wszystko zachowane tylko w średniej (tu używane dla **Pb+Pb**)





Rys. z pracy przeglądowej: arXiv:2203.07817

Fity: A. Andronic, P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Nucl. Phys. A 772, 167-199 (2006)

Parametryzacje (czerwone linie): J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich and S. Wheaton, Phys. Rev. C 73, 034905 (2006)

Models of strangeness production

There are multiple approaches to describe the strangeness production in HIC.
I want to briefly introduce some of them:

- Statistical Models:
  - Hadron Resonance Gas
  - Statistical Hadronization Model
  - Statistical Model of Early Stage
- Dynamical Models:
  - Rafelski-Müller toy model
  - Parton-Hadron String Dynamics

include deconfinement explicitly

Hadron Resonance Gas

$\rightarrow$ Assumption of chemical equilibrium.
Density of particle species i:

$$n_i(\mu, T) = \frac{N_i}{V} = -\frac{T}{V}\frac{\partial \ln Z_i}{\partial \mu} = \frac{g_i}{2\pi^2}\int \frac{p^2 dp}{e^{\frac{E_i-\mu_i}{T}} \pm 1}, \qquad \mu_i = \mu_B B_i + \mu_S S_i + \mu_{I_3} I_{3,i}$$

Chemical potentials μ_i constrained by conservation laws:

baryon number: $$V\sum_i n_i B_i = Z + N \rightarrow \quad V$$

strangeness: $$V\sum_i n_i S_i = 0 \rightarrow \mu_s$$

charge: $$V\sum_i n_i I_{3,i} = \frac{Z-N}{2} \rightarrow \mu_{I_{3,i}}$$

3 equations,
5 unknowns
$\downarrow$
2 free parameters

Two free parameters (T, μ_B) are fitted to experimental data on particle yields.

Statistical Hadronization – γ_s, γ_q

Results on strangess in HRG were not satisfactory.

Parameter of "phase-space occupancy" γ_s introduced to improve the fits:

$$\langle\frac{N_s}{V}\rangle = \langle\rho_s\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{1}{\lambda_s^{-1}\gamma_s^{-1}e^{E(p)/T}+1}, \quad \langle\frac{N_{\bar{s}}}{V}\rangle = \langle\rho_{\bar{s}}\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{1}{\lambda_s\gamma_s^{-1}e^{E(p)/T}+1}$$

Due to larger mass of s quark it requires more time to saturate and so it doesn't reach equilibrium value.
$\rightarrow \gamma_s < 1$ at lower collision energies (AGS, SPS).
$\rightarrow \gamma_s = 1$ at higher energies (from RHIC).

Later on γ_q was introduced to tune the fits for u, d quarks.

Excited QCD
Krynica-Zdrój, Feb 5, 2020