

Katarzyna Grebieszko

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej

Zakład Fizyki Jądrowej

Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

”Fizyka zderzeń ciężkich jonów”

semestr letni 2022/2023

Wykład 10

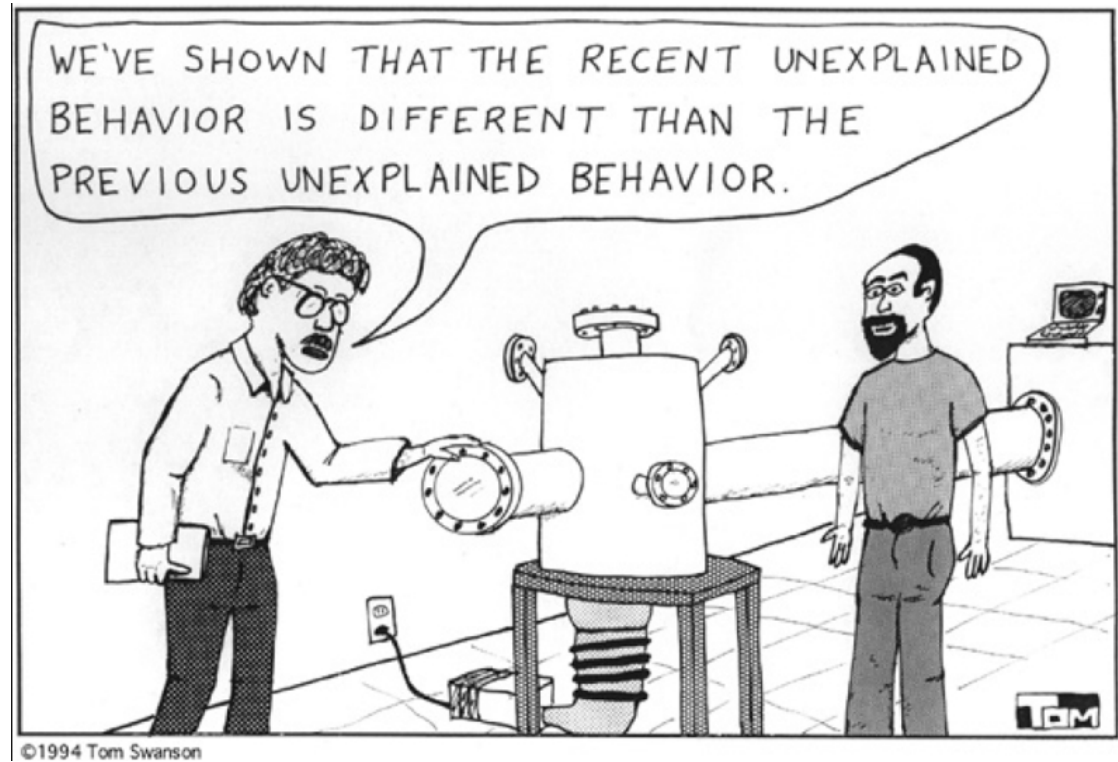
Podstawowe sygnatury plazmy kwarkowo-gluonowej:

1. Produkcja fotonów bezpośrednich,
2. Produkcja par leptonów (dileptonów) o małych masach,
3. Tłumienie (ukrytego) powabu (ekranowanie Debye'a),
4. Wzmocnienie produkcji dziwności,
5. Produkcja cząstek w Modelu Statystycznym Wczesnej Fazy (SMES).

QUARK - GLUON - PLASMA SIGNATURES



“You want proof? I’ll give you proof!”



QGP nie da się badać bezpośrednio (ze względu na uwięzienie) i nie istnieje jedna i jednoznaczna sygnatura jej pojawienia się → zbiór sygnatur pośrednich

Możemy jedynie badać cząstki wyprodukowane w stanie końcowym i zarejestrowane przez detektor. Takie cząstki „wróciły” z fazy QGP poprzez proces hadronizacji, dlatego:

Proponowane sygnatury QGP powinny „przeżyć” proces hadronizacji tj. nie ulec (znaczącej) zmianie od momentu wyprodukowania w QGP do rejestracji → obserwable „niewrażliwe” na hadronizację np. dynamiczne obserwable lub cząstki które po wyprodukowaniu w QGP mogą być zmodyfikowane tylko poprzez oddziaływania elektromagnetyczne lub słabe. Zaproponowane sygnatury np.:

1. **Wzmocnienie dziwności** (*strangeness enhancement*)
2. **Tłumienie** (ukrytego) **powabu** (*charmonium suppression*);
obecnie wiemy, że tłumienie dotyczy wszystkich kwarkoniów (ale jest zależne od temperatury QGP)
3. **Produkcja fotonów bezpośrednich** (*direct photons*)
4. **Produkcja par leptonowych** (*low-mass dileptons*)
5. **Dynamiczne fluktuacje** od przypadku-do-przypadku (*event-by-event fluctuations*)

i wiele innych (zob. też sygnatury QGP / uwolnienia w wykładach 11, 12, 13)

Większość cząstek produkowanych w zderzeniu to hadrony; jedynie mała część to fotony i leptony

I. Hadrony oddziałują silnie podczas ekspansji → mniej informacji o początkowym stanie, ale informacja o dynamice (entropia, temperatury, przepływy, rozmiary źródeł, potencjał chemiczny, dziwność, ...)

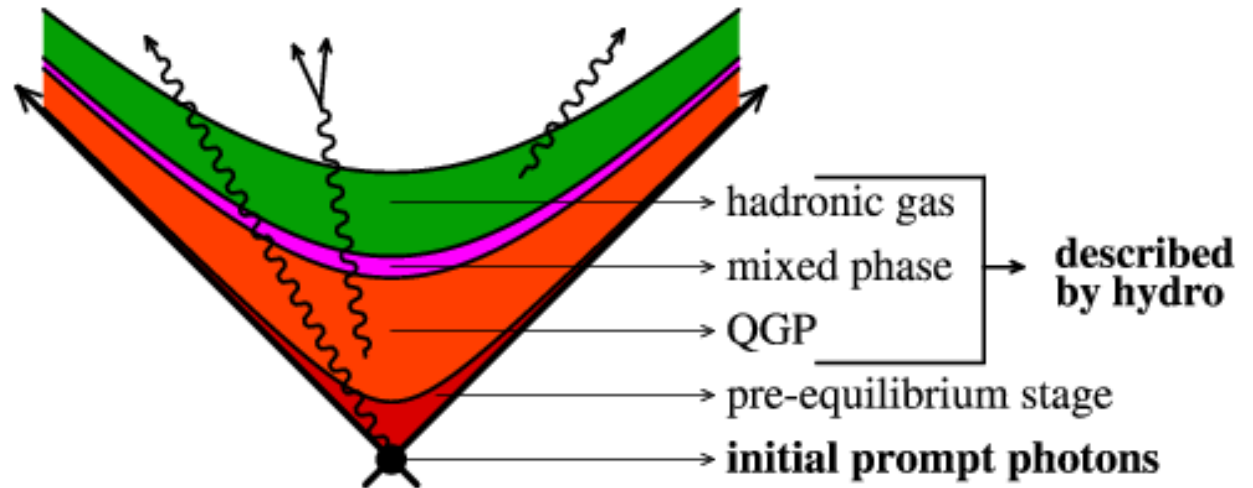
II. Fotony oraz leptony → wyprodukowane np. w początkowym stadium **nie oddziałują albo rzadko w trakcie ewolucji układu** (bo wartość stałej sprzężenia oddz. EM jest mała – w porównaniu do α_s). **Nie uczestniczą w oddziaływaniach silnych (podczas procesu hadronizacji) czyli niosą informację bezpośrednio z punktu swojej produkcji (czyli np. z QGP)**

⇒ **Wyprodukowane fotony właściwie momentalnie uciekają z obszaru oddziaływania i lecą prosto do detektora**

Nawet przy najwyższych temperaturach i kompresjach osiągniętych w zderzeniach ciężkich jonów średnia droga swobodna fotonu jest typowo $10^2 - 10^4$ fm → znacznie więcej niż rozmiar fireballu (arXiv:0801.4256)

Fotony produkowane są w czasie całego życia fireballu (możliwy więc wkład od fazy przed QGP (ze zderzeń twardych), fazy QGP, fazy mieszanej i fazy gazu hadronowego). **Nas najbardziej interesują te produkowane w QGP**

prompt photons (natychmiastowe) – powstają w początkowych procesach twardych przed ewentualnym stanem QGP i równowagą (ich wkład da się policzyć z pQCD).
Rozkład p_T potęgowy



thermal photons (termiczne) – z nazwy: powstają w źródle po termalizacji czyli począwszy od QGP w górę. Powstają **zarówno w QGP np. $gq \rightarrow \gamma q$ jak i w HG np. $\pi\rho \rightarrow \gamma\rho$, $\pi\pi \rightarrow \gamma\rho$ oraz w fazie mieszanej** ale najintensywniejsza produkcja jest w najgorętszej fazie. Rozkład p_T eksponencjalny

decay photons (z rozpadów) – powstają w wyniku elektromagnetycznych rozpadów hadronów w późniejszym okresie: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (BR=98.8%), $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (BR=39%), $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ (BR=32%) oraz $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (BR=23%) i dalej π^0 na fotony, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ (BR=100%), etc. Tego typu fotony stanowią większość fotonów obserwowanych w eksperymencie

Produkcja fotonów bezpośrednich

Fotony bezpośrednie – to wszystkie fotony ale bez tych z rozpadów hadronów końcowych

Rys. z G. David,
arXiv:1907.08893 (praca przeglądowa o fotonach)

czyli:

Fotony bezpośrednie (*direct photons*) =

fotony natychmiastowe (*prompt photons*)

+

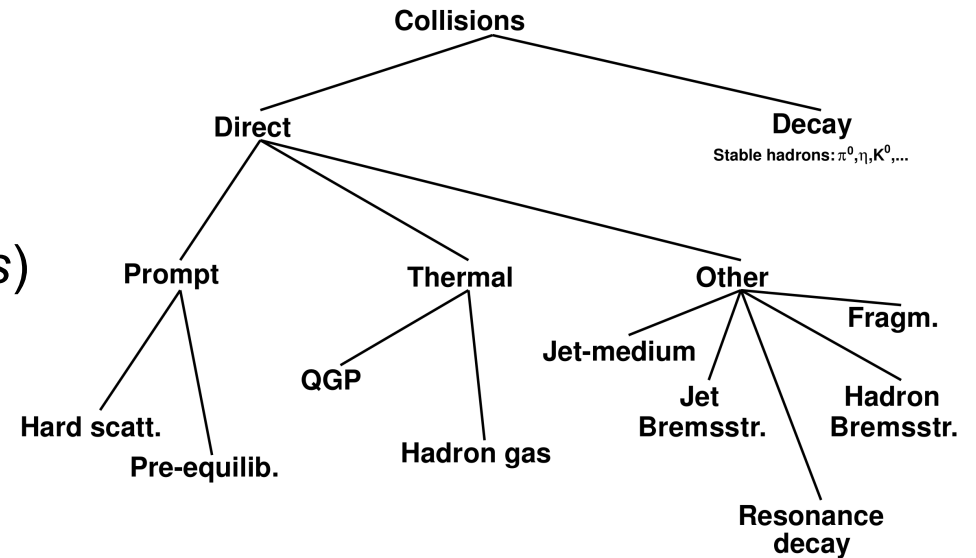
fotony termiczne (*thermal photons*)

zarówno z QGP jak i HG

+ ...

ale bez tła czyli bez fotonów (z HG) z rozpadów EM

„długo” życiowych hadronów (np. $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ lub $\eta \rightarrow \gamma \gamma$)

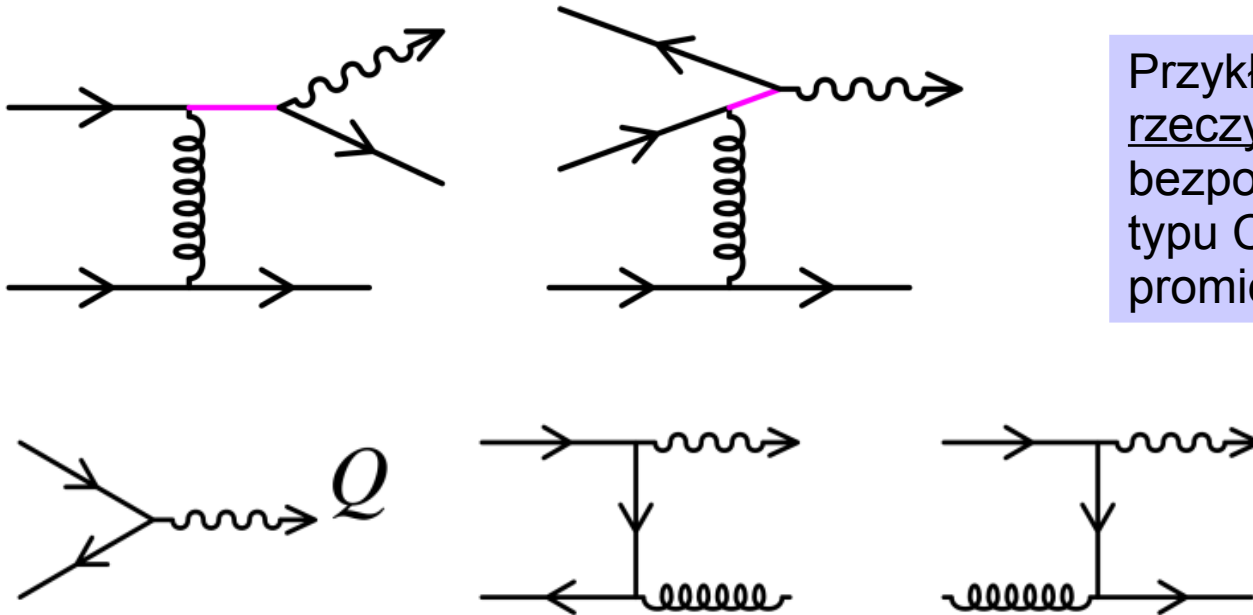


Fotonów bezpośrednich jest b. mało (jedynie kilka procent wszystkich fotonów produkowanych w zderzeniu bo reszta to te z rozpadów)

Przykładowe procesy powstawania fotonów bezpośrednich

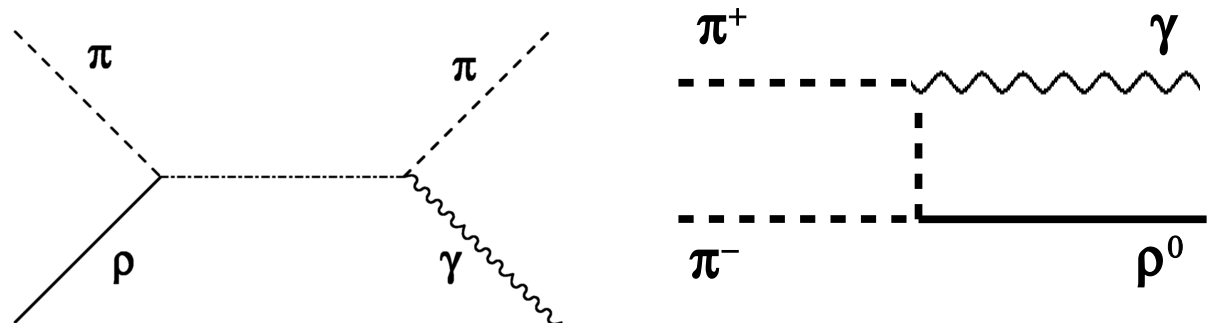
1. przykładowe diagramy na poziomie partonowym (np. w QGP)

Fotony bezpośrednie mogą powstawać w reakcjach kwarków i gluonów $gq \rightarrow \gamma q$ (rozpraszanie Comptona kwarków), $qq \rightarrow \gamma g$, $qq \rightarrow \gamma\gamma$ (anihilacja), $qq \rightarrow \gamma qq$, $q \rightarrow q \gamma$ (promieniowanie hamowania), etc. **W QGP** głównym procesem produkcji termicznych fotonów bezpośrednich jest **rozpraszanie Comptona $gq \rightarrow \gamma q$**



Przykładowe procesy emisji rzeczywistych fotonów bezpośrednich: oddziaływanie typu Comptonowskiego, promieniowanie hamowania

2. przykładowe diagramy na poziomie hadronowym (HG)



Nasz cel: zmierzyć fotony bezpośrednio (ich spektrum pędowe)

Dlaczego: żeby zobaczyć czy jest nadwyżka fotonów termicznych (ściślej: interesują nas te z QGP a nie z HG) nad fotonami natychmiastowymi (pQCD). Ta nadwyżka fotonów termicznych emitowanych przez QGP w stanie równowagi termicznej niesie informacje bezpośrednio z QGP (niewielki stopień oddziaływania fotonów z materią podczas przelotu)

A więc: rozkłady pędowe fotonów termicznych z QGP odzwierciedlają rozkłady pędu kwarków i gluonów w plazmie i dlatego

Znajomość spektrum fotonów termicznych z QGP (thermal radiation) = bezpośredni pomiar temperatury QGP !!! *)

dotychczas (wykład 9) mierzyliśmy jedynie temperaturę obu freeze-outów (po hadronizacji, oddziaływaniach) a nie plazmy

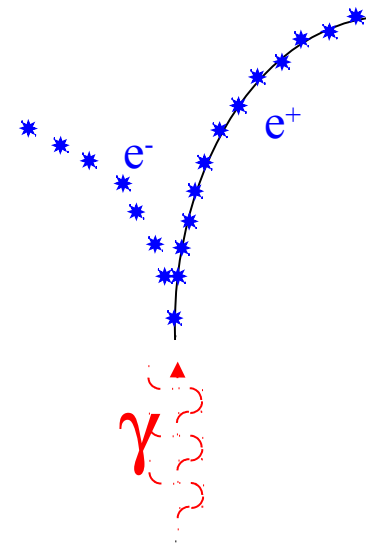
(kształt rozkładu jest dany przez prawa promieniowania Ciała Doskonale Czarnego, zob. również wykład 9 **))

*) uwaga: termiczne promieniowanie (*thermal radiation*) od fotonów nie jest unikalną sygnaturą QGP bo kształt rozkładu jest dany przez prawa promieniowania CDC – zawiera informację o temperaturze a nie o naturze składników (QGP czy hadrony). Fotony bezpośrednio nie są więc typową sygnaturą plazmy

***) w przeciwieństwie do oddziałujących silnie hadronów fotony odprzegają się zaraz po wyprodukowaniu i nie podlegają efektom związanym z kolektywną ekspansją (dla chętnych niedawna „ciekawostka” → np. arXiv:1509.07758, 1511.00306 z pom. v_2 dla γ bezp.), oddz. wtórnymi i hadronizacją plazmy

Ale wyznaczenie temperatury QGP jest ekstremalnie trudne, bo:

1. Fotonów w zderzeniu produkuje się mało w stosunku do hadronów
2. Sama identyfikacja fotonów nie jest znowu taka prosta wykorzystuje się mechanizmy konwersji (w TPC) kalorymetry elektromagnetyczne (EMC)
3. Wśród wszystkich fotonów produkowanych w zderzeniu dominują te z rozpadów hadronów. Samych **fotonów bezpośrednich jest bardzo mało (kilka procent wszystkich fotonów)**
4. Trzeba wybrać same fotony bezpośrednie i odrzucić te z tła ($\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$, etc.); dla fotonów bezpośrednich narysować ich spektrum pędowe (pęd poprzeczny)
5. Największy problem: nawet jeśli uda nam się zidentyfikować i „wydzielić” próbkę fotonów bezpośrednich to **z tej próbki należałoby umieć „wyciągnąć” same termiczne fotony (*thermal photons*)** – o ile nadwyżka termiczna nad pQCD w ogóle będzie widoczna – **i to w dodatku te pochodzące z QGP a nie z HG** (bo fotony termiczne są emitowane z różnych faz ewolucji układu, nie tylko z samej QGP)

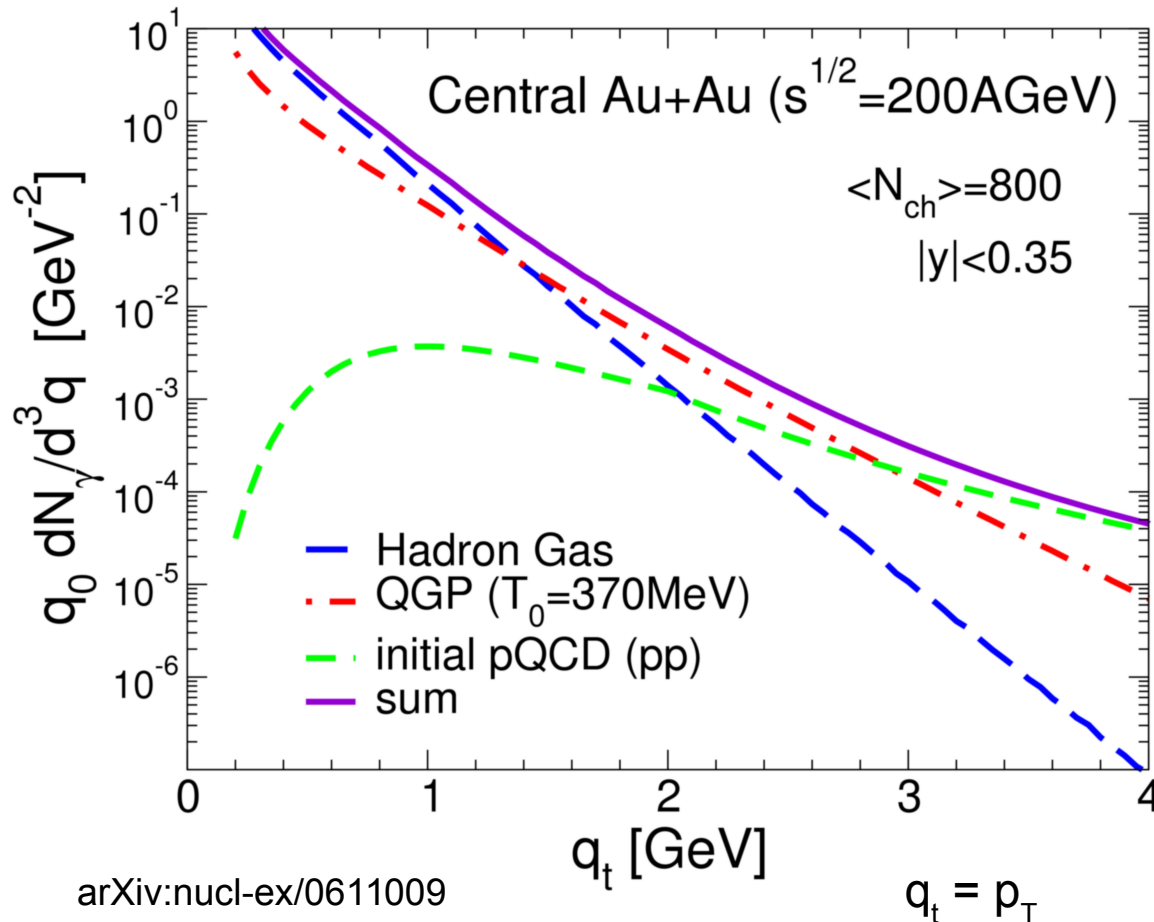


tu kończą się możliwości eksperymentalne a zaczynają modele...



- Istnieją modele teoretyczne (hydrodynamiczne, obliczenia pQCD, lattice QCD) pokazujące w których obszarach p_T jakie procesy produkcji fotonów bezpośrednich dominują
- Dane trzeba porównywać z przewidywaniami tych modeli
- Można oszacować obszar p_T gdzie sygnał termiczny od QGP jest najczystszy i (po odjęciu od całego widma wkładu od pQCD) w tym obszarze wyznaczyć temperaturę jako odwrotny parametr nachylenia

Teoretyczne spektrum fotonów bezpośrednich dla RHIC dla obszaru niskich pędów poprzecznych



Wysokie p_T (dla RHIC $p_T > 5-6$ GeV/c) są zdominowane przez fotony natychmiastowe (prompt) z twardych oddziaływań (pQCD)

wkład od promieniowania termicznego (QGP+HG) widoczny jako nadwyżka nad fotonami pQCD dla $p_T < \text{około } 4$ GeV/c ale:

fotony z $p_T < 1$ GeV/c – tu dominuje sygnał od rozpraszania hadronów (HG)

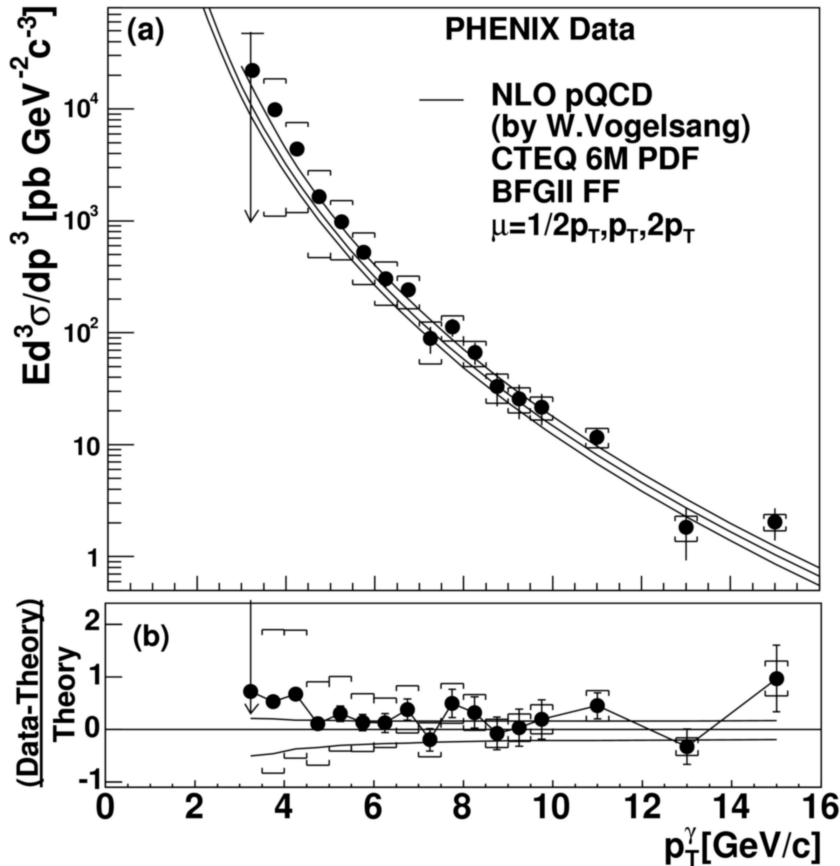
Zakres spektrum termicznych fotonów $1 < p_T < 2$ GeV/c to głównie emisja z fazy mieszanej [nucl-th/9410005]

nucl-th/9410005, hep-ph/981028: **Najczystszy sygnał od termicznych fotonów z QGP oczekiwany jest dla $2 < p_T < 5$ GeV/c**

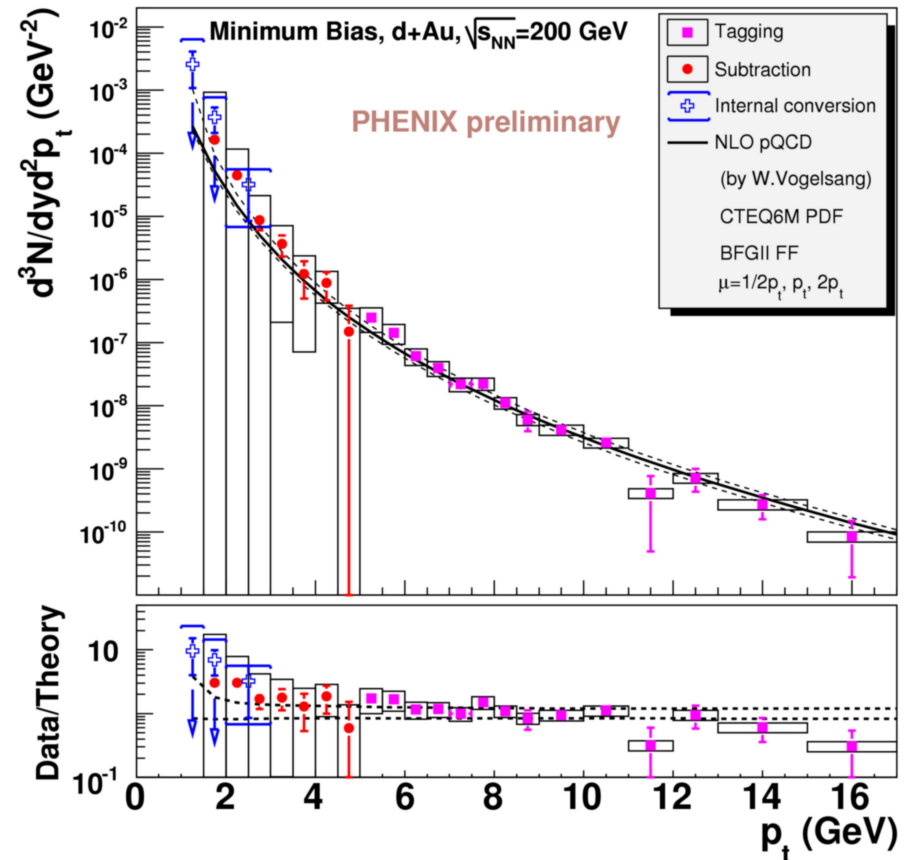
Widmo fotonów bezpośrednich (po odcięciu fotonów z rozpadów)

Wyniki dla p+p przy top RHIC

Wyniki dla d+Au przy top RHIC



arXiv:nucl-ex/0702025



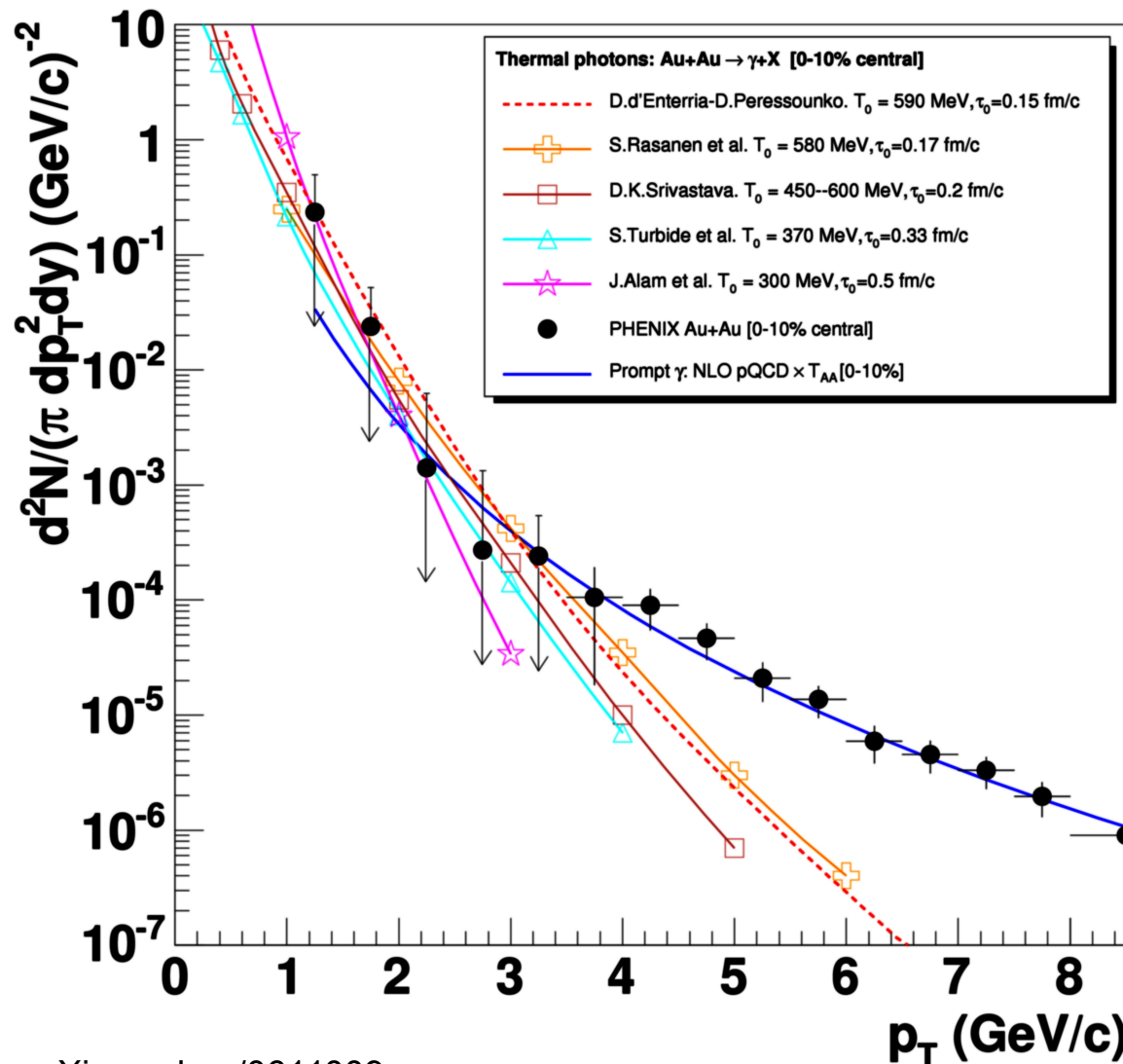
W zderzeniach p+p i d+Au widmo fotonów bezpośrednich (po odcięciu fotonów od rozpadów hadronów) z grubsza pokrywa się z widmem fotonów natychmiastowych czyli z obliczeniami pQCD

Fotonów termicznych (jako nadwyżki nad pQCD) nie widać

Jest to zgodne z logiką bo spodziewaliśmy się promieniowania od gorącego źródła (i w ogólności jego istnienia) raczej przy A+A a nie p(d)+A czy p+p ...

Wyniki dla Au+Au przy top RHIC (PHENIX)

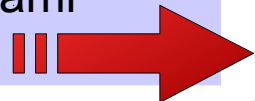
Spektrum fotonów **bezpośrednich** (punkty PHENIX) porównane do spektrum fotonów **natychmiastowych** (NLO pQCD) – **niebieska linia** i do różnych przewidywań hydrodynamicznych zakładających promieniowanie termiczne z QGP z temp. początkową $T_0=300\text{--}600$ MeV (w czasie około 0.2–0.5 fm/c po zderzeniu)



Rysunek pokazuje (?) obecność takiego **termicznego wzmocnienia** (powyżej wkładu od natychmiastowych – pQCD) dla niskich pędów poprzecznych

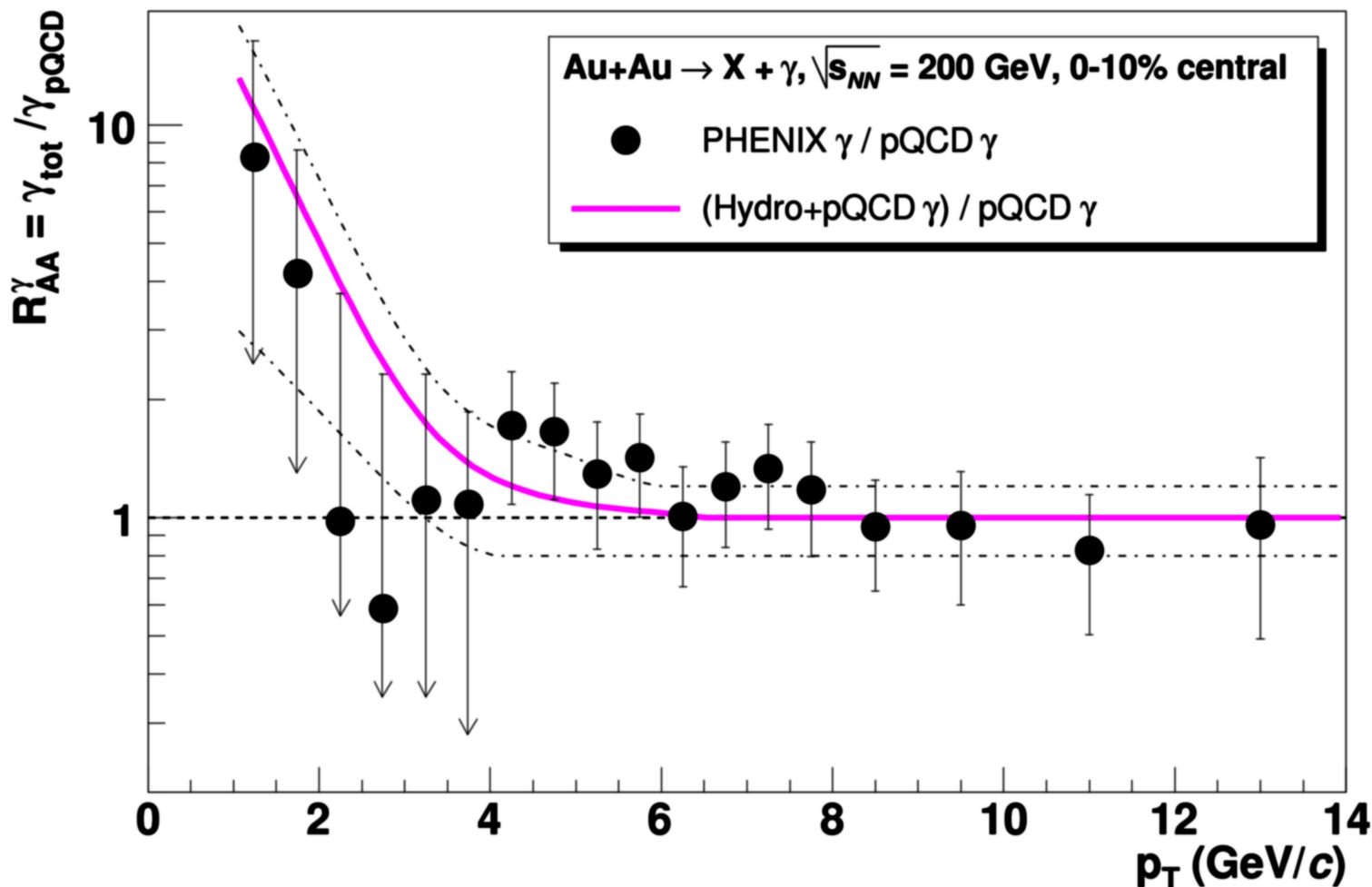
1. po odcięciu od widma wkładu od pQCD można byłoby wyznaczyć temperaturę jako odwrotny parametr nachylenia w zakresie p_T około 2 do 4–5 GeV/c

2. lub po odcięciu wkładu od pQCD porównać z modelami hydrodynamicznymi



Różowa krzywa: połączenie termicznego promieniowania z QGP (modele hydrodynamiczne) z obliczeniami pQCD dla natychmiastowych fotonów.
 Nadwyżka w postaci promieniowania termicznego widoczna dla niższych p_T

Modele hydrodynamiczne dość dobrze odtwarzają dane zakładając „wkład termiczny” o temp. 300–600 MeV (w czasie około 0.2–0.5 fm/c po zderzeniu) → znacznie powyżej T_{crit} na przejście fazowe



Rys. fotony bezpośrednie

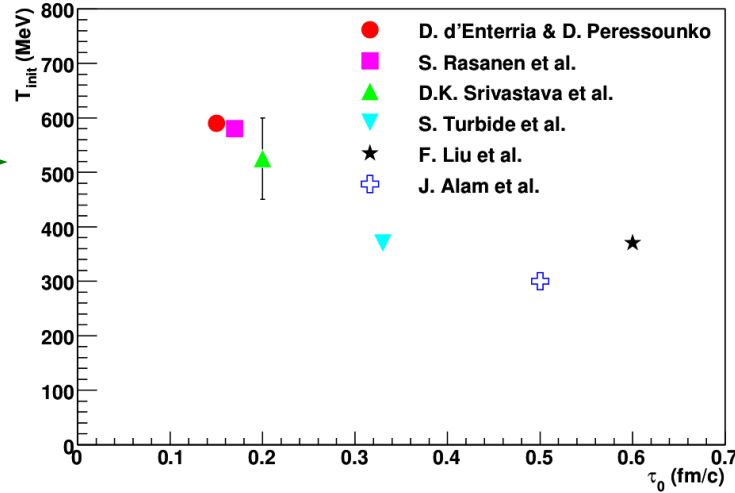
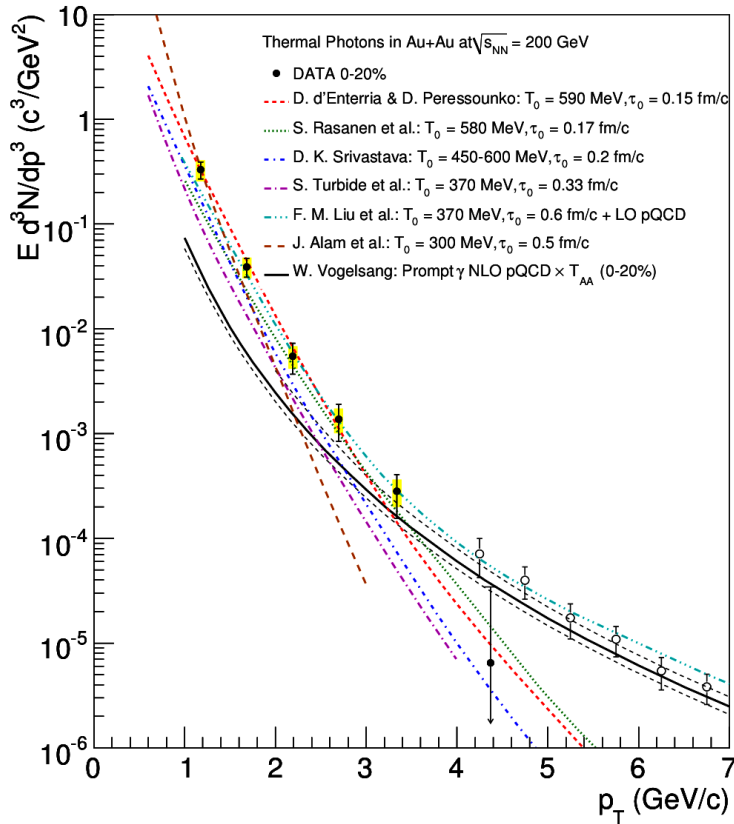
Wszystkie punkty powyżej 1 są dodatkowym (nad pQCD) prom. termicznym (z QGP lub HG)

arXiv:nucl-ex/0611009

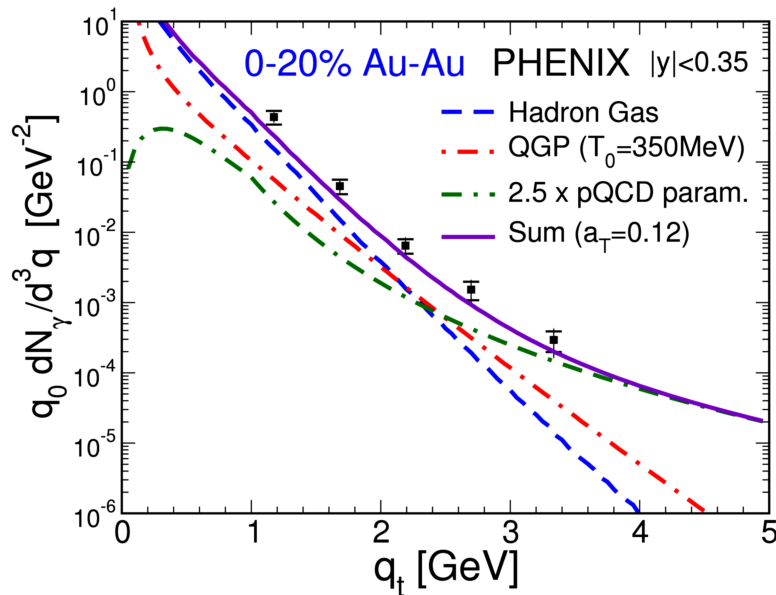
kreskowane krzywe oznaczają niedokładności teoretycznych obliczeń NLO

Au+Au przy top RHIC (PHENIX)

Wyniki na tej stronie: fotony bezpośrednio były mierzone pośrednio poprzez pomiar fotonów wirtualnych a nie rzeczywistych! Mierząc γ^* pośrednio mierzymy γ (szczegóły w dodatkach)



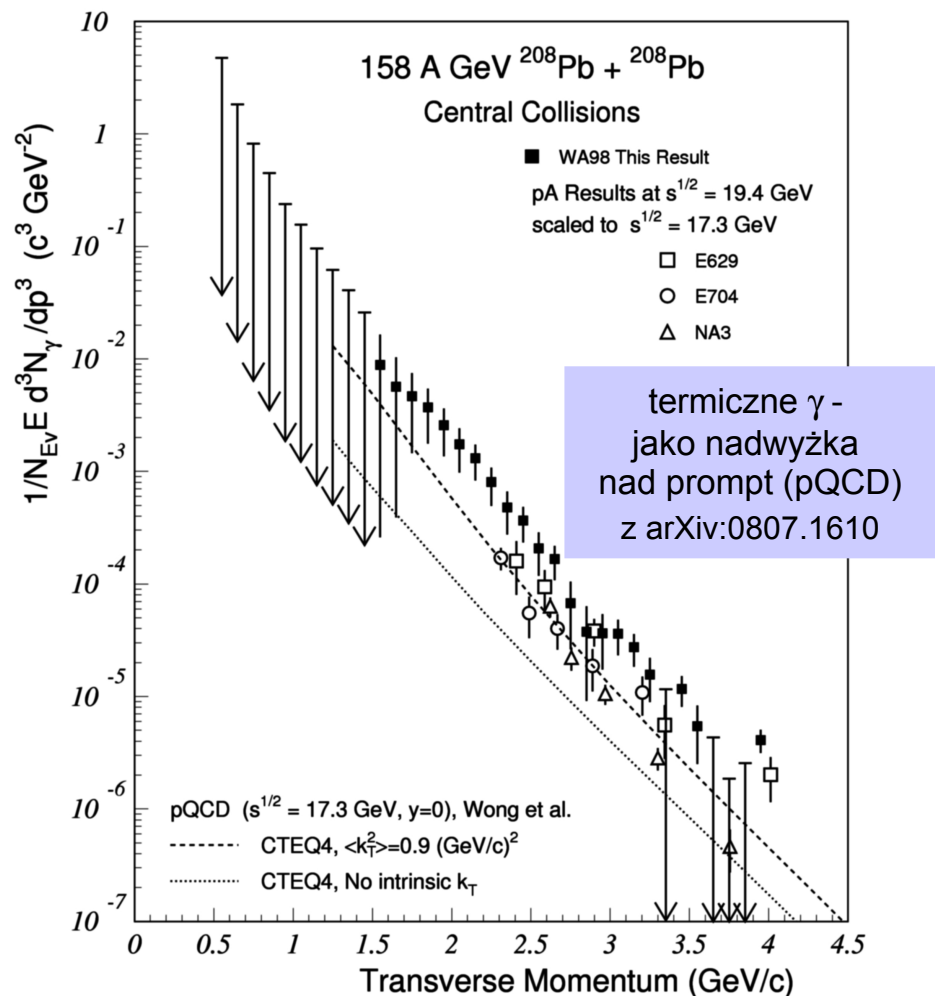
Dla zainteresowanych: fotony bezpośrednio mierzone poprzez γ^* w zderzeniach Cu+Cu (top RHIC) w pracy: PHENIX, arXiv:1805.04066



← Spektrum pędu poprzecznego fotonów bezpośrednich w porównaniu z modelem zakładającym temperaturę QGP (QGP w stanie początkowym, tuż po termalizacji, bo QGP może „żyć” kilka fm/c) **$T_0 = 350$ MeV**. Poprzeczne przyspieszenie powierzchni fireballu $a_T = 0.12$ c²/fm

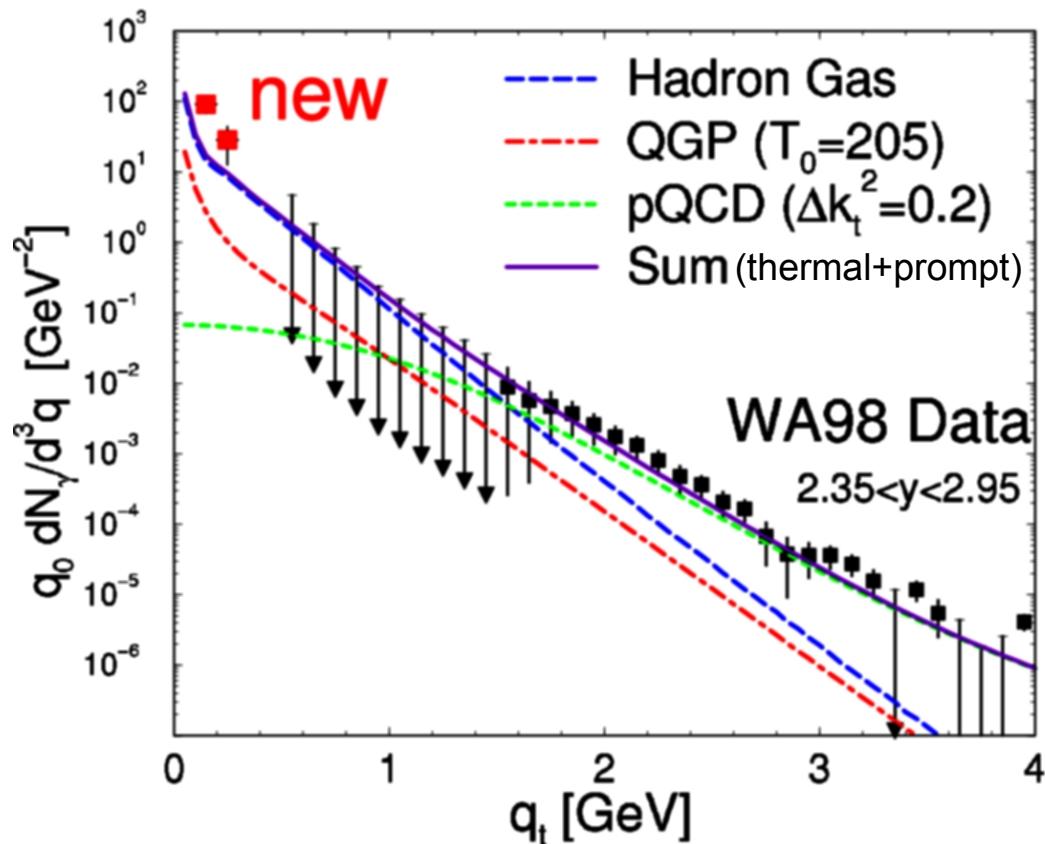
Wyniki dla A+A przy SPS

Spektra fotonów bezpośrednich były mierzone również przy SPS



$T_0 = 205$ MeV po czasie termalizacji $\tau_0 \cong 1$ fm/c

Central Pb-Pb $s^{1/2} = 17.3$ A GeV

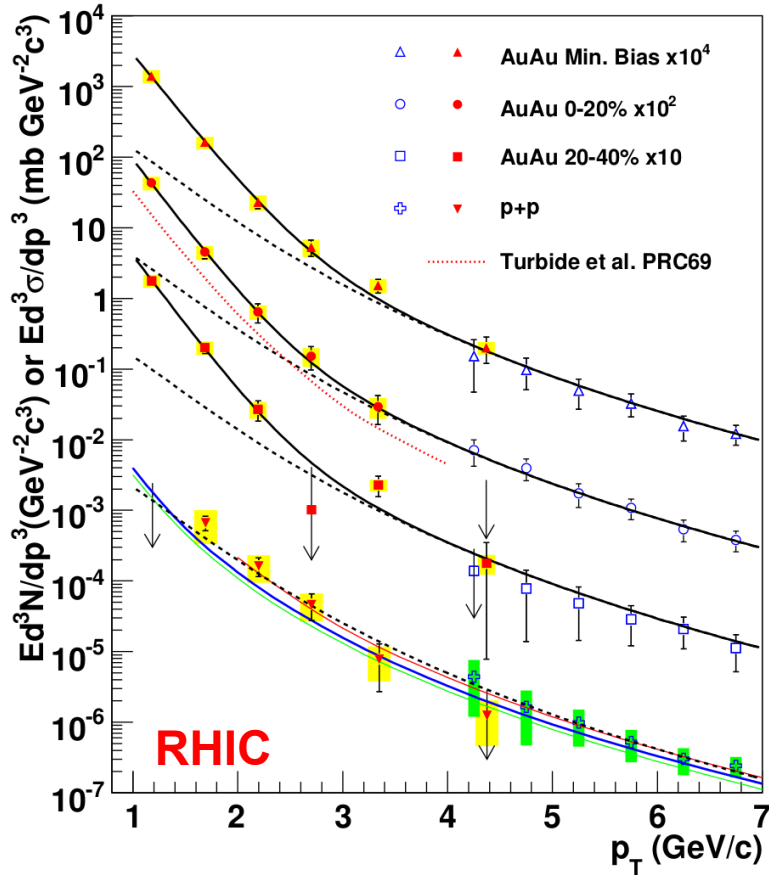


Ważna uwaga: w niektórych

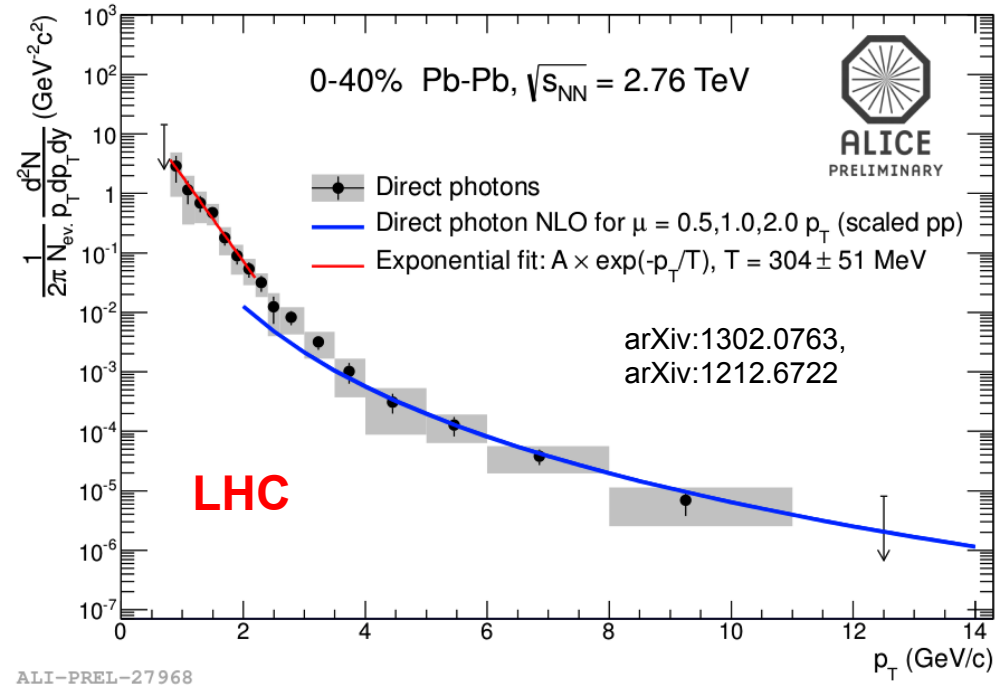
pracach (np. w nucl-ex/0702025) podawało się, że z powodu ogromnych niepewności systematycznych nie jesteśmy w stanie stwierdzić czy w widmie fotonów bezpośrednich w ogóle obecne są fotony promieniowania termicznego czyli nadwyżka nad natychmiastowymi (prompt, pQCD). Te wątpliwości dotyczyły zarówno danych SPS jak i RHIC (chodziło o mierzone wcześniej fotony rzeczywiste). Więc co dopiero mówić o wyznaczaniu temperatury plazmy... Ostatnie wyniki dotyczące pomiarów fotonów wirtualnych i rzeczywistych wyglądają nieco lepiej

Porównanie dla A+A przy top RHIC oraz przy LHC

Uwaga: tutaj niżej fotony bezpośrednio były mierzone pośrednio poprzez pomiar fotonów wirtualnych a nie rzeczywistych! Mierząc γ^* pośrednio mierzymy γ . Szczegóły w dodatkach



dla **top RHIC (PHENIX)** PRL 104 (2010) 132301; PR C81, 034911 (2010) nadwyżka nad p+p jest typu eksp. w p_T z *inverse slope* dla zderzeń centr. $T_{av} = 221 \pm 19(\text{stat}) \pm 19(\text{sys}) \text{ MeV (0-20\%)}$ (wartość T_{av} reprezentuje temperaturę systemu uśrednioną po czasowo-przestrzennej ewolucji zderzenia. Zgodnie z modelami hydro ta uśredniona temperatura odpowiada T początkowej $T_{init} \approx 300$ (do 600) **MeV po czasie termalizacji $\tau_0 = 0.6$ (do 0.15) fm/c**



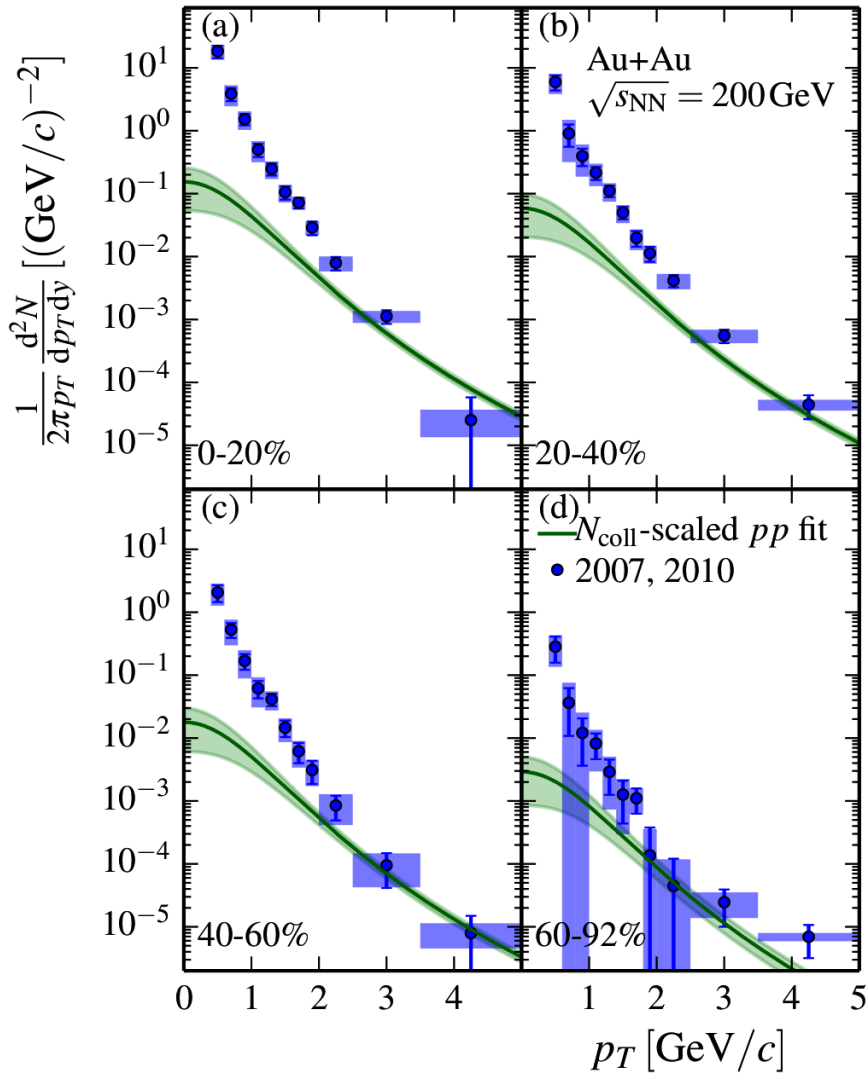
Pierwsze wyniki dla **LHC**: nadwyżka ma *inverse slope* dla zderzeń centralnych $T_{av} = 304 \pm 51$ (stat+sys) **MeV (0-40\%)**

Uwaga: bezpośrednio fotony w LHC dla p+p (7 TeV) oraz peryferycznych Pb+Pb (2.76 TeV) NIE pokazują nadwyżki dla małych p_T → wszystko zgodne z pQCD (NLO)

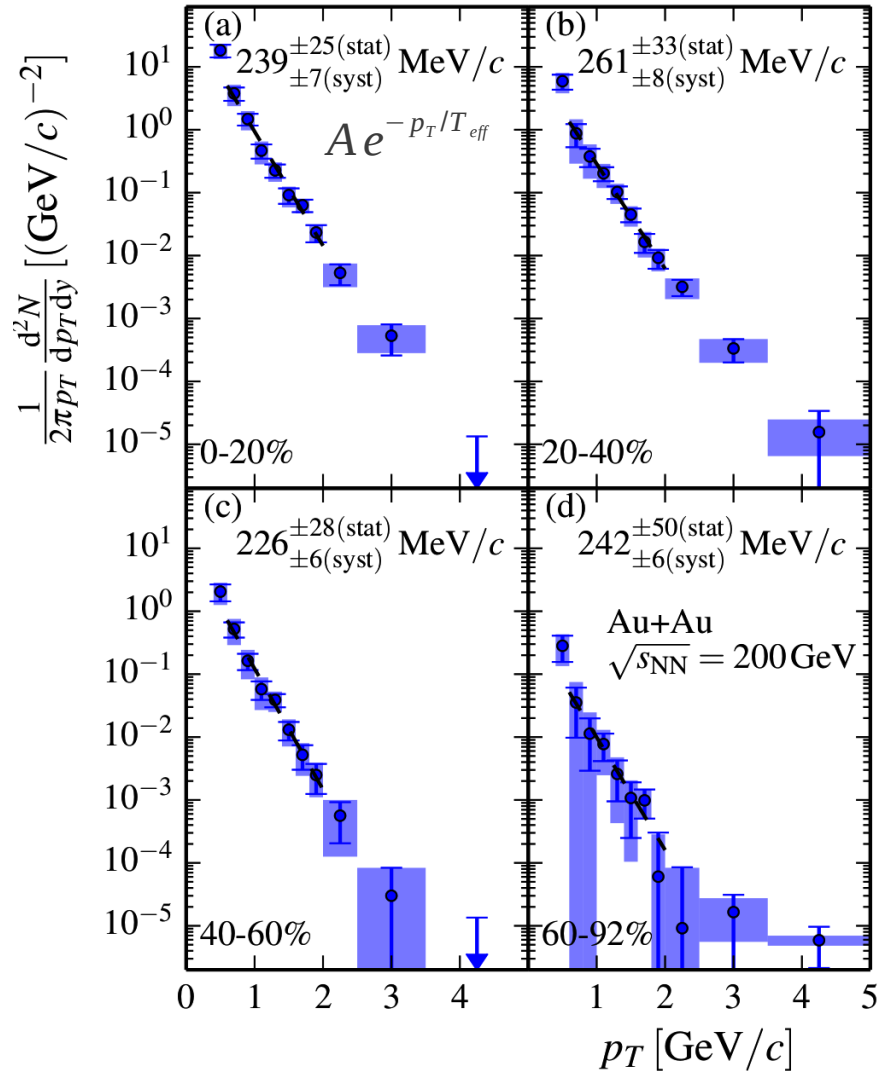
Nowe wyniki dla Au+Au przy top RHIC (PHENIX)

W PHENIX obecnie powrót do (ulepszonych) pomiarów fotonów bezpośrednich rzeczywistych (a nie wirtualnych) → wyniki dla różnych centralności PHENIX, PR C91 (2015), 064904 [arXiv:1405.3940]

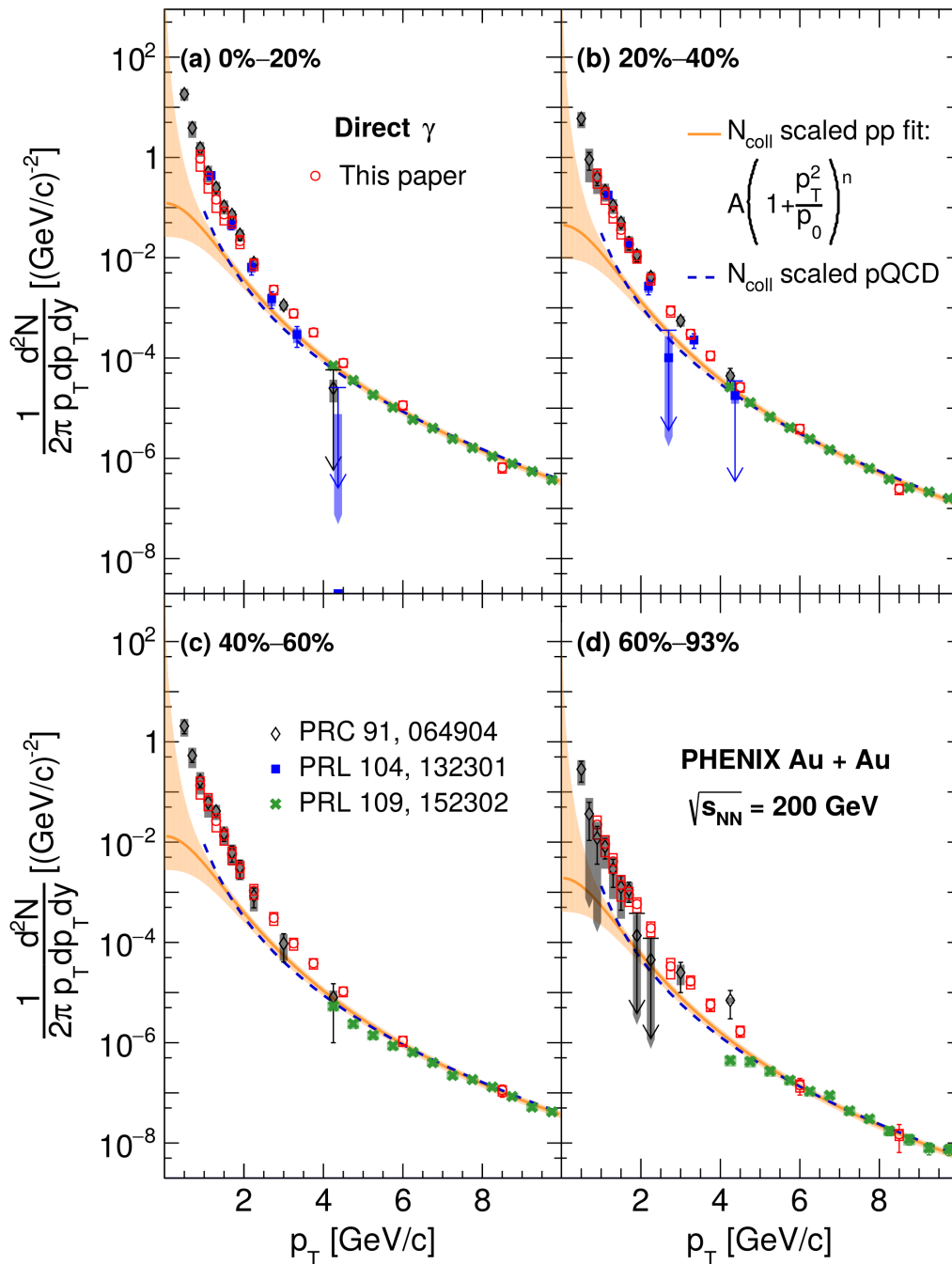
$T_{\text{eff}} = 239 \pm 25(\text{stat}) \pm 7(\text{syst}) \text{ MeV}$
 (0-20% Au+Au, $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$)



subtract the N_{coll} scaled p+p yield
 to isolate the “thermal” yield



Dla zainteresowanych: wyniki PHENIX dla niższych energii (39 i 62.4 GeV) w pracy Khachatryan, PoS CPOD2017 (2018) 079 oraz PHENIX, arXiv:1805.04084; arXiv:2203.12354



Zob. też wyniki dla Au+Au przy 39 i 62.4 GeV →
 PHENIX, PRC 107 (2023), 024914 [arXiv:2203.12354]

Nowe próbki danych z 2014 roku (oraz porównanie różnych metod otrzymywania fotonów bezpośrednich)

Rys. z PHENIX, arXiv:2203.17187

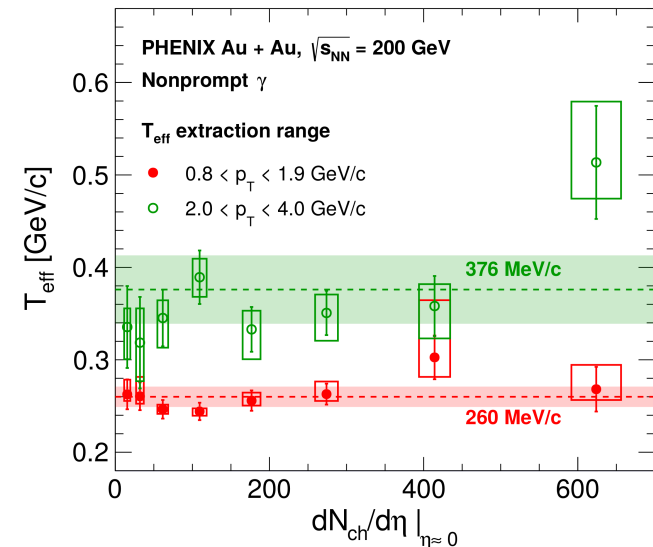
2014 conversion method

PRC 91, 064904 (conversion)

PRL 104, 132301 (virtual γ)

PRL 109, 152302 (calorimeter)

- Przy wysokich p_T dane Au+Au zgodne z p+p przeskalowanymi przez N_{coll} oraz z pQCD
- Wzmocnienie dla małych p_T w Au+Au przy wszystkich pokazanych centralnościach



Nowe wyniki dla Pb+Pb przy LHC (ALICE)

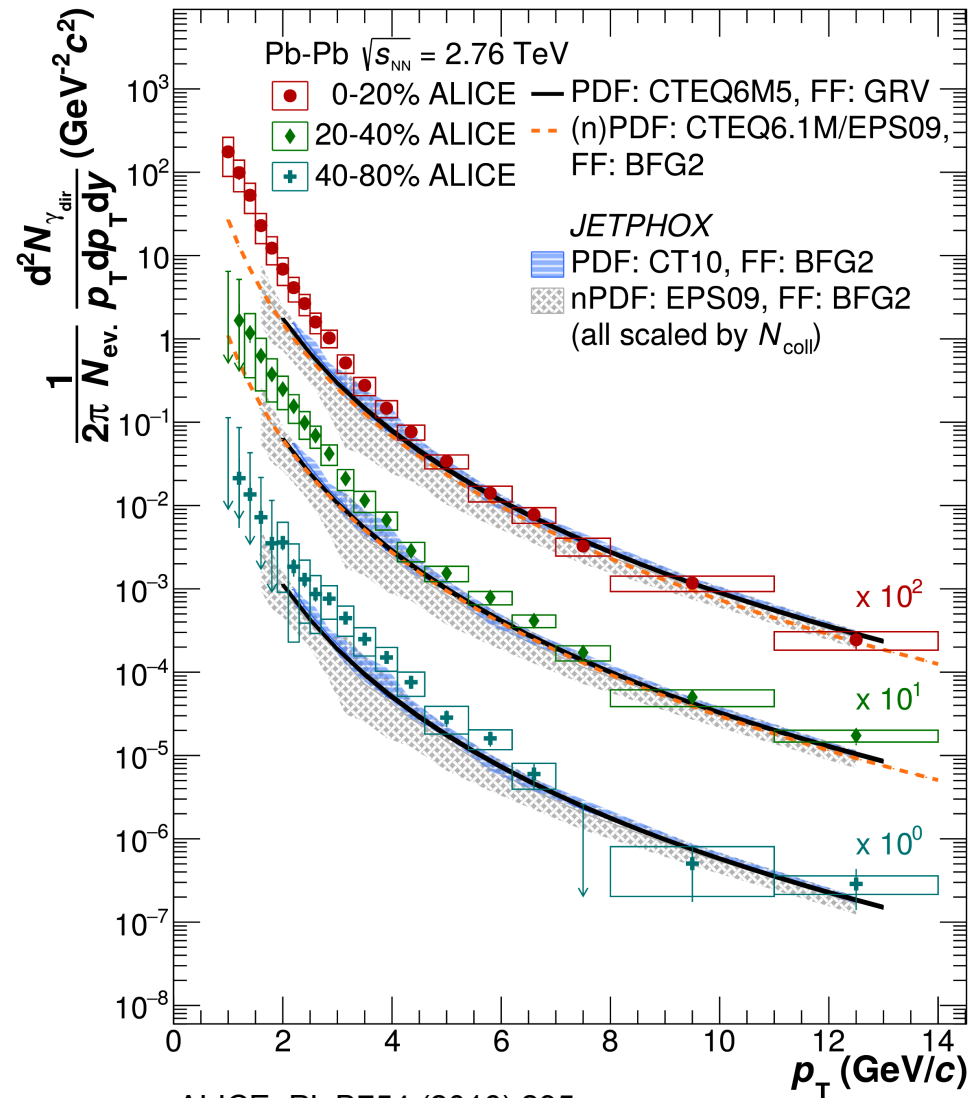
Mid-rapidity, Pb+Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,
 rzeczywiste fotony; obszar $p_T > \text{ok. } 5 \text{ GeV}/c$
 zgodny z pQCD

$$T_{\text{eff}} = 297 \pm 12(\text{stat}) \pm 41(\text{sys}) \text{ MeV}$$

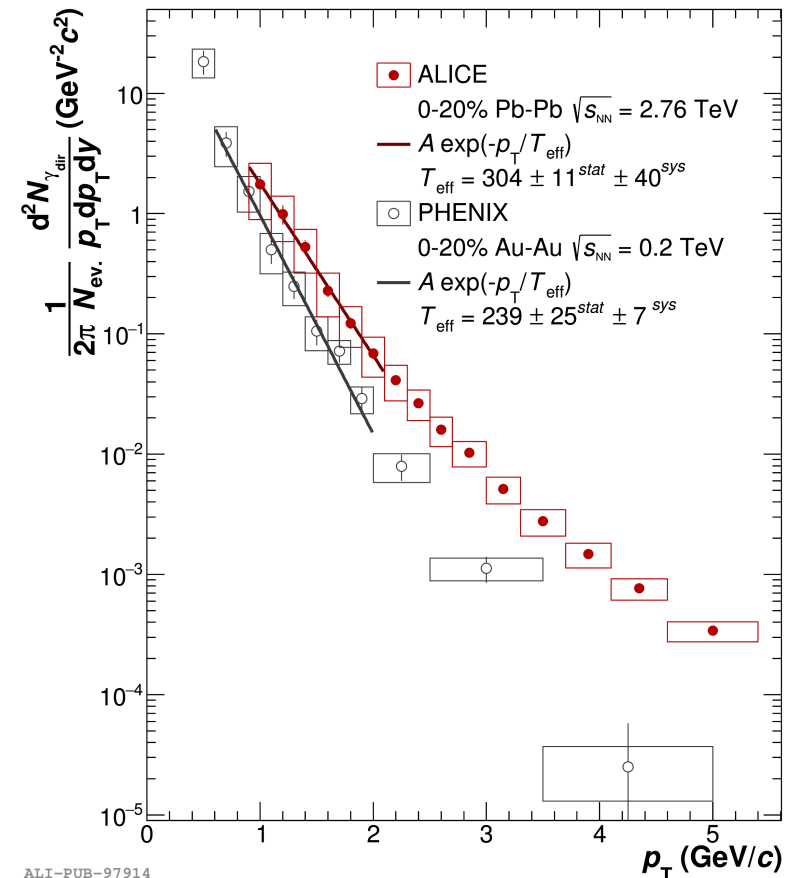
(0-20% Pb+Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV)

zakres fitu: $0.9 < p_T < 2.1 \text{ GeV}/c$; po odcięciu wkładu pQCD

Alternatywny pomiar: „slope” otrzymany bez odcięcia
 fotonów pQCD: $T_{\text{eff}}^{\text{no subtr.}} = 304 \pm 11(\text{stat}) \pm 40(\text{sys}) \text{ MeV}$

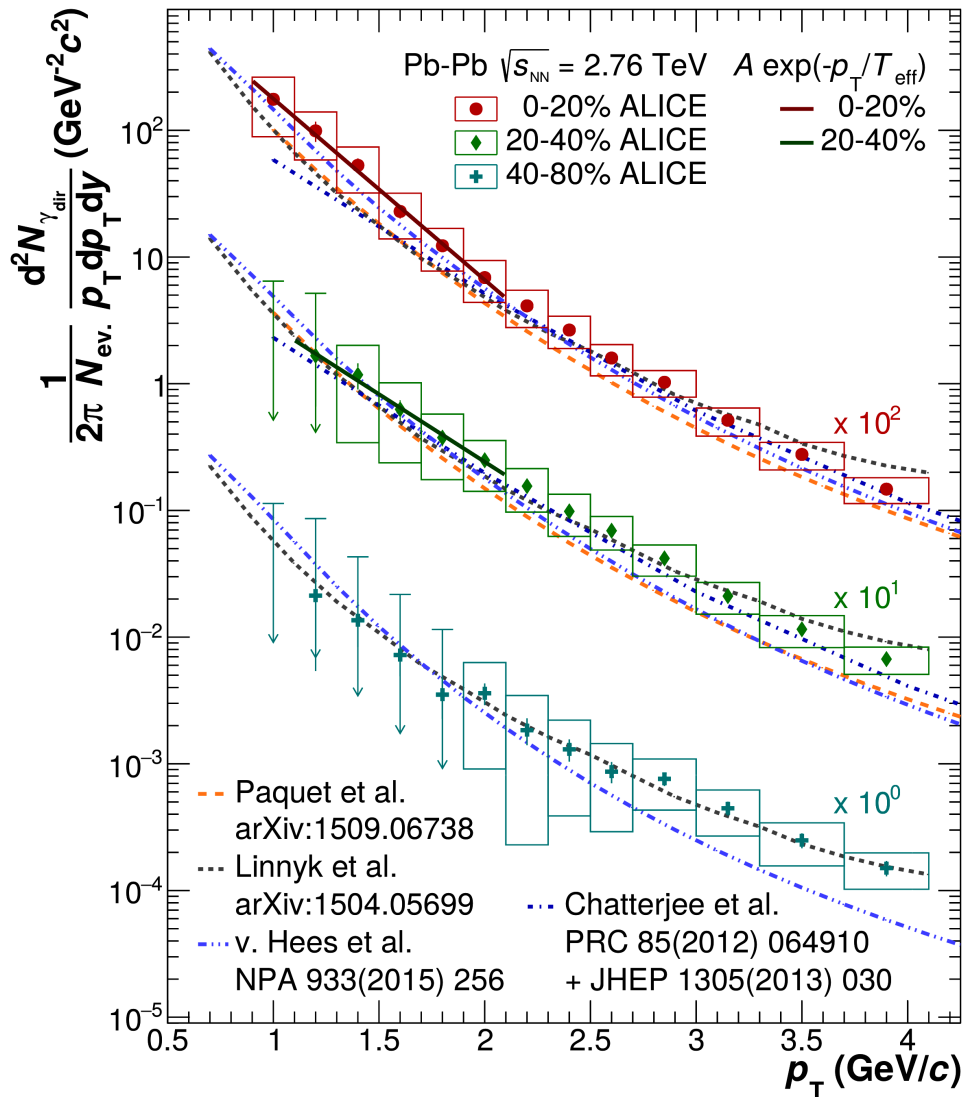


ALICE, PL B754 (2016) 235
 [arXiv:1509.07324]



ALI-PUB-97914

arXiv:1512.04230 (QM 2015)



Dla zainteresowanych: pomiar fotonów bezpośrednich w p+p przy energii 2.76 oraz 8 TeV (brak znaczącej nadwyżki fotonów bezpośrednich) → ALICE, PR C99 (2019) 024912 [arXiv:1803.09857]

Podobnie brak nadwyżki w obszarze „termicznym” dla p+Pb przy 5.02 TeV → zob. arXiv:1910.01981

Porównanie z modelami – wszystkie pokazane tu zakładają formację QGP + wkład od fotonów pQCD

Przykładowe czasy termalizacji i temperatury początkowe fireballu w różnych modelach hydrodynamicznych dla **0-20%** centr. Pb+Pb:

1. van Hees et al. (model hydro)

$\tau_0 = 0.2$ fm/c, $T_0 = 682$ MeV

2. Chatterjee et al. (model hydro)

$\tau_0 = 0.14$ fm/c, $T_0 \approx 740$ MeV

3. Paquet et al. (model hydro)

$\tau_0 = 0.4$ fm/c, $T_0 = 385$ MeV

4. Linnyk et al. (PHSD – model transportu – mikroskopowy. Główne źródło fotonów – promieniowanie hamowania przy rozpraszaniu hadronów)

Wszystkie pokazane modele dość rozsądnie opisują dane ALICE

Porównanie danych ALICE z innym modelem hydrodynamicznym

(Yong-Ping Fu, Qin Xi, arXiv:1705.02576):

0-20% centralnych Pb+Pb

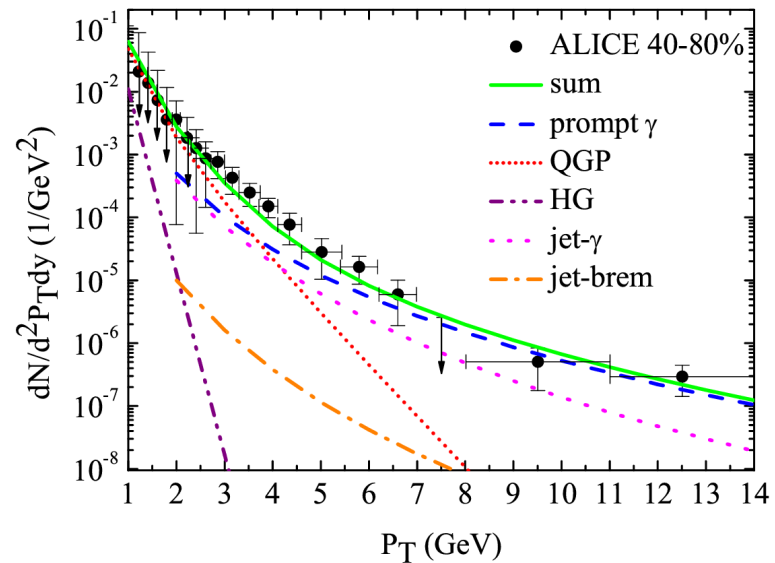
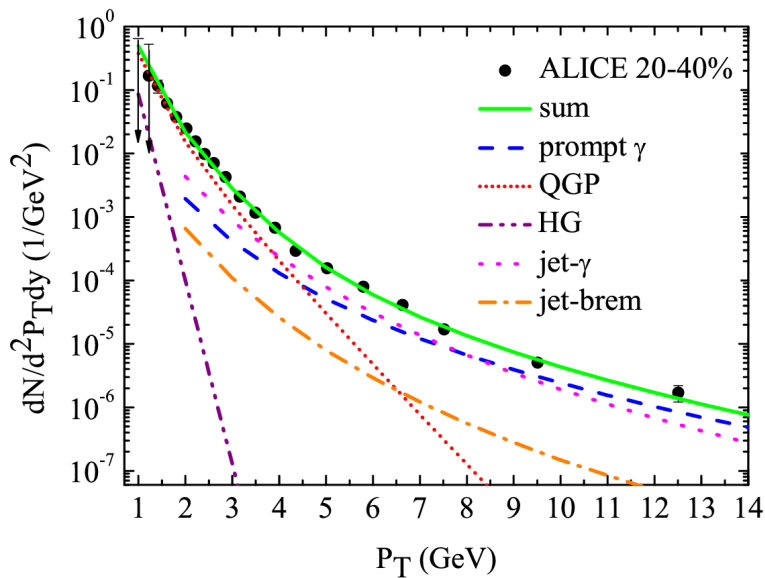
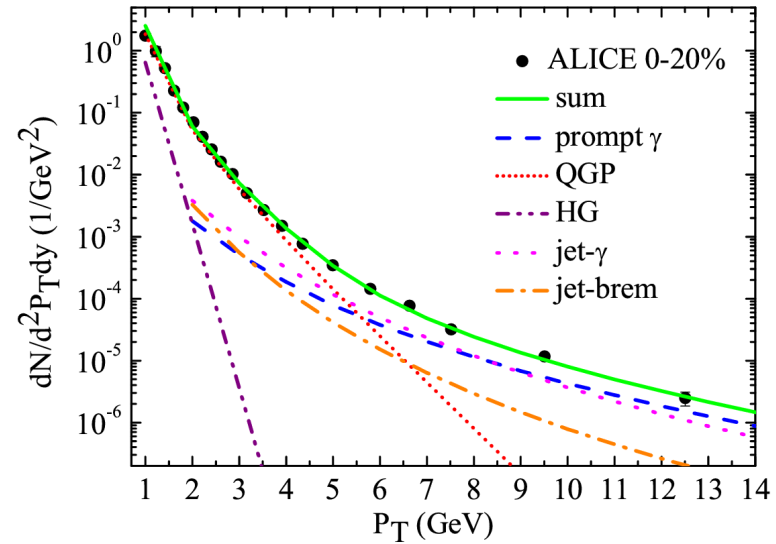
$\tau_0 = 0.15$ fm/c, $T_0 = 762$ MeV

20-40% centralnych Pb+Pb

$\tau_0 = 0.15$ fm/c, $T_0 = 680$ MeV

40-80% centralnych Pb+Pb

$\tau_0 = 0.15$ fm/c, $T_0 = 538$ MeV



Produkcja dileptonów (*low-mass dileptons*)

Leptony, tak jak i fotony, nie oddziałują silnie; tak jak i dla fotonów ich średnia droga swobodna jest większa niż rozmiar systemu powstałego po zderzeniu

Rozważając spektrum dileptonów mamy na myśli przynajmniej *) dwa obszary masowe:

1. Region o niskiej masie niezmienniczej pary leptonów **Low Mass Region (LMR)** ($< 1-1.5 \text{ GeV}$) – w tych okolicach znajdują się lekkie mezony wektorowe (ρ, ω, ϕ)
2. Masy niezmiennicze w okolicach (i powyżej) 3 GeV (**HMR**) – produkcja m.in. cząstki J/ψ w celu badania przewidzianego w QGP tłumienia powabu

1. Przykłady powstawania dileptonów w QGP (arXiv:1207.7028):

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$$

2. Przykłady powstawania dileptonów w fazie hadronowej:

oddz. hadronów z antyhadronami, np. $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow l^+l^-$

rozpady leptonowe: $\pi^0 \rightarrow l^+l^-\gamma, \rho \rightarrow l^+l^-, \omega \rightarrow l^+l^-, \phi \rightarrow l^+l^-$,

Drell-Yan, etc.

Na początek pary dileptonów o małych masach niezmienniczych



*) czasami wyróżnia się też obszar „przejściowy” (IMR) między 1. a 2.

Produkcja par leptonowych w zakresie małych mas niezmienniczych

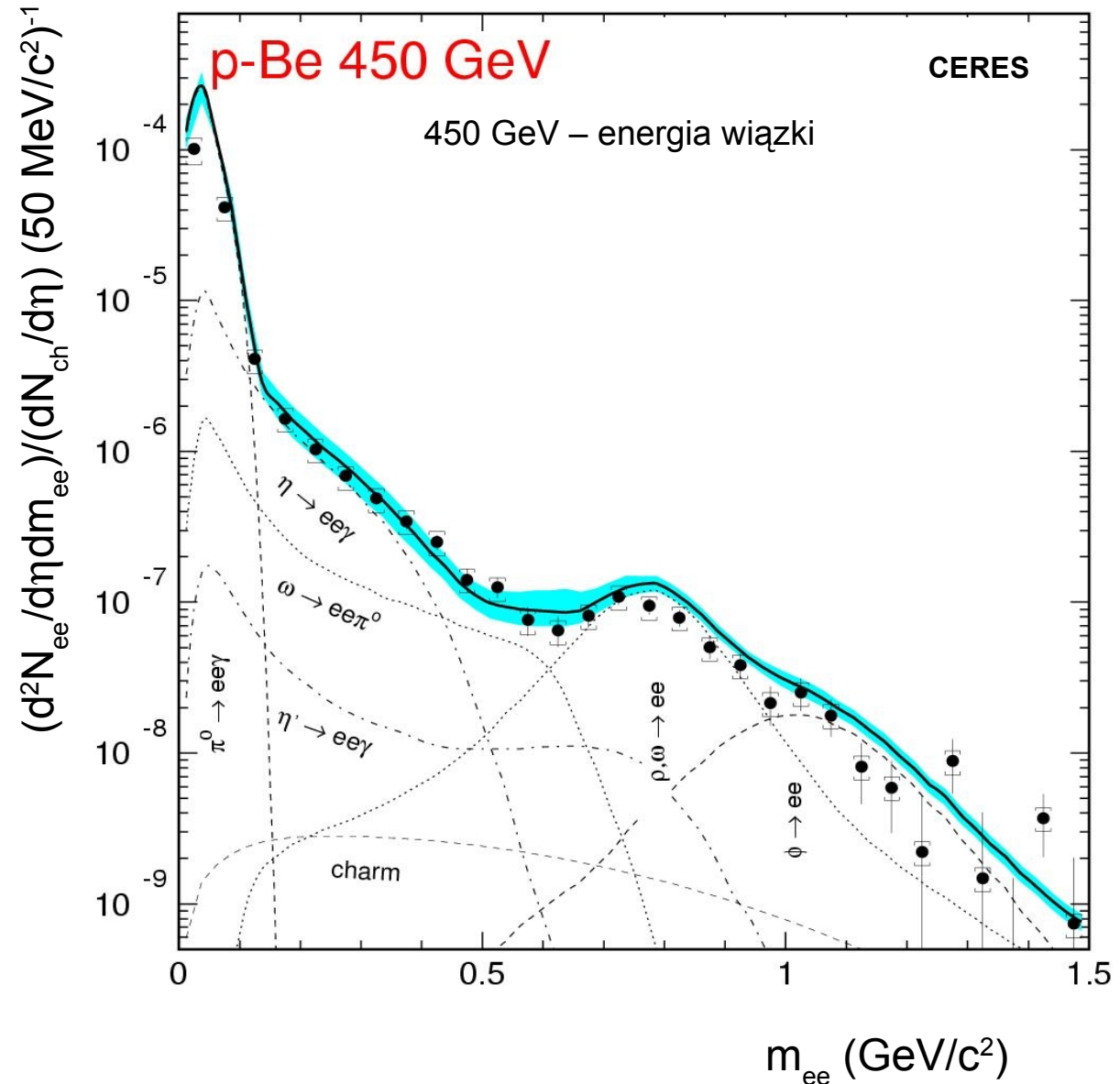
Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e^+e^-)

Zderzenia p+A przy SPS

Co to jest tzw. **cocktail plot**?

Spektrum masy niezmienniczej par leptonów w p+A jest dość dobrze opisywane przez “cocktail plot” czyli sumę wkładów od elektromagnetycznych rozpadów różnych hadronów

Dane p+Au (wiązka również 450 GeV) są tak samo dobrze zgodne z “cocktail plot” – oba rysunki można znaleźć w b. dobrej i polecanej pracy przeglądowej **I. Tserruya**, [arXiv:0903.0415](https://arxiv.org/abs/0903.0415)

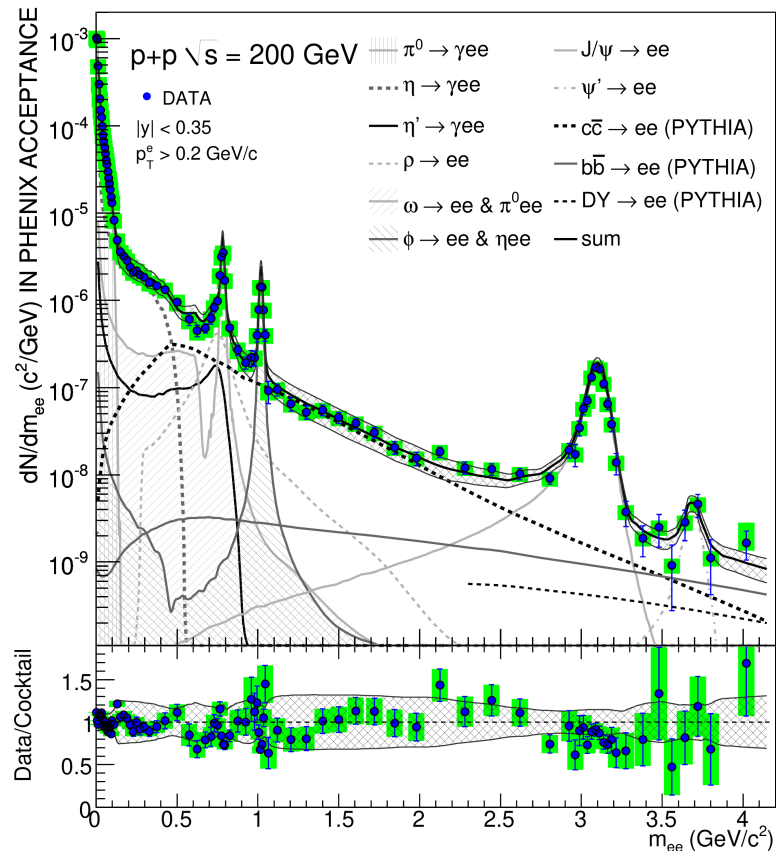


Produkcja par leptonowych w zakresie małych mas niezmienniczych

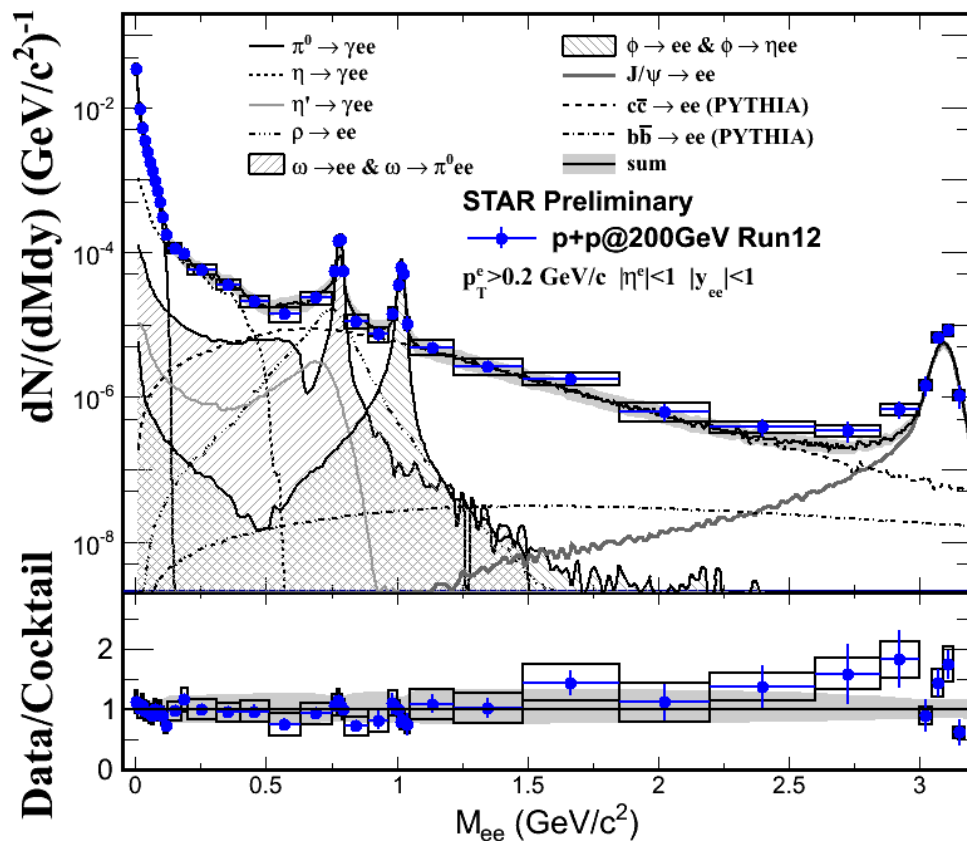
Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e^+e^-)

Zderzenia p+p przy RHIC

cocktail plot – b. dobrze zgodny z danymi p+p



PHENIX, PRC 81 (2010) 034911 [arXiv:0912.0244]
 oraz praca przeglądowna o dileptonach arXiv:2005.14589



Y. Guo (for STAR), WWND 2014

Nadwyżka par leptonowych w zakresie małych mas

niezmienniczych (*low-mass dilepton enhancement*) zmierzona przez CERES (przy SPS)

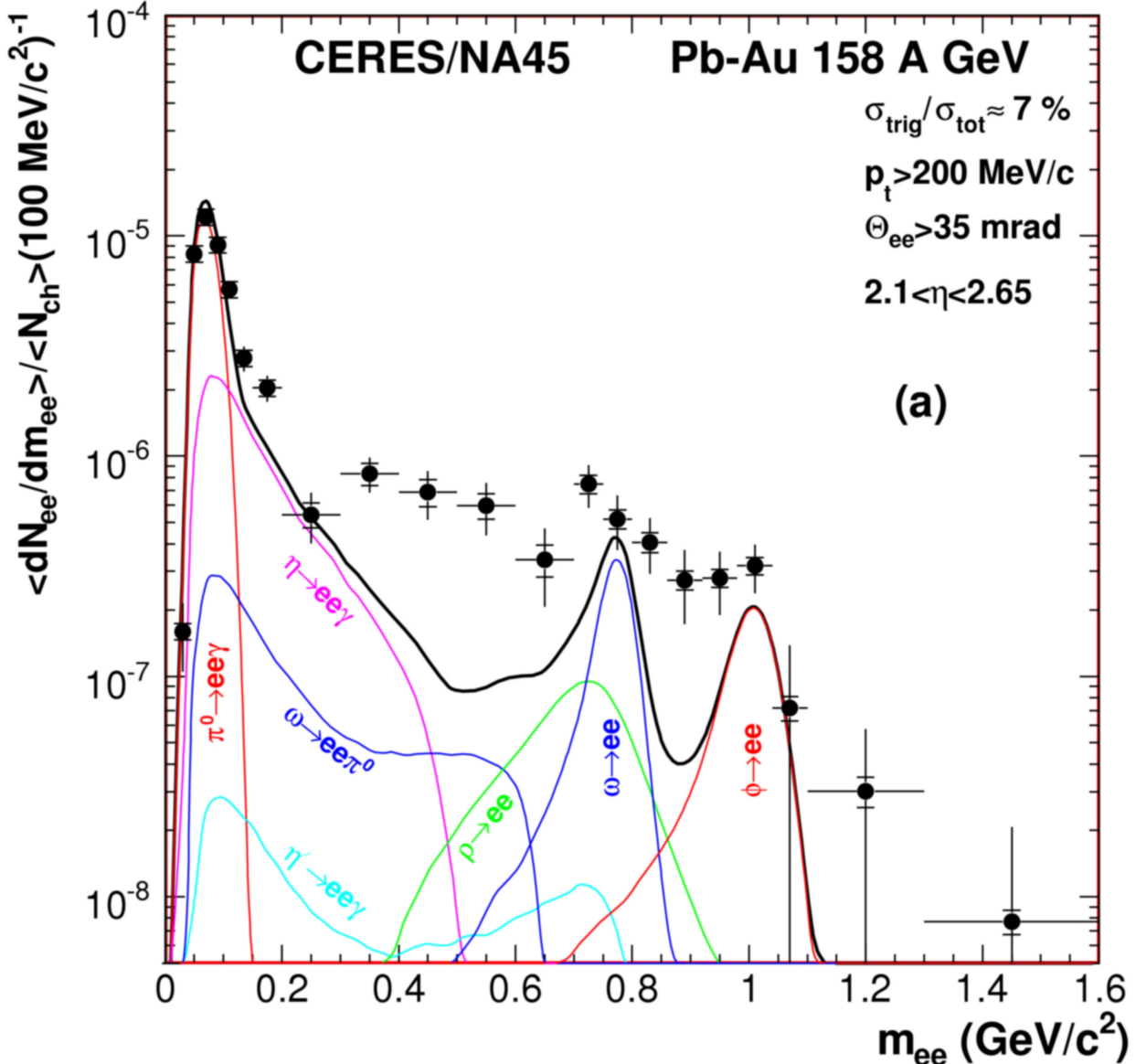
SPS

Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e^+e^-)

Zderzenia A+A

Produkcja par leptonów z małymi masami niezmienniczymi w zderzeniach **A+A** (A jest duże np. Pb, Au) jest **wzmocniona w stosunku do cocktail plot** – czarna linia (tj. przewidywania dotyczące rozpadów neutralnych rezonansów wzięte z danych **p+p i p+A**)

To wzmocnienie najbardziej widoczne w obszarze mas niezm. 200–600 MeV



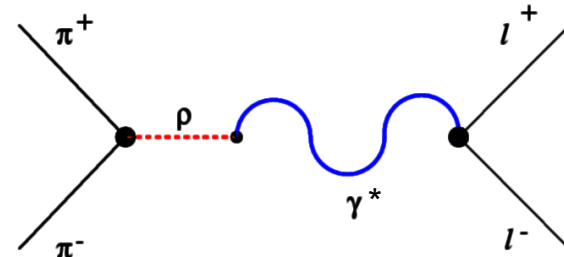
Skąd się bierze ta nadwyżka par leptonowych w zakresie małych mas?

Większość modeli teoretycznych podaje, że głównym wkładem jest anihilacja pionów

$$\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+ e^-$$

wtedy byłaby widoczna struktura rezonansowa przy 780 MeV (od anihilacji pionów) – czegoś takiego nie

zaobserwowano w danych. Problem da się rozwiązać jeśli dodatkowo założy się że:



Vector
Dominance
Model:
produkcja
dileptonów
przez
anihilację
pionów

własności mezonu ρ w gęstej materii muszą być zmodyfikowane – tylko przy takim założeniu można w ramach modeli teoretycznych (hydrodynamiczne, transportu) prawidłowo odtworzyć widmo mas dileptonów!

W szczególności modele proponują: **w gęstej materii jądrowej mezon ρ może mieć**

1. większą szerokość lub

2. mniejszą masę

niż w „próżni” (*dropping masses, broadening width*)

W ogólności: w gęstej materii jądrowej **mogą zmieniać się własności różnych rezonansów hadronowych ρ , ω , ϕ (*in-medium modifications*):** masy (przesunięcie maksimum, tzw. scenariusz Brown-Rho), szerokości, stosunki rozgałęzień (stałe sprzężenia) **jako konsekwencja odzyskania symetrii chiralnej.**

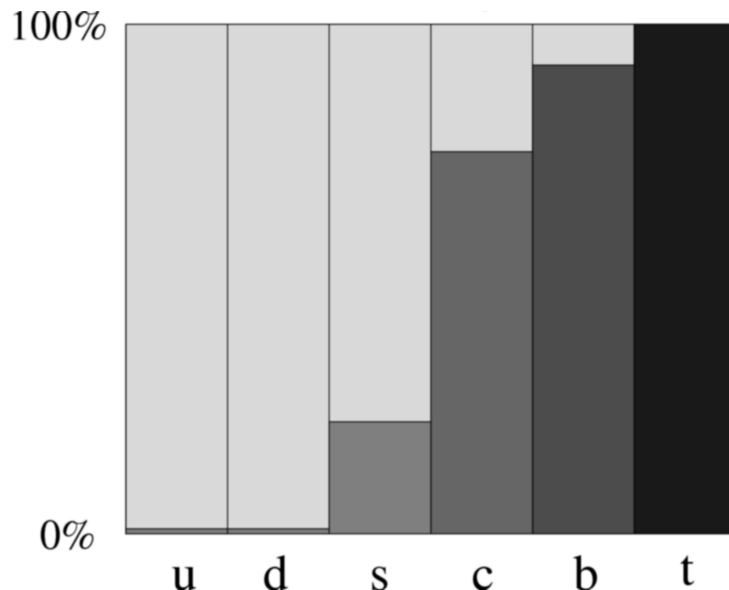
Uwaga: wystarczy zbliżyć się do granicy przejścia fazowego (czyli również \approx przejścia chiralnego) żeby zaobserwować efekt modyfikacji rezonansów

Jeśli rozpad rezonansów hadronowych następuje wewnątrz tego gęstego medium można zaobserwować takie modyfikacje rezonansów

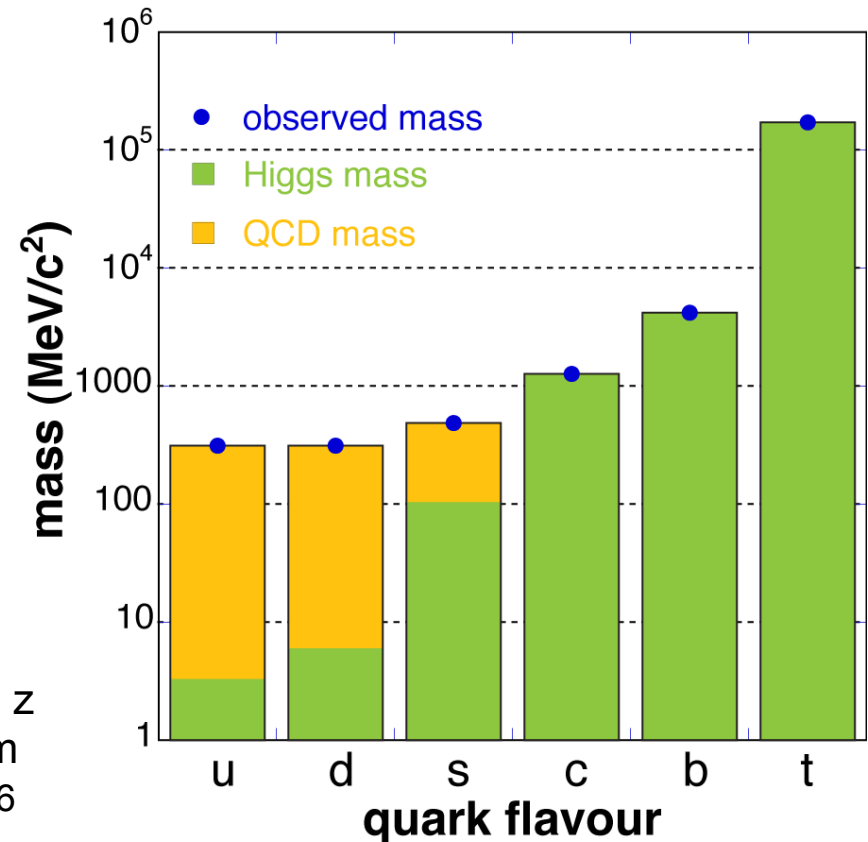
Od wielu lat^{*)} próbuje się powiązać modyfikacje własności hadronów (masy, szerokości) w medium jądrowym z częściowym przywróceniem symetrii chiralnej → takie analizy mogą być pomocne w zrozumieniu pochodzenia mas hadronów

^{*)} R. Pisarski, Phys. Lett 110B, 155 (1982); G. E. Brown, M. Rho, Phys. Rev. Lett. 66, 2720 (1991) and Phys. Rep. 269, 333 (1996)

Przypomnienie: spontanicznie łamana symetria chiralna oddziaływań silnych zostaje przywrócona \Leftrightarrow kwarki tracą swoją masę „konstytuentną” i pozostaje im jedynie „goła” masa generowana poprzez oddziaływanie Higgsa w Modelu Standardowym. Ten efekt jest najbardziej widoczny dla kwarków u i d i słabiej dla kwarku s (rysunek).

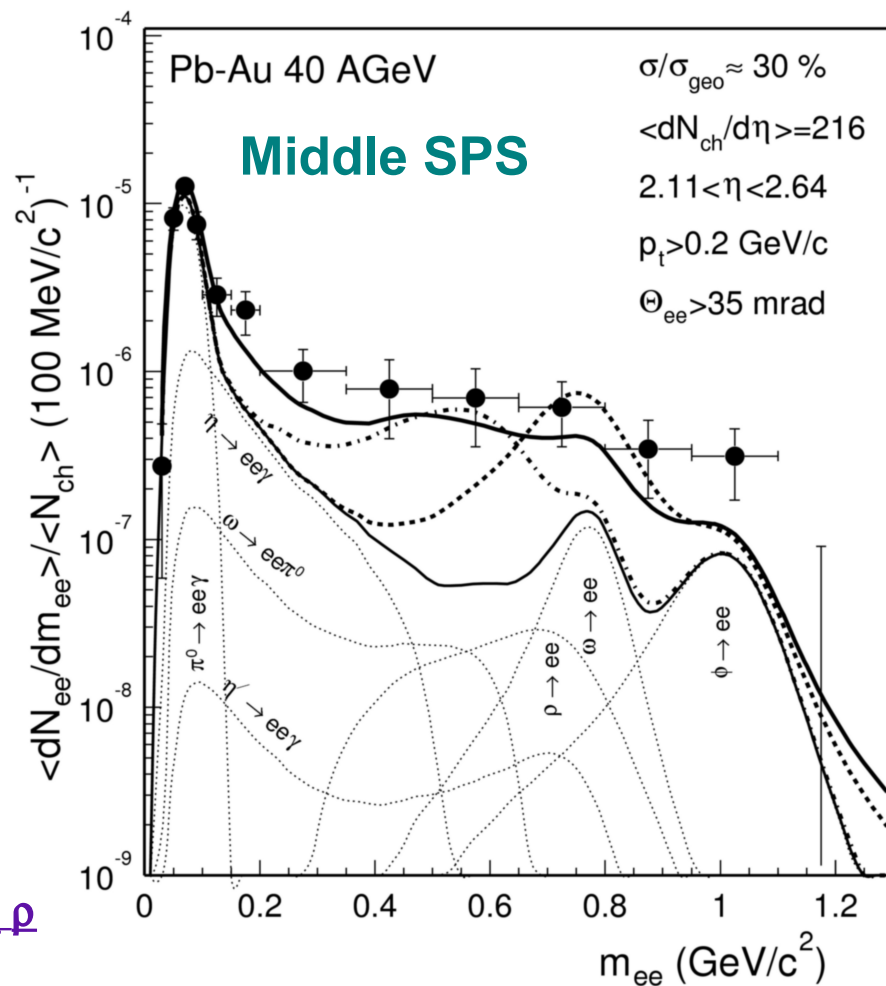
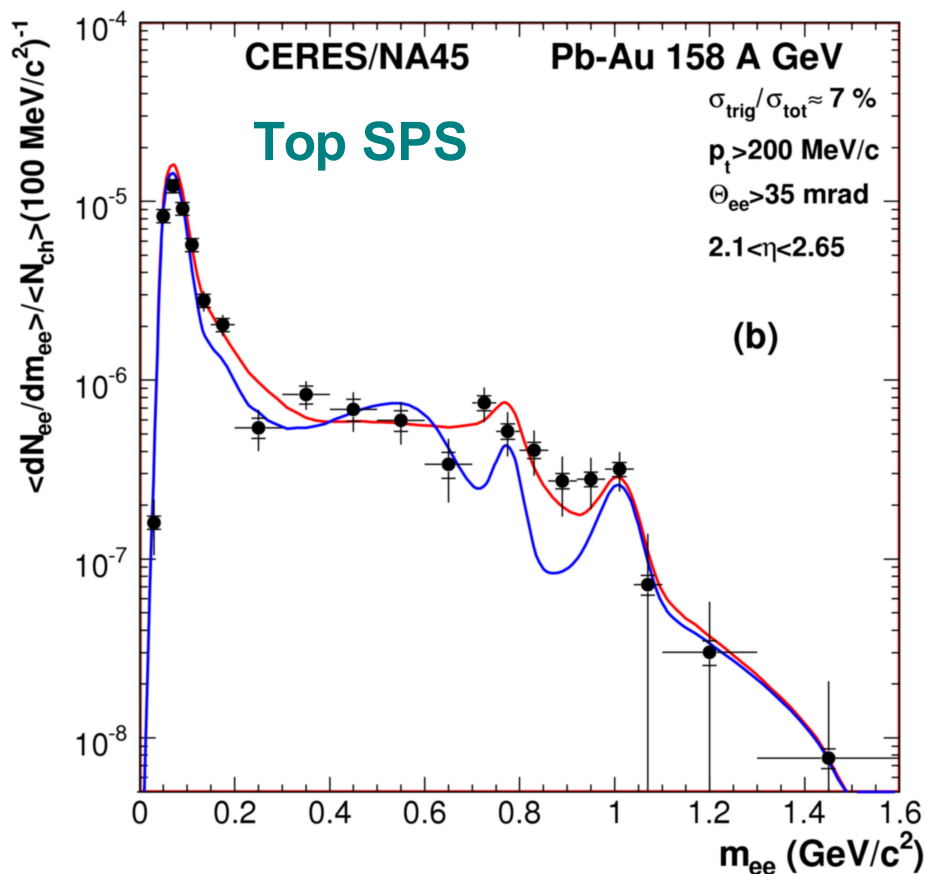


Rys. lewy: procent efektywnej masy kwarku generowanej dynamicznie (jasno szary) w porównaniu z masą z mechanizmu Higgsa w sektorze elektro-słabym Modelu Standardowego (ciemno szary), arXiv:0801.4256



Top SPS – modyfikacje własności mezonu ρ – krzywa **czerwona** i **niebieska** w gęstym medium – wydają się dość dobrze wyjaśniać otrzymane wyniki arXiv:0802.2679
niebieska – model ze zmniejszoną masą ρ
czerwona – model z poszerzoną szerokością ρ

Model (Rapp-Wambach) z dod. anihilacją $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+ e^-$ ale własności ρ zmienione w gęstym medium
 cienka ciągła (nisko) – cocktail plot
 kreskowana – anihilacja $\pi^+ \pi^-$ ale ρ niezmodyf.
 kreska-kropka – zmniejszona masa ρ
gruba ciągła (najlepsza) – zwiększona szerokość ρ
 Rys. nucl-ex/0209024



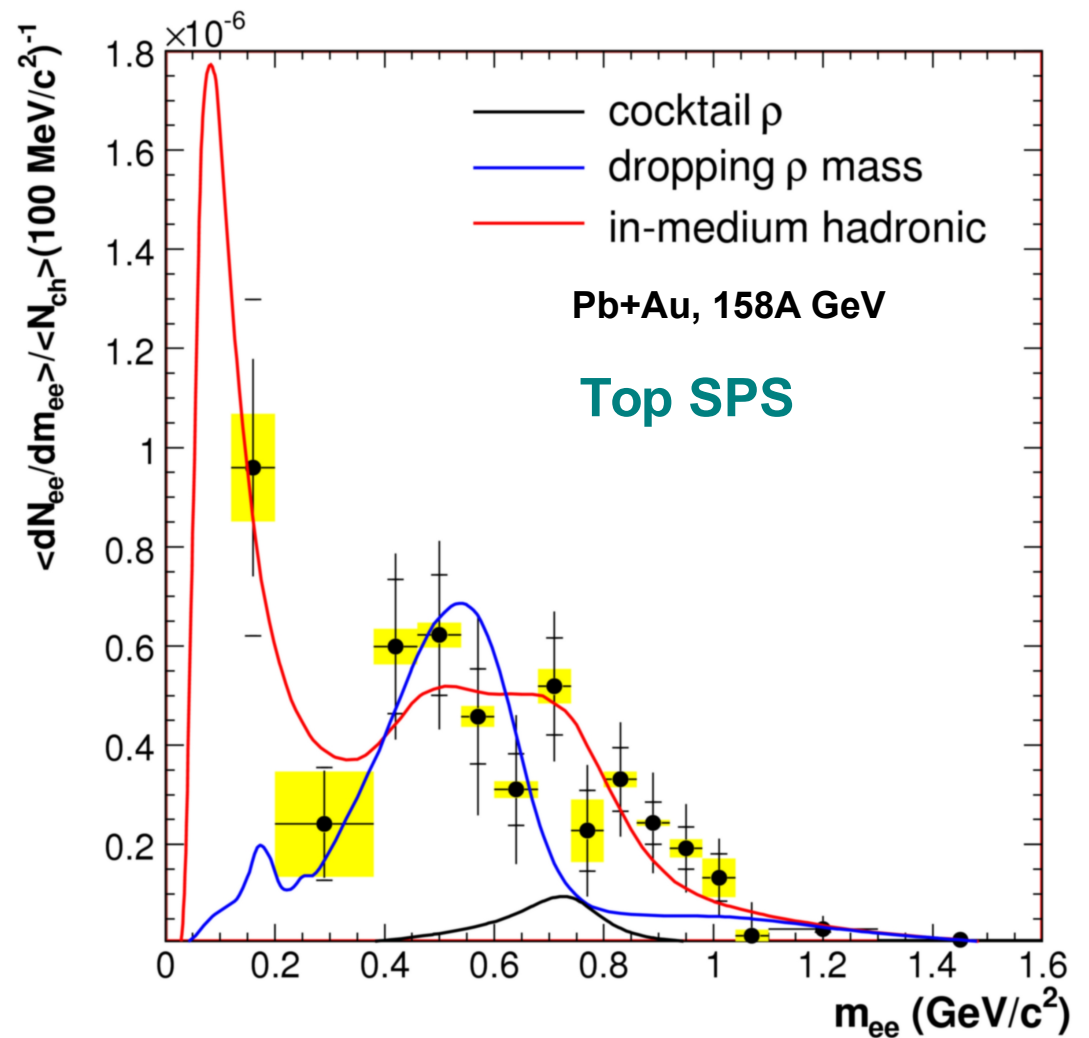
Wyniki dla top SPS (zob. też kolejne strony) faworyzują interpretację ze zwiększoną szerokością ρ nad interpretacją ze zmniejszoną masą

Widmo dileptonów po odcięciu "hadronic cocktail" (bez ρ)

niebieska (Brown, Rho, 1991) – model ze zmniejszoną (przesuniętą) masą ρ

czerwona (van Hees i Rapp 2007, Rapp i Wambach 2000) – model z poszerzoną szerokością ρ w obecności gęstego medium (tu poprzez oddziaływania)

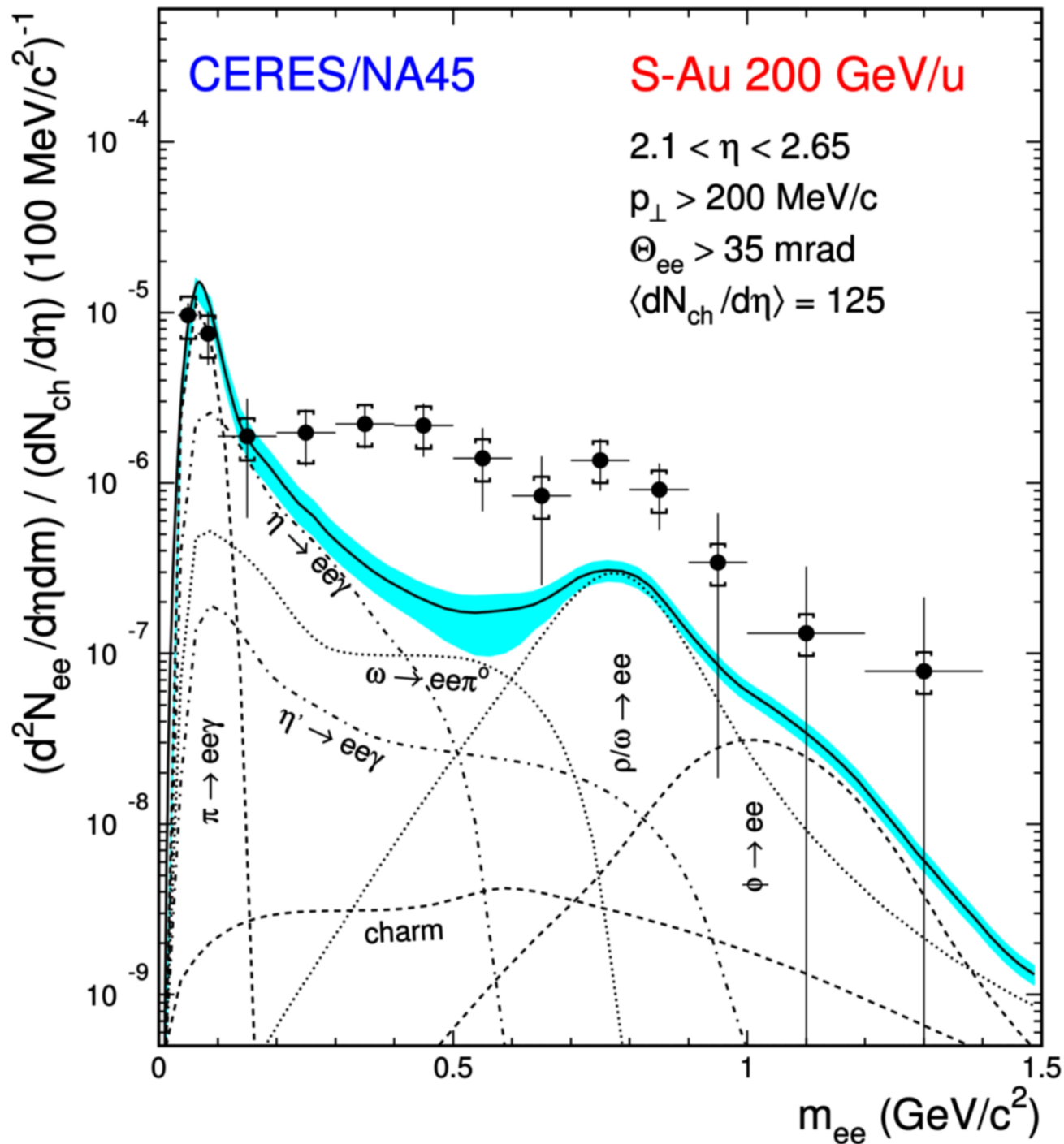
Późniejsze, poprawione (statystyka!) dane CERES (arXiv:0802.2679) pozwoliły w miarę dobrze zdecydować który model (zwiększona szerokość czy zmniejszona masa ρ) lepiej opisuje dane przy top SPS



Wzmocnienie (nad cocktail plot) jest dobrze odtwarzane przez modele zakładające silne poszerzenie ρ (broadening of the ρ spectral function). Dane raczej wykluczają scenariusz ze zmniejszoną masą ρ (dropping mass)

Rys. arXiv:0802.2679

Uwaga: modyfikacje własności mezonów ρ , ϕ , ω w ogólności **mogą** być powiązane z przejściem chiralnym (efekt widoczny gdy mezon rozpada się w medium). Poszerzenie ρ da się jednak wyjaśnić również poprzez alternatywne modele zakładające oddziaływania mezonu ρ z barionami i anty-barionami w gęstym fireballu (oddz. głównie blisko przejścia fazowego)



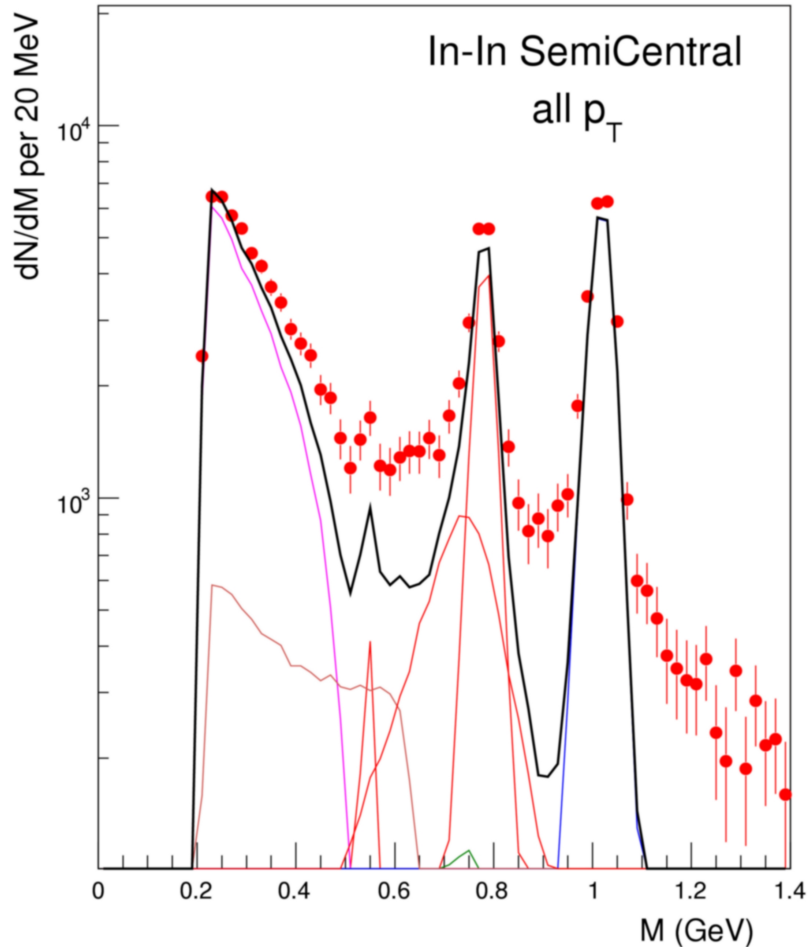
Nadwyżka dieletronów widoczna jest również przy zderzeniach lżejszych obiektów (S+Au) przy top SPS (200A GeV wiązki; w środku masy około 19 GeV na parę nukleonów)

Brak pików dla ρ i ϕ . W roku 1996 rysunek był interpretowany jako przesunięcie masy rezonansów, wzmocniona produkcja η' ale później ustalono, że to poszerzenie rezonansów w związku ze zderzeniami w produkowanej, gęstej materii

Rys. z arXiv:0903.0415

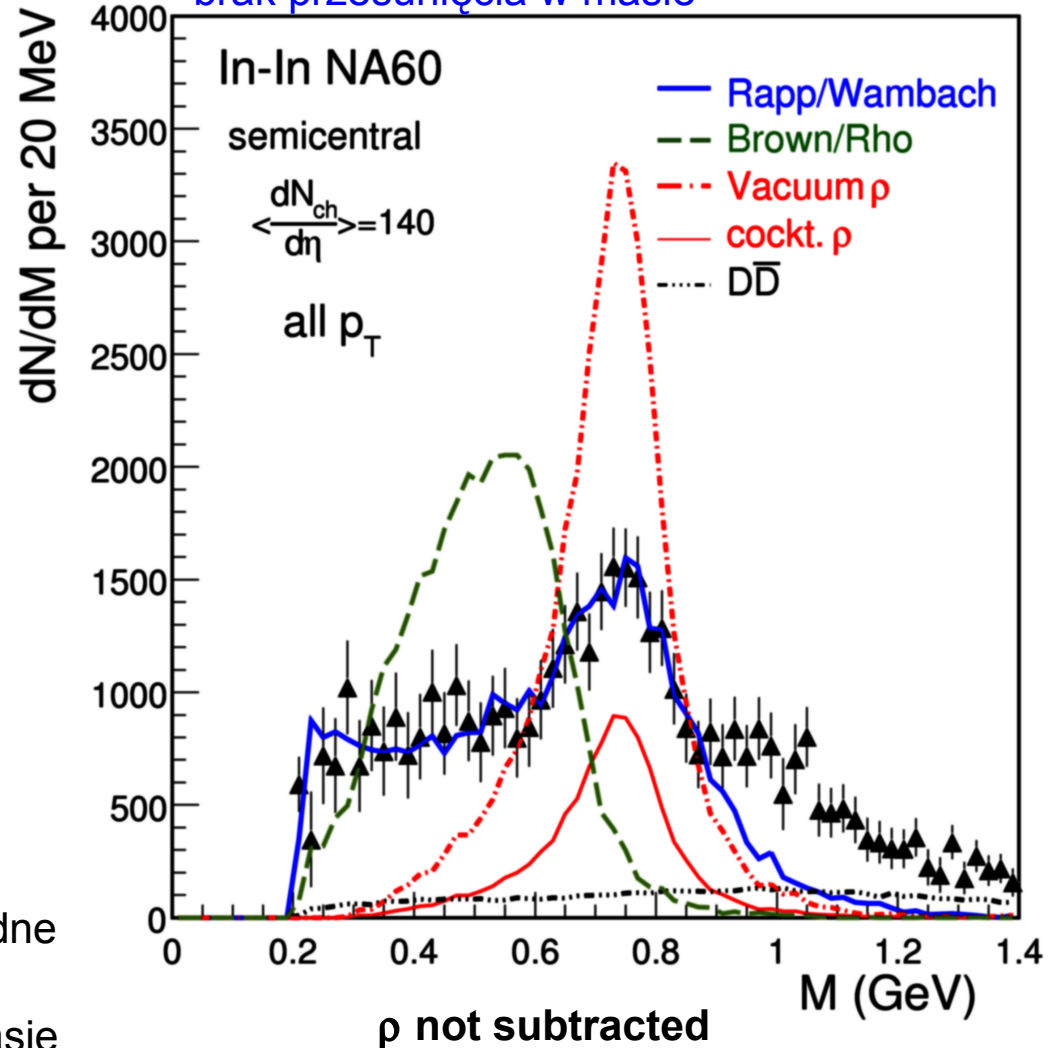
Bardzo dobre jakościowo dane **NA60** (dla **In+In**) PRL 96 (2006), 162302, arXiv:0805.4153

Lewy: rozkład **masy niezmienniczej pary mionów $\mu^+\mu^-$** (dużo lepsza rozdzielczość – więcej punktów niż dane CERES dla par elektronów (poprzednie strony), ale jakościowo podobny wynik)
 Prawy: rozkład masy niezmienniczej po odcięciu wkładu hadronowego (cocktail) ale z zachowaniem wkładu od ρ ; nałożone modele



Obserwacje: spektrum dla $M < 1$ GeV (LMR) zgodne z wkładem od anihilacji $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+\mu^-$ z poszerzoną szerokością ρ bez przesunięcia w masie

Najlepiej pasuje (ale nadal problemy dla dużych M):
 Rapp i Wambach – poszerzenie ρ ,
 brak przesunięcia w masie



Podsumowując SPS:

Dane A+A przy SPS pokazują wzmocnienie w widmie dileptonów o niskich masach. Interpretacje dość zgodnie sugerują anihilację pionów z pośrednim rezonansem ρ , gdzie własności ρ są zmodyfikowane w medium (*in-medium modifications*) co może być powiązane z odzyskaniem symetrii chiralnej

Dane A+A przy SPS faworyzują poszerzenie ρ

1. Jest to zgodne z modelami hadronowymi przewidującymi poszerzenie funkcji spektralnej ρ w miarę zbliżania się do granicy przejścia fazowego/chiralnego

(przypomnienie z wykładu 8: różne obliczenia na sieciach nie dają na razie jednoznacznej odpowiedzi na pytanie czy uwolnienie i odzyskanie symetrii chiralnej (wyzbycie się mas konstytuentnych) są w tym samym miejscu diagramu fazowego, czy może najpierw jest uwolnienie a później odzyskanie symetrii, a może odwrotnie tj. najpierw odzyskanie symetrii chiralnej a dopiero później przejście do QGP). Zgodnie z modelami to poszerzenie powinno gwałtownie wzrastać blisko oczekiwanej granicy przejścia fazowego/chiralnego między gazem hadronowym a QGP (poszerzenie powinno w pewnym momencie zamienić się w całkowite rozpuszczenie (*melting*) danego rezonansu)

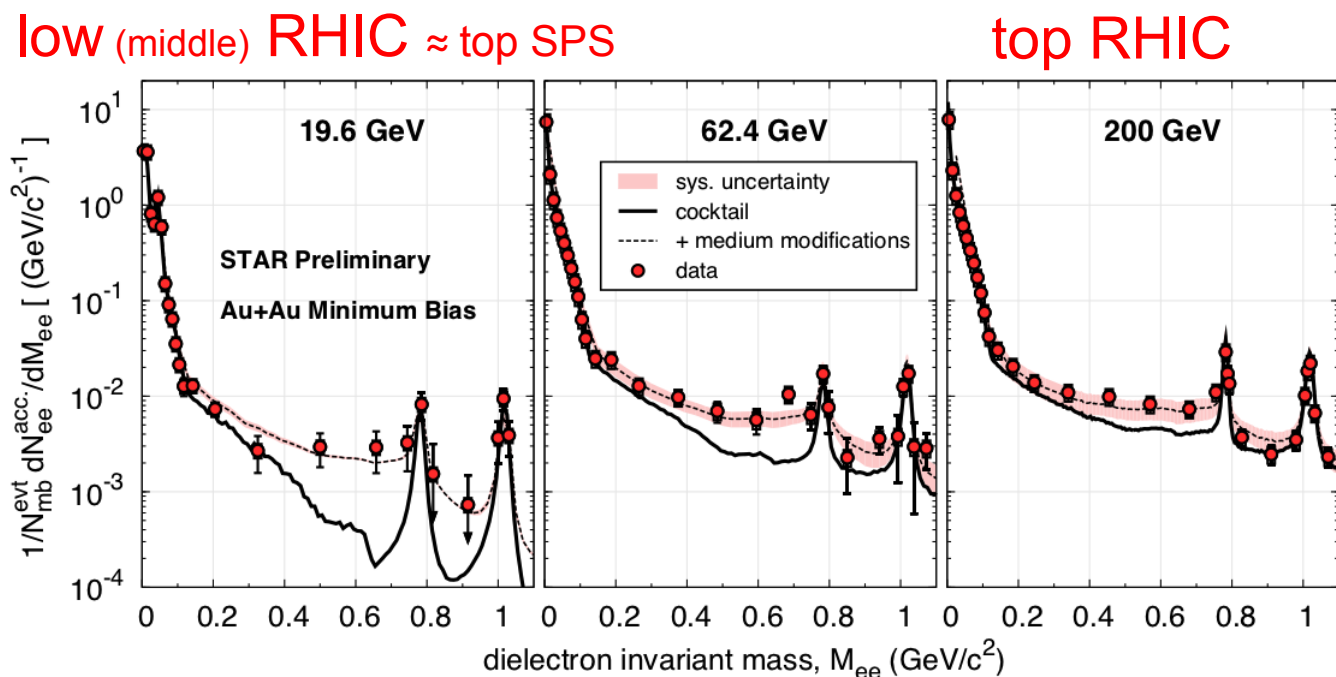
2. Z kolei obliczenia w modelach kwarkowych powinny niedługo dostarczyć komplementarnego obrazka kiedy zbliżamy się do granicy przejścia fazowego/chiralnego ale od góry (od strony QGP)

Nadwyżka par leptonowych w zakresie małych mas niezmienniczych (*low-mass dilepton enhancement*) zmierzona przez STAR (przy RHIC)

Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e^+e^-)

Zderzenia A+A

Tak samo jak przy SPS, przy RHIC nadwyżka par leptonowych (w stosunku do produkcji ze znanych elektromagnetycznych rozpadów hadronów) w okolicach małych mas niezmienniczych

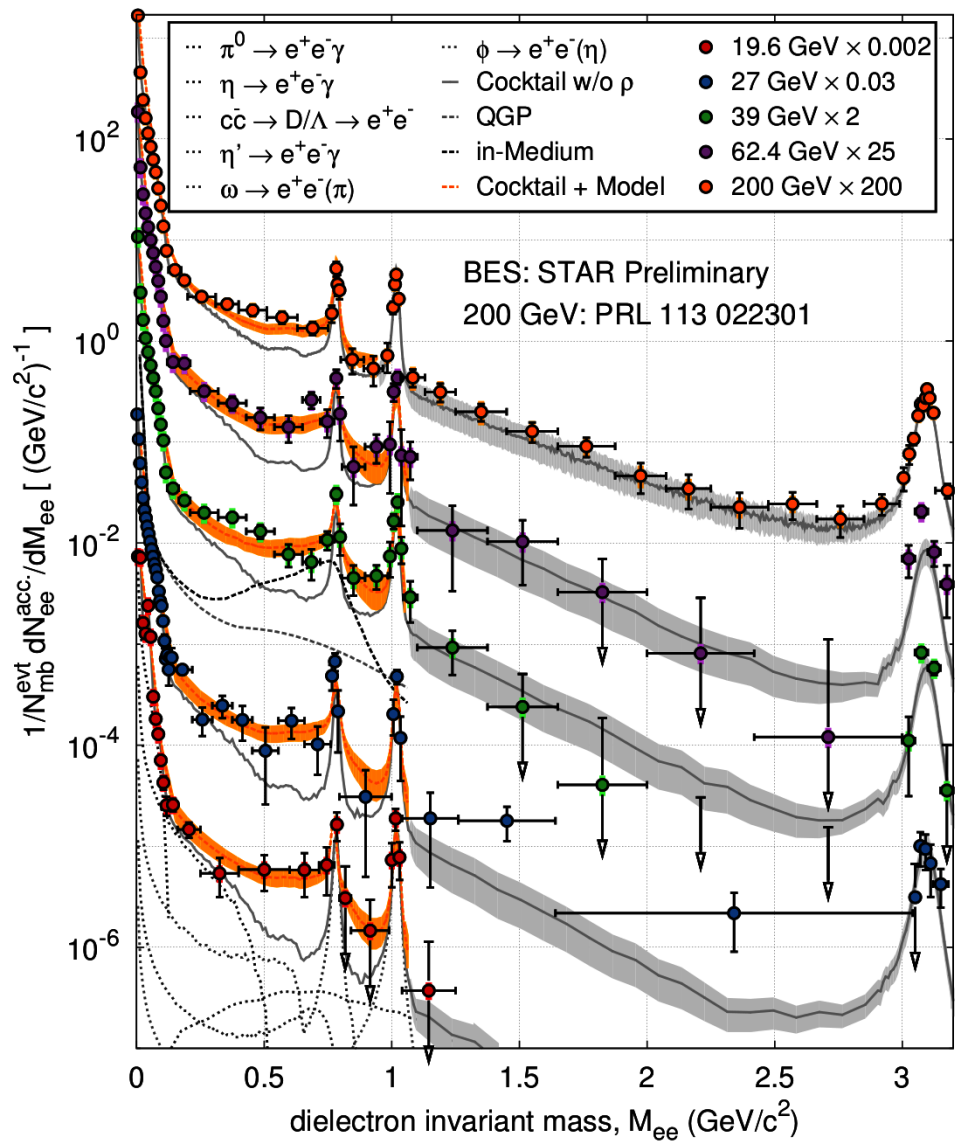


arXiv:1211.0905,
arXiv:1305.5444
(w tej drugiej pokazano
też różne centralności
danych Au+Au top
RHIC; różne centr. są
również w STAR,
arXiv:1504.01317);

Zob. też slajdy
Y. Guo (for STAR),
WWND 2014

Figure 6: (Color Online) Di-electron spectra in Au+Au collisions from 19.6, 62.4 and 200 GeV from STAR. Comparisons to model calculations with a broadened spectral function are also shown.

Dane A+A przy RHIC również faworyzują poszerzenie ρ

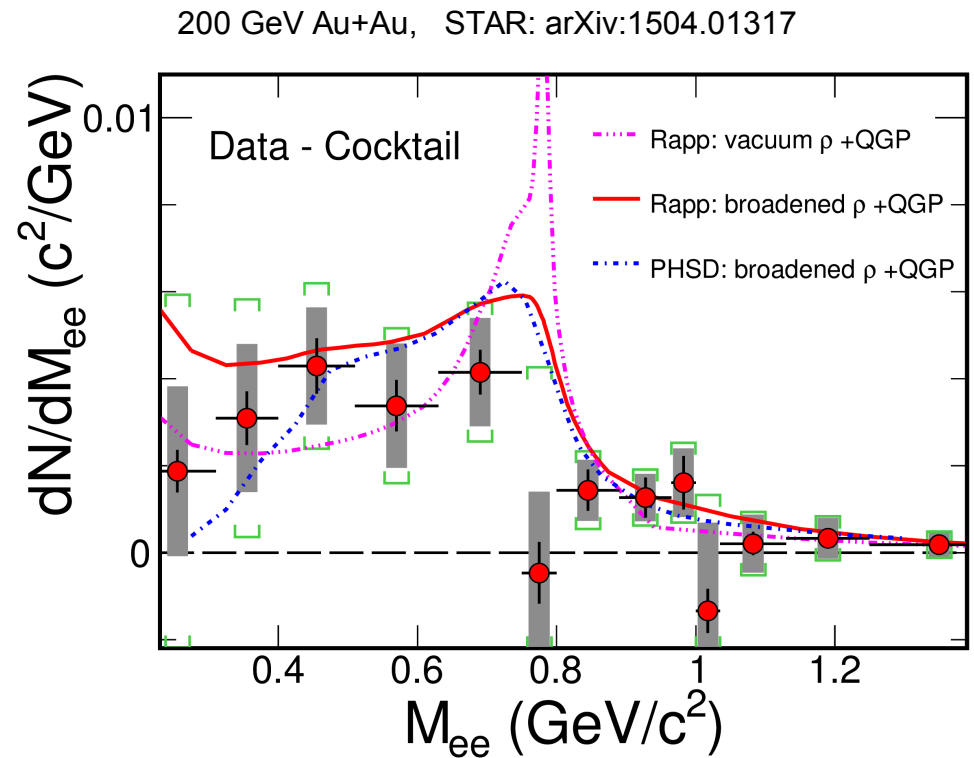


Dane A+A przy RHIC dla wszystkich energii są zgodne z poszerzeniem ρ

← **Nowsze dane pokazane na QM 2014**

N. Xu, arXiv:1408.3555 (QM 2014);
 P. Huck, arXiv:1409.5675 (QM 2014);
 S. Shi, arXiv:1409.8371 (ICNFP 2014)

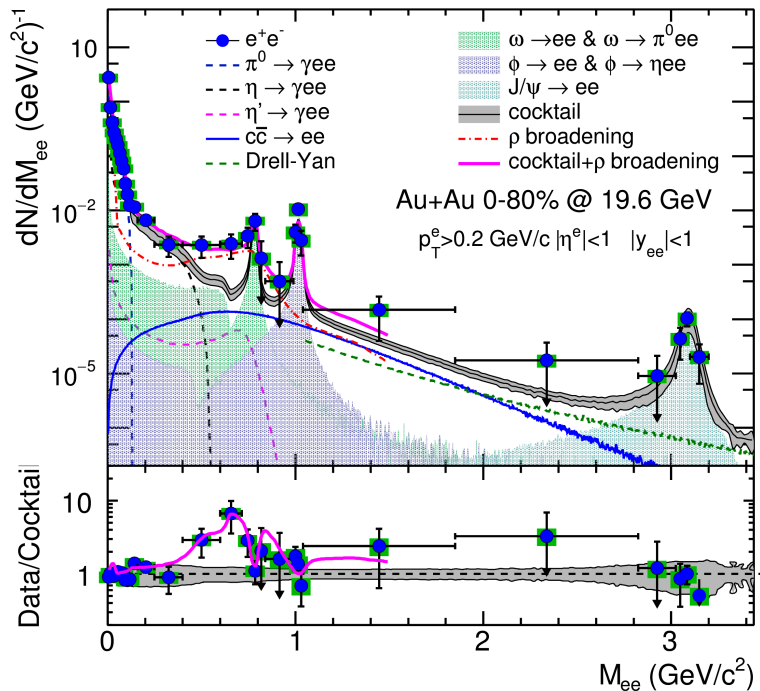
Dla zainteresowanych: wyniki STAR, top RHIC, U+U oraz Au+Au dla $p_T^{ee} < 0.15$ GeV/c w pracy:
 STAR, PRL 121 (2018), 132301
 [arXiv:1806.02295]



Wyniki STAR z 2015 (widma dielektronów poprawione na akceptancję dla Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ oraz 200 GeV)
 → STAR, PL B750 (2015) 64 [arXiv:1501.05341]

Również zgodne z poszerzeniem ρ

W tym modelu (różowa linia) początkowa temperatura $T_0 = 224$ MeV oraz $\tau_0 = 0.8$ fm/c (dla 19.6 GeV)



Znormalizowana nadwyżka dielektronów może być użyta do oszacowania czasu życia systemu, zgodnie z: R. Rapp and H. van Hees, arXiv: 1411.4612

Znormalizowana (przez dN_{ch}/dy przy mid-rap. – żeby wyeliminować efekt objętości) **nadwyżka w produkcji dielektronów przy małych masach (LMR) jest proporcjonalna do całkowitego czasu życia gorącego, gęstego medium** (arXiv: 1411.4612)
 Czas życia systemu jest większy dla centralnych niż dla peryf. zderzeń (zob. 200 GeV: 0-10%, 10-40%, 40-80%)

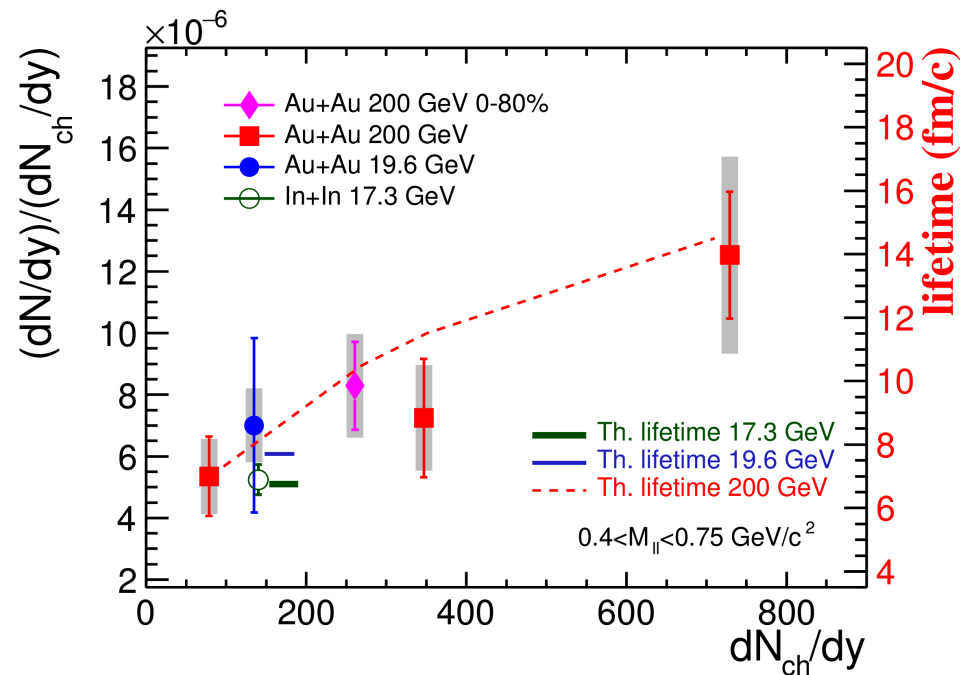


FIG. 6. (color online) Integrated yields of the normalized dilepton excesses for $0.4 < M_{ii} < 0.75$ GeV/c^2 as a function of dN_{ch}/dy .

arXiv:1501.05341: “We note that the lifetime might be model dependent. It is important to have the calculated lifetimes from other models to verify this proportionality.”

Dodatkowe punkty na prawym rys. (inne energie, sys.) → zob. arXiv:1512.09329 (QM 2015) lub slajdy dodatkowe

Wyniki STAR z 2018 (pozostałe

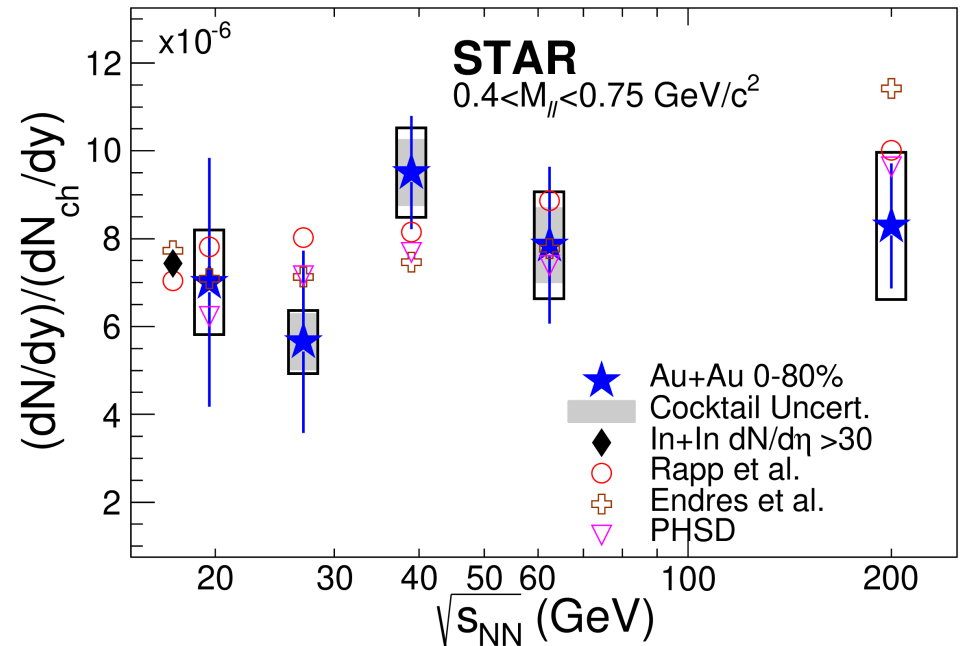
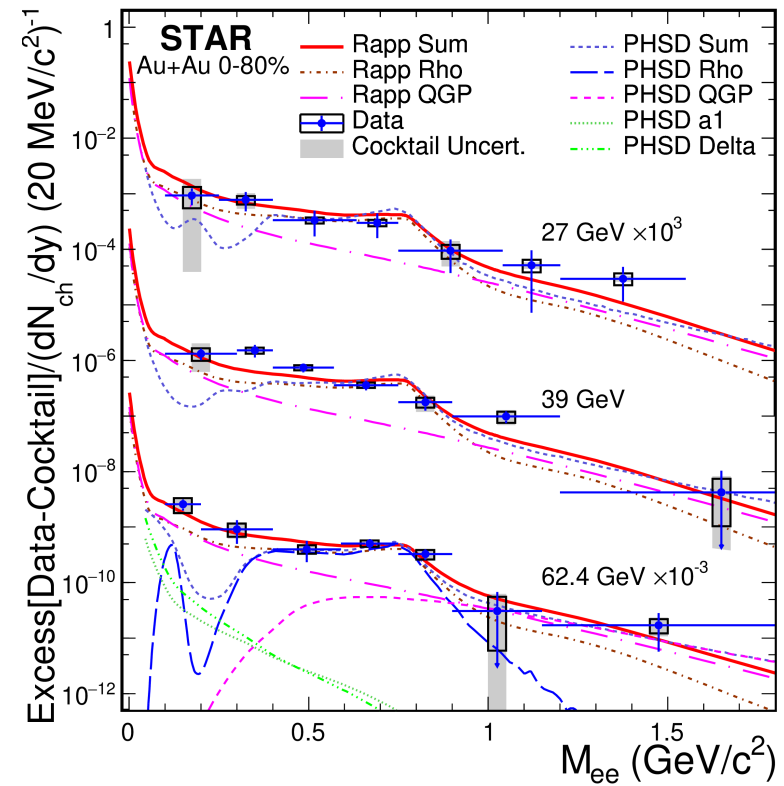
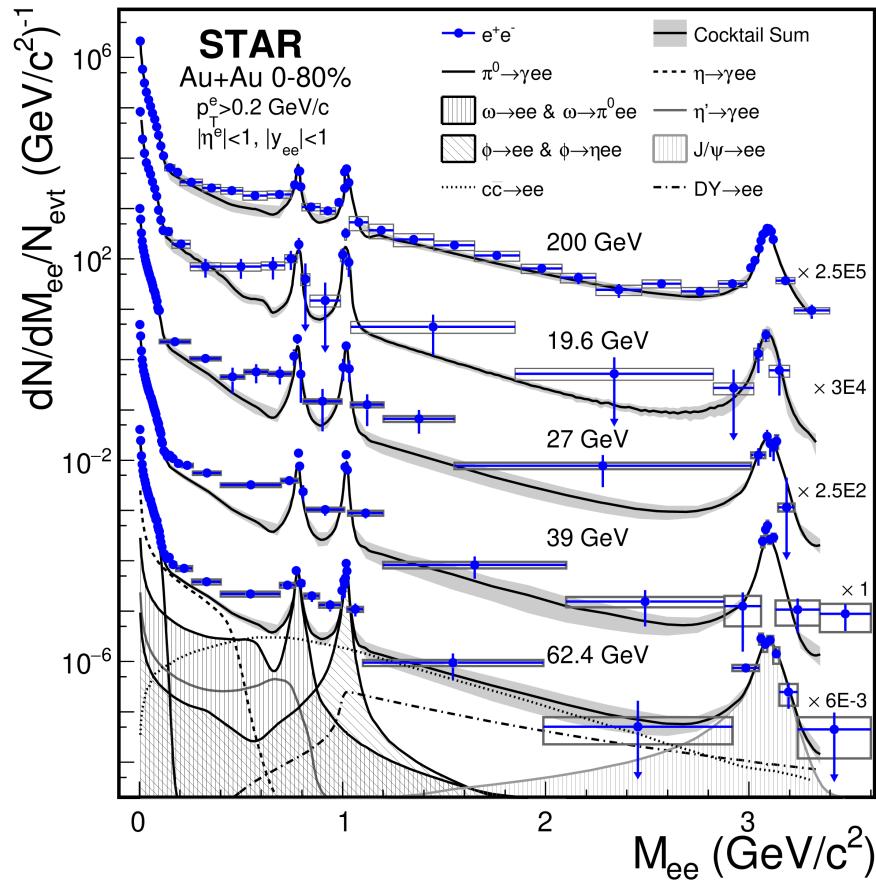
energije Au+Au: $\sqrt{s_{NN}} = 27, 39, 62.4$ GeV)

→ Rys. z pracy STAR, arXiv:1810.10159

Również zgodne z poszerzeniem ρ

Dla zainteresowanych:
kolejny update wyników
STAR → arXiv:2004.01801
(QM 2019, przeglądowny)

Poprawiona na
akceptancję nadwyżka →
Dla tej samej centralności
(0-80%) jej zależność od
energii jest słaba



Podsumowując: wyniki doświadczalne dla eksperymentów ciężkojonowych przy SPS i RHIC – dla obszaru mas niezmi. < 1 GeV mamy nadwyżkę leptonów \Rightarrow poszerzenie szerokości rezonansu ρ . To dość ważny wynik bo niektóre modele hadronowe (poniżej T_c) zawierają przybliżenie do odzyskania symetrii chiralnej w miarę zbliżania się do T_c od dołu (R. Rapp, nucl-th/0608022)

Lekkie mezony wektorowe LVM (Low Mass Vector Mesons) **badana się celem szukania sygnałów odzyskania symetrii chiralnej** (zmiana masy, szerokości, BR, ilości produkowanych LVM) nie tylko w zderzeniach ciężkich jonów ale również w tzw. „zimnej” materii jądrowej np. $p+A$, $\gamma+A$ (chiralna symetria może być np. odzyskana w $A+A$ ale jedynie częściowo obecna w „zimnej” materii jądrowej). **Otrzymuje się całe spektrum różnych wyników i wniosków i nie ma jednego modelu który je wszystkie opisuje** \rightarrow dla zainteresowanych arXiv:0809.3880
tabelka:

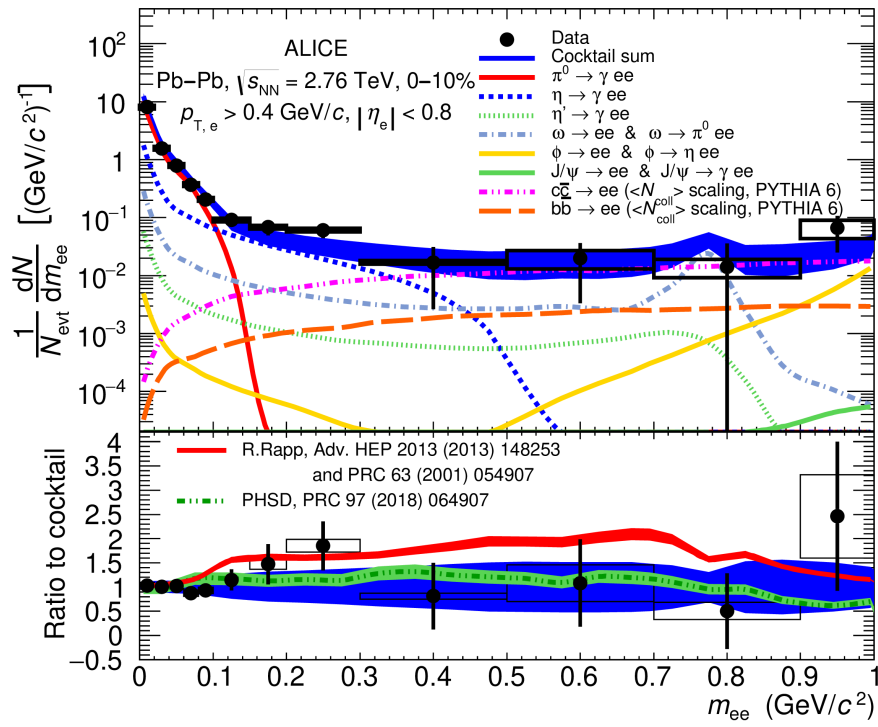
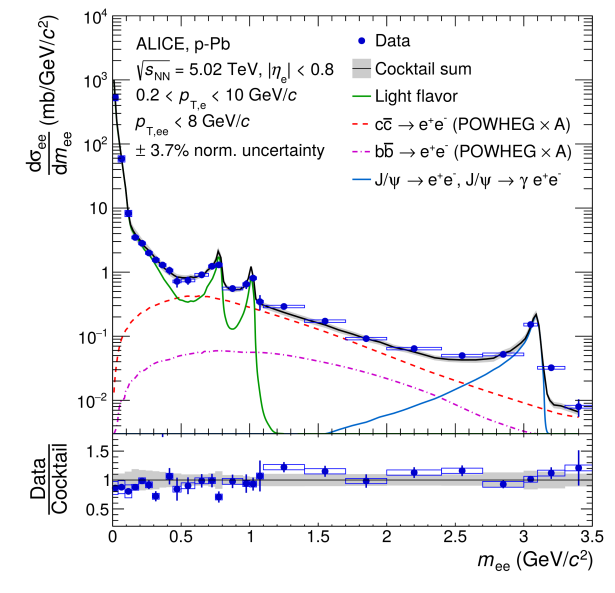
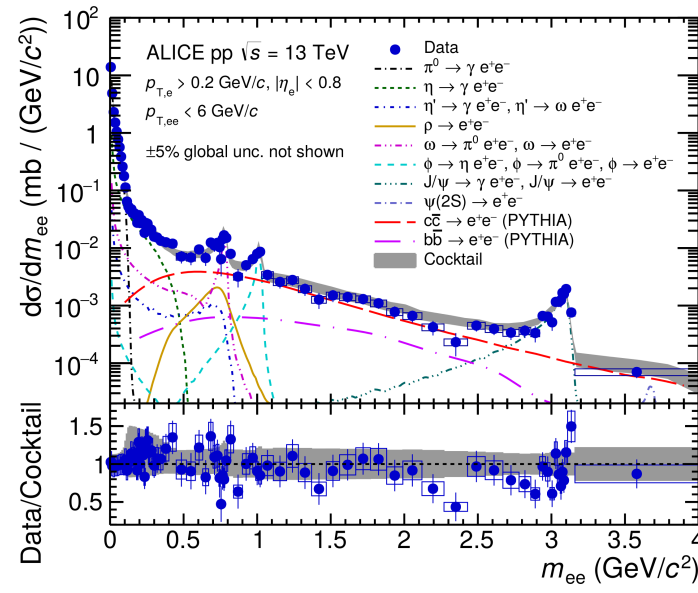
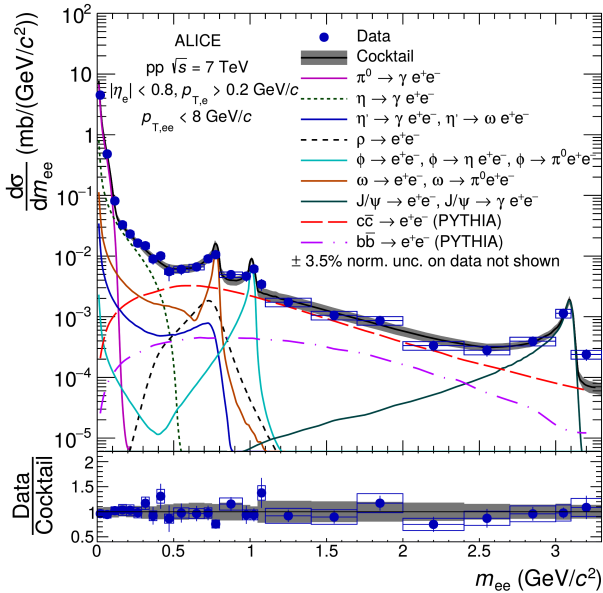
D – Dropping of the mass
B – Broadening of the width
E – Enhancement of the production rate

Experiment	ρ $\frac{GeV}{fm^3}$	LVM of study	p, p_T $\frac{GeV}{c}$	Main effect
CB-TAPS	~ 0.1	ω	≤ 0.5	D
E325	~ 0.15	ρ, ω, ϕ	≤ 1.0	D, noB
CLAS	~ 0.15	ρ	≥ 0.8	noD
TAGX	~ 0.15	ρ	≤ 0.35	D, noB
NA60	≤ 1.5	$\rho, (\omega?)$	≤ 2.0	B & E
CERES	$\sim 1-2$	ρ	≤ 0.5	B & E
STAR	$\sim 1-5$	ρ, K^*	≤ 1.5	D
PHENIX	$\sim 1-5$	below ρ	n/a	E

Pomiar dielektronów przy LHC

p+p i p+Pb przy LHC zgodne z „coctail plot”

Uwaga: specjalne dane p+p (13 TeV) z mniejszym polem B (dostępne mniejsze $p_{T,ee}$) – lekka nadwyżka (1.6σ) w obszarze $0.15 < m_{ee} < 0.6 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow$ ALICE, PRL 127 (2021) 4, 042302 [arXiv:2005.14522]



Pb+Pb na razie w zasadzie też...

- Bailhache, PoS EPS-HEP2017 (2017) 153 i slajdy:
- „results at $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$ compatible with hadronic cocktail within uncertainties;
- no sensitivity yet for excess in the ρ region”
- „No sensitivity yet for possible thermal radiations from QGP and hadron gas
- Run-3 (upgrades) will allow more significant measurements”

p+p (7 TeV): ALICE, JHEP 1809 (2018) 064 [arXiv:1805.04391]
 p+p (13 TeV): ALICE, PL B788 (2019) 505 [arXiv:1805.04407]
 p+Pb (5.02 TeV): ALICE, PRC 102 (2020), 055204 [arXiv:2005.11995] (tam też pokazane p+p 5.02 TeV)
 Pb+Pb (2.76 TeV): ALICE, PR C99 (2019) 024002 [arXiv:1807.00923]
 Nadwyżka w obszarze: $0.15 < m_{ee} < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ wynosi 1.40 ± 0.28 (stat.) ± 0.08 (syst.) ± 0.27 (cocktail)
 Prelim. Pb+Pb (5.02 TeV) \rightarrow zob. arXiv:2212.01220 (QM summary EM)

Stany kwarkonium

Kwarkonia – mezony składające się z ciężkiego kwarku i antykwarku, o tym samym zapachu. To czy kwark 's' jest ciężki może być dyskusyjne, ale przykłady:

ukryta dziwność: np. ϕ

ukryty powab (stany **czarmonium**): $\eta_c, J/\psi, \chi_c, \dots$ ← badanie przy SPS, RHIC

ukryte piękno (stany **bottomonium**): η_b, Y, χ_b, \dots ← badanie przy RHIC ale

dopiero w LHC jest odpowiednia ich ilość

Quarkonia:

heavy quark bound states **stable** under strong decay

heavy: charm ($m_c \simeq 1.3 \text{ GeV}$), beauty ($m_b \simeq 4.7 \text{ GeV}$)

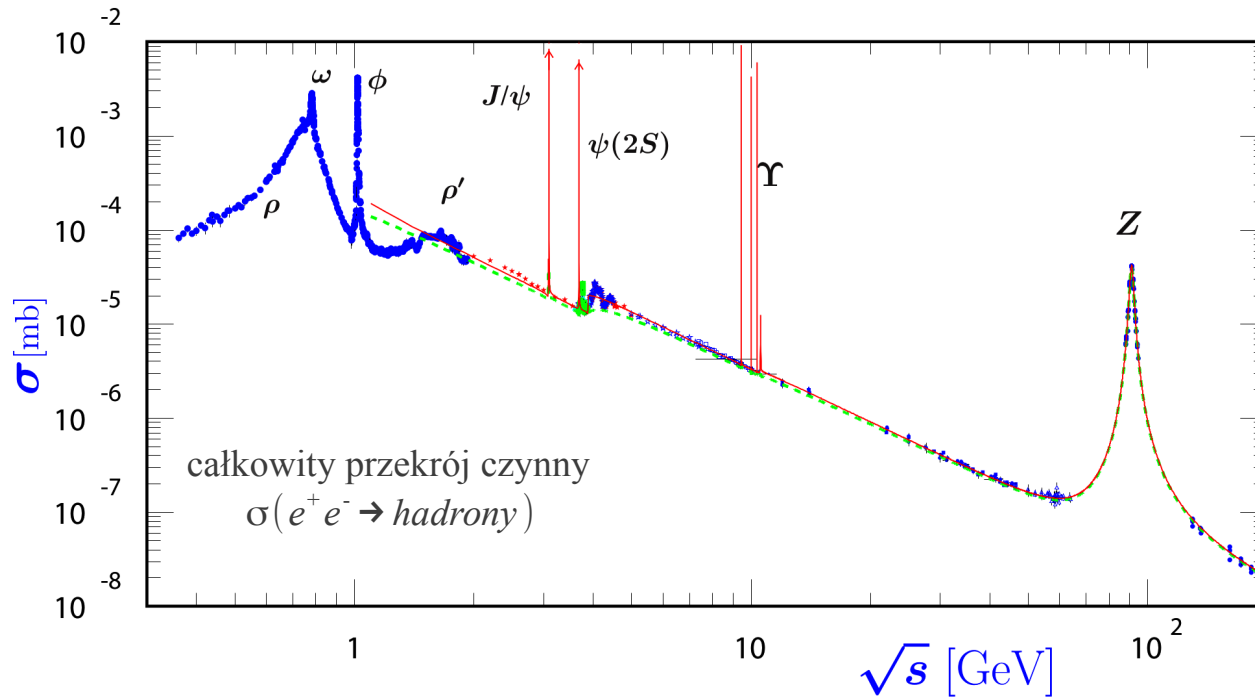
stable: $M_{c\bar{c}} \leq 2M_D$ and $M_{b\bar{b}} \leq 2M_B$

Dlaczego interesuje nas badanie czarmonium i bottomonium:

1. **Ciężkie kwarki**, z powodu dużej masy, **powstają** najczęściej **na początku ewolucji układu** ($\tau_c \sim 1/2m_c \sim 0.1 \text{ fm}/c$) **w wyniku oddz. twardych** (partonowych) ($Q^2 \geq 4m_{c[b]}^2$, arXiv:1308.2973)
2. Stany te mają m.in. **leptonowe kanały rozpadów** (na parę leptonów o przeciwnych znakach). Leptony nie oddziałują silnie; ich średnia droga swobodna jest większa niż rozmiar systemu; prawie bez zaburzeń opuszczają system i „udają się” bezpośrednio do detektora
3. W roku 1986 zaproponowano, że **produkcja stanów czarmonium powinna być osłabiona w scenariuszu z QGP** → tłumienie powabu ukrytego

Przypomnienie z wykładu 1 o czarmonium:

PDG 2022



Kanały rozpadów $J/\Psi(1S)$

$J/\Psi \rightarrow \text{hadrons}$	BR = 87.7 %
$J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	BR = 5.97 %
$J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	BR = 5.96 %

Przykład innych stanów czarmonium (zawierających c oraz anty-c) to cząstki χ_c (masy: 3415, 3511, 3556 MeV)

Rozszczepienie stanów czarmonium (rezonanse zbudowane z c i anty-c):

$$J^{PC} = 1^{--} \quad \psi(1S) \equiv J/\psi \quad M = 3097 \text{ MeV}$$

$$\psi(2S) \equiv \psi' \quad M = 3686 \text{ MeV}$$

następne (słabo widoczne) mają masy (MeV):
 3774, 4039, 4191, 4223, 4372, 4421, 4630
 (do nich nie ma już notacji spektroskopowej 1S, 2S itp.)

Stany czarmonium powstają głównie w wyniku **oddziaływań twardych** na początku ewolucji układu. J/ψ powstaje w wyniku fuzji partonów $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ oraz $gg \rightarrow c\bar{c}$ (**dominuje fuzja gluonów**) oraz w 30-40% z rozpadów wzbudzonych stanów ψ' oraz χ_c

Dygresja: znane od lat w fizyce **ekranowanie Debye'a**

W otoczeniu wielu innych ładunków elektrycznych potencjał Coulombowski $V(r)$, który „czują” elektrony na powłokach, jest zmodyfikowany zgodnie ze wzorem:

$$V'(r) = V(r) \exp(-r/r_D) \quad \text{gdzie } V(r) \sim e^2/r$$

r – odległość od jądra atomowego

r_D – promień ekranowania Debye'a

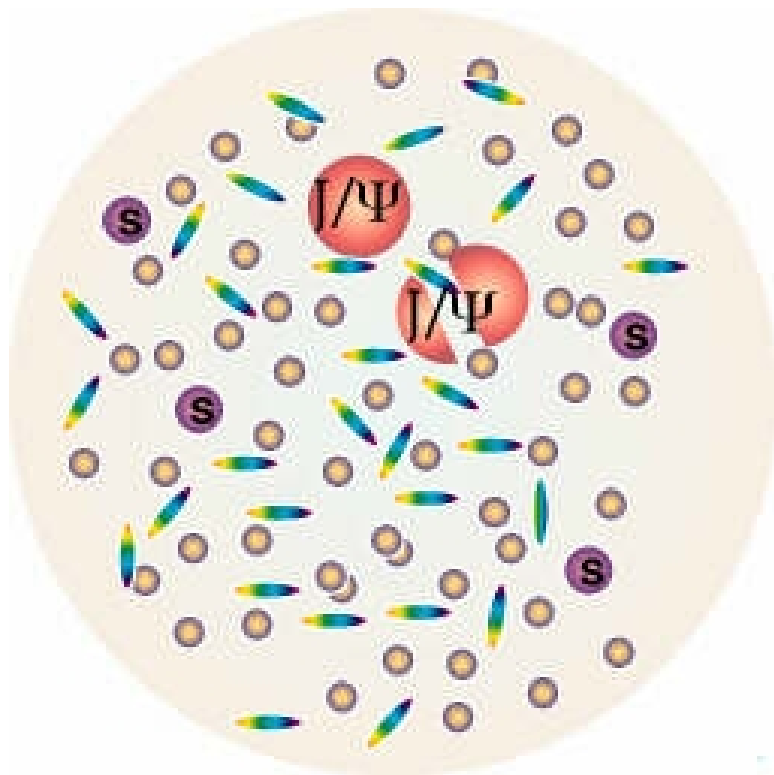
Im większa gęstość ładunku tym krótszy staje się zasięg siły między dwoma ładunkami →

Jako rezultat ekranowania Debye'a najbardziej zewnętrzne elektrony zostają uwolnione ze swoich atomów (powstają jony) i materiał staje się przewodnikiem elektrycznym

Jest to tzw. **przejście Motta** – izolator staje się przewodnikiem

Oslabienie produkcji powabu ukrytego jako sygnatura QGP (*charmonium suppression*)

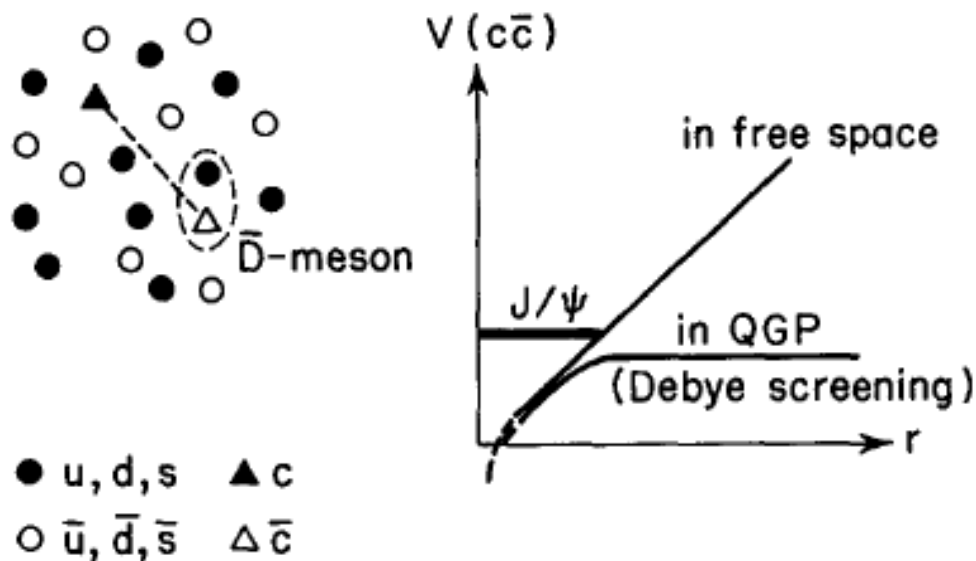
Matsui i Satz (Phys. Lett. B178 (1986), 416) – w obecności QGP kolorowy ładunek kwarków jest ekranowany (zasłaniany) przez inne kwarki i gluony – podobnie do efektu ekranowania Debye'a i dlatego w szczególności oddziaływania między kwarkiem c i anty- c (np. cząstka J/ψ , ψ') stają się słabsze, prowadząc do „rozpuszczenia” (*melting*) / dysocjacji wyprodukowanej (w twardym oddziaływaniu) pary c i anty- c z której nie może już powstać cząstka J/ψ . Końcowy efekt → osłabienie produkcji cząstek J/ψ w scenariuszu z plazmą (QGP)



Przejście fazowe do QGP →
tłumienie produkcji cząstki
 J/ψ – utworzona para
(c anty- c) nie może
„przetrzeć” jako cała
cząstka w środowisku QGP

Jak to się dzieje?

$V(r)$ – potencjał oddziaływania



Jakościowy obrazek:

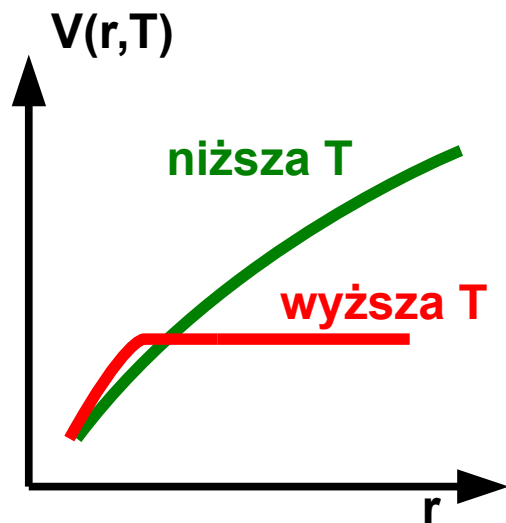
W próżni: potencjał oddziaływań między c i $\text{anty-}c$ rośnie wraz z odległością między kwarkami (wykład 7)

Oczywiście przy bardzo dużych odległościach liniowy wzrost potencjału do ∞ będzie jednak zatrzymany bo „struna pęknie” czyli ze zmagazynowanej energii zostanie wytworzona dodatkowa para kwark antykwark (wykład 7)

W przypadku uwolnienia (QGP) swobodnie poruszające się ładunki kolorowe zasłaniają wiążący potencjał c $\text{anty-}c \Rightarrow$

W QGP: dla $r < r_D$ potencjał rośnie a dla większych odległości saturuje się \rightarrow łatwo wtedy „oderwać” c od $\text{anty-}c$ (trzeba na to pewnej skończonej energii a nie nieskończonej jak w przypadku bez QGP)

r_D – promień ekranowania Debye'a dla medium



W ogólności kształt potencjału $V(r) = V(r, T)$ a więc i promień ekranowania Debye'a $r_D = r_D(T)$ zależą od temperatury.

Promień ekranowania kolorowego $r_D(T)$ jest odwrotnie proporcjonalny do gęstości ładunku kolorowego a więc **spada ze wzrostem temperatury**

Gdy $r_D(T) < r_i(q \text{ anty-}q)$ kwark i antykwark nie mogą być dłużej związane więc stan ten ulega dysocjacji

$r_i(q \text{ anty-}q)$ to promień wiązania danego stanu $q \text{ anty-}q$ (odległość między kwarkiem i antykwarkiem)

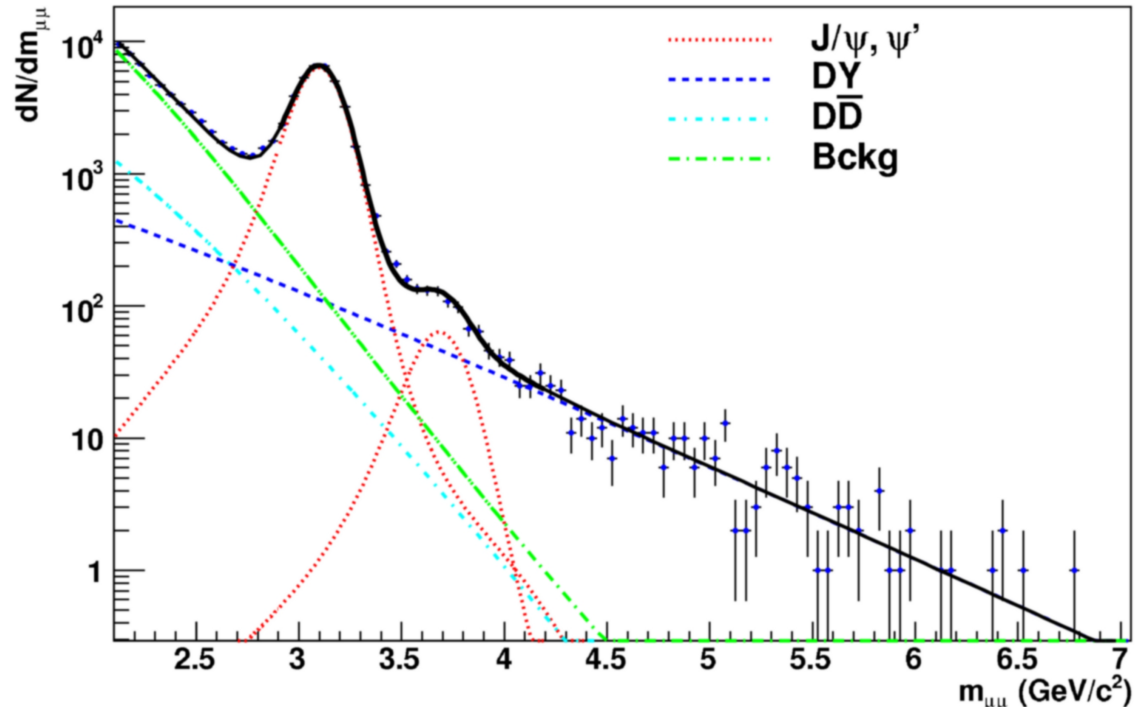
- W ogólności efekt rozpuszczania dotyczy wszystkich stanów czarmonium i bottomonium
- Odległość między kwarkiem i antykw. w cząstce J/ψ to około 0.45–0.50 fm \Rightarrow
- Silne **tłumienie** (dysocjacja) J/ψ będzie występować **gdy $r_D < r(J/\psi)$**
- **W roku 1986 uważano, że cząstka J/ψ powinna rozpuszczać się przy temperaturze rzędu 1.2–1.3 T_c** (takie temperatury plazmy mogły być osiągnęte przy energiach SPS) – uwaga(!) w roku 1986 były to raczej jakościowe a nie ilościowe przewidywania

Jak eksperymentalnie zidentyfikować cząstkę J/Ψ

Cząstkę J/ψ najczęściej bada się w kanale rozpadu na parę leptonów (miony lub elektrony), tak więc jest to również badanie spektrum dileptonów tylko o większych masach niezmienniczych niż na początkowych stronach (tutaj masy niezmiennicze w okolicy masy J/ψ)

Kanały rozpadów $J/\Psi(1S)$
 $\Gamma_{tot} = 93 \text{ keV}$ (mało!)

$J/\Psi \rightarrow \text{hadrons}$	BR = 87.7 %
$J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$	BR = 5.97 %
$J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	BR = 5.96 %



Rozkład masy niezmienniczej pary mionów w eksperymencie NA60

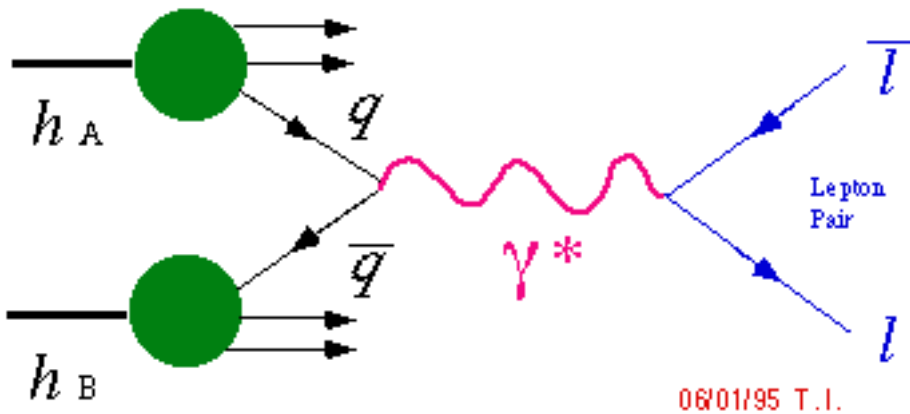
(top SPS czyli $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$, dane In+In) Rys. arXiv:0706.4361 lub NA60, PRL 99, 132302 (2007)

1. Oczekiwane kontrybucje od rezonansów ψ' i J/ψ , continuum złożone z przypadków DY i semi-mionowe rozpady mezonów D oraz kombinatoryczne tło z rozpadów pionów i kaonów \rightarrow symulacje Monte Carlo oparte o funkcje rozkładu partonów z PYTHIA i GRV94LO
2. Tło kombinatoryczne (otrzymane z próbki par takiego samego znaku) – wpływ zanedbywalny

Do czego często porównuje się (normalizuje) produkcję cząstki J/ψ ?

Trzeba znaleźć proces, który nie będzie zaburzony przez obecność QGP ale też da nam parę leptonów w stanie końcowym. Najlepszy kandydat to bardzo dobrze poznany teoretycznie i doświadczalnie proces Drella-Yana

The Drell-Yan Process



Proces Drella-Yana – produkcja par leptonów w wyniku twardech elektromagnetycznych oddziaływań hadronów (oddziaływania na poziomie partonowym)

Produkcja pary np. mionów w procesie Drella-Yana jest proporcjonalna do N_{coll}

tak samo jak produkcja ciężkich kwarków (czyli np. cząstki J/ψ)

– ta zależność była sprawdzona również eksperymentalnie

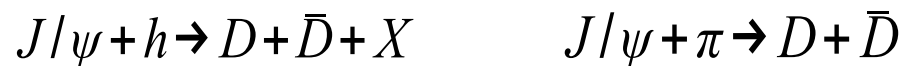
⇒ proces DY jest dobrą referencją do produkcji J/ψ (oba to procesy twarde)

Produkcja J/ψ jest więc bardzo często normalizowana do Drella-Yana (DY) – proces twardy, EM, nie zaburzony przez oddziaływania w stanie końcowym w medium.

Dodatkowo $\sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY}$ jest wolny od błędów systematycznych z powodu nieefektywności eksperymentalnych i scałkowanej świetlności

Przewidziano **tłumienie cząstki J/ψ** w zderzeniach w których oczekiwane jest przejście do plazmy (QGP) czyli np. w **centralnych A+A** przy wysokich energiach, ale to nie znaczy, że np. w p+A czarmonium wcale nie będzie tłumione kiedy porównać np. do p+p

Będzie, ale nie tak bardzo jak oczekiwano dla A+A w przypadku osiągnięcia QGP w zderzeniu. **W gazie hadronowym** (np. w p+A) J/ψ może być tłumione m.in. przez oddziaływania z innymi mezonami i nukleonami (efekt w stanie końcowym):



lub poprzez modyfikacje rozkładu partonów w jądrze (efekt początkowy (*initial*) np. efekt zasłaniania partonów w środowisku jądrowym – *shadowing*), etc. \Rightarrow

tłumienie w p+A (w porównaniu z nietłumionymi wartościami z p+p) – dostarcza ważnej referencji, opisując oczekiwaną absorpcję J/ψ w tzw. „zimnej” lub „normalnej” materii jądrowej (*Cold Nuclear Matter*) – tzw. “normal suppression”. Dobrym odniesieniem mogą okazać się też zderzenia LEKKICH A+A – czyli tam gdzie plazmy raczej się nie spodziewamy

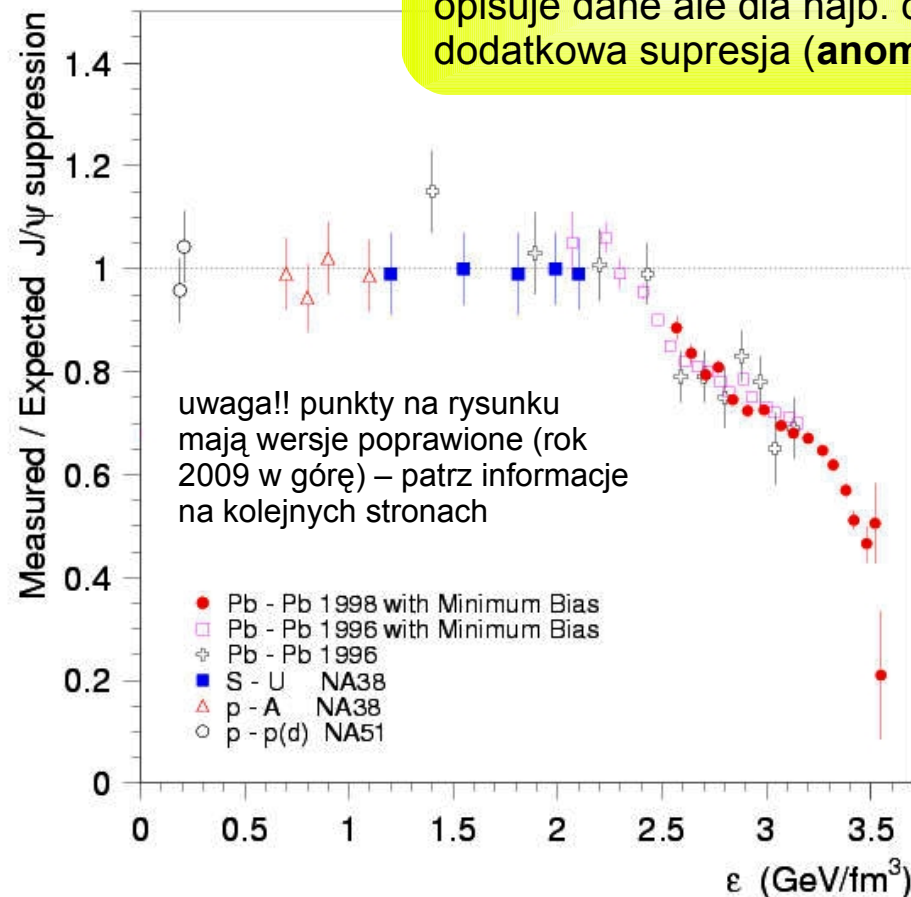
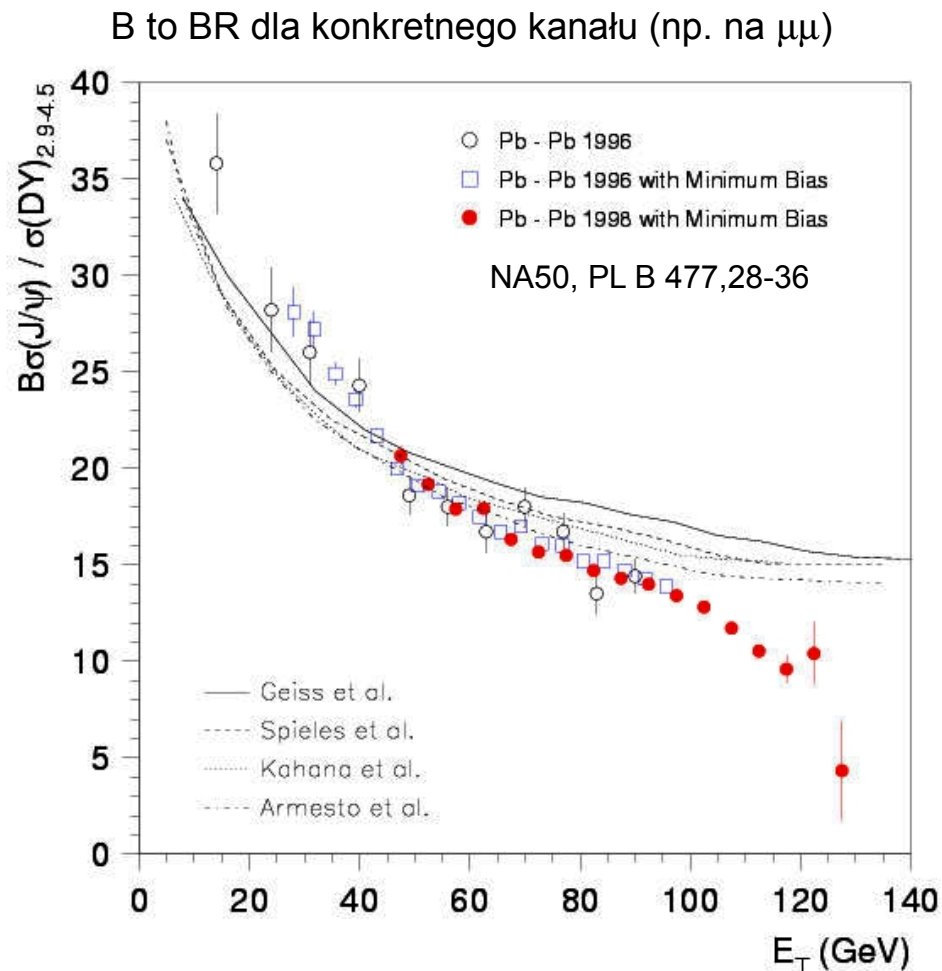
Tłumienie w A+A – badanie absorpcji w gorącej materii jądrowej (tam gdzie spodziewamy się przejścia do QGP)

Produkcję czarmonium badano przy SPS w NA38, NA50, NA51 i później w NA60 (następca NA50) w zderzeniach p+A, A+A (S+U, Pb+Pb, In+In)

Wyniki: Osłabienie produkcji powabu ukrytego – sztandarowy wynik NA50

najsilniejsze osłabienie dla najbardziej centralnych Pb+Pb
(dane przy najwyższej energii SPS)

zal. od centralności (NA50):
do pewnego poziomu absorpcja
w zimnej materii jądrowej dobrze
opisuje dane ale dla najb. centr. –
dodatkowa supresja (**anomalna**)

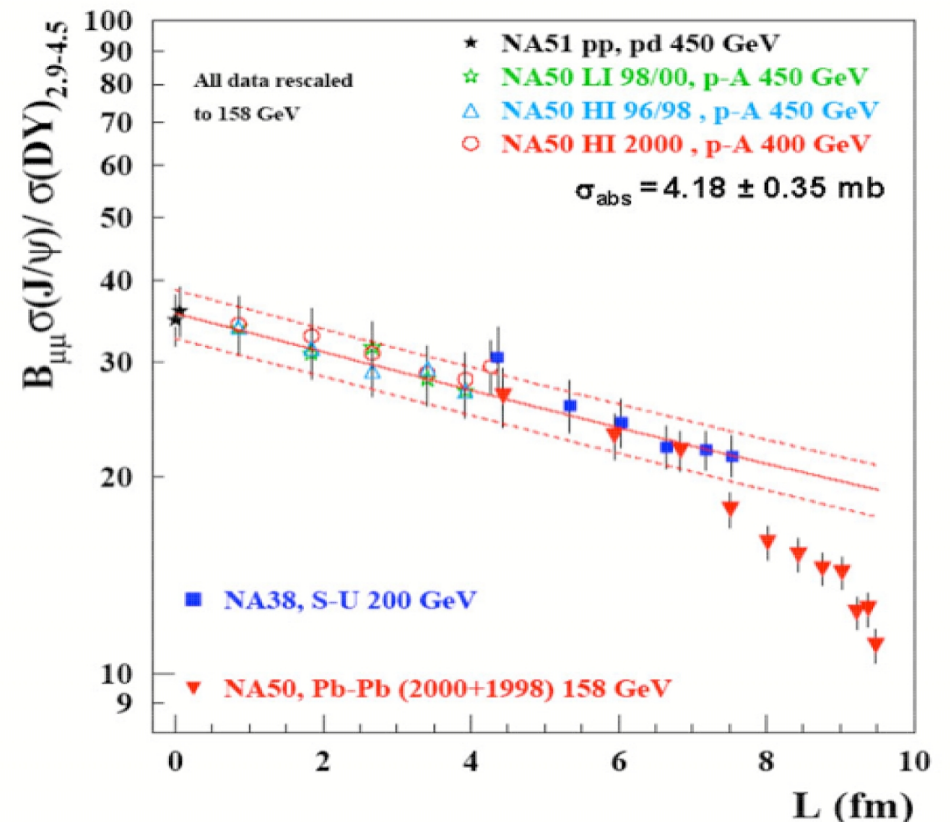
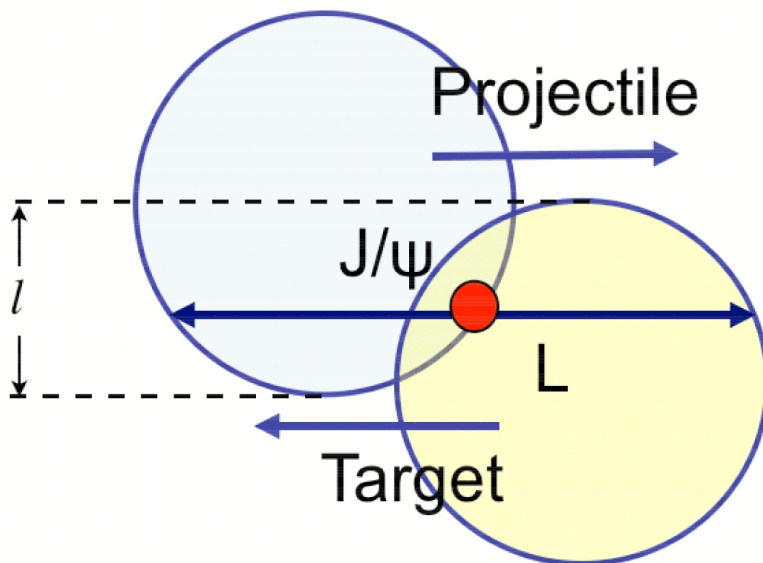


Rys. np. w arXiv:1505.06853

Różne krzywe – przewidywania dotyczące tłumienia powabu ukrytego poprzez absorpcję w „normalnej materii jądrowej” (*nuclear absorption*) – zderzenia nieelast. z otaczającą materią
Punkty odbiegające od krzywych – „**anomalne**” tłumienie – **nie da się wyjaśnić przez „normalne” efekty jądrowe; widoczne dla dużych ε**

Produkcja cząstki J/ψ bywa pokazywana nie tylko w funkcji E_T czy gęstości energii ale również w funkcji średniej drogi L (zmienna Glaubera) jaką musi przejść cząstka J/ψ w materii jądrowej

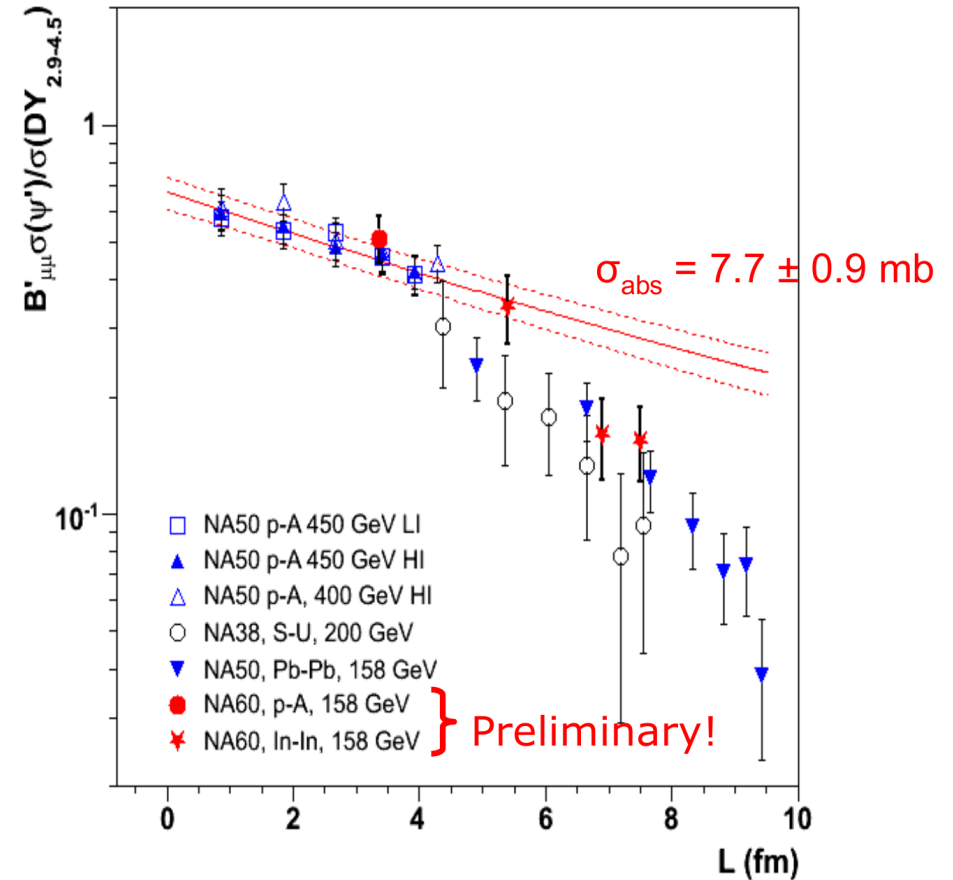
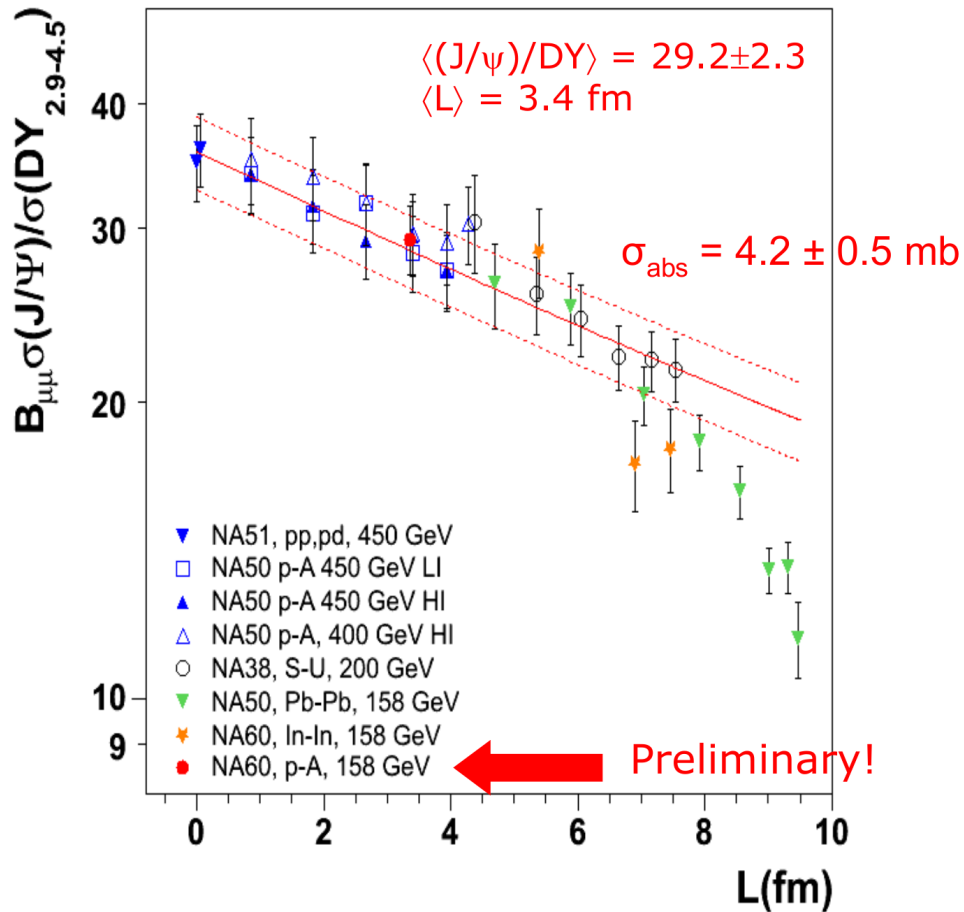
Pokazany tu przekrój czynny na absorpcję w **normalnej (zimnej) materii jądrowej** był około 4.2 mb – linie czerwone pokazują taką normalną absorpcję. Dla $L > 8$ fm punkty nie mieszczą się na krzywej absorpcji → musi być inny (**dodatkowy**) **mechanizm tłumienia: ekranowanie Debye'a w QGP ??**

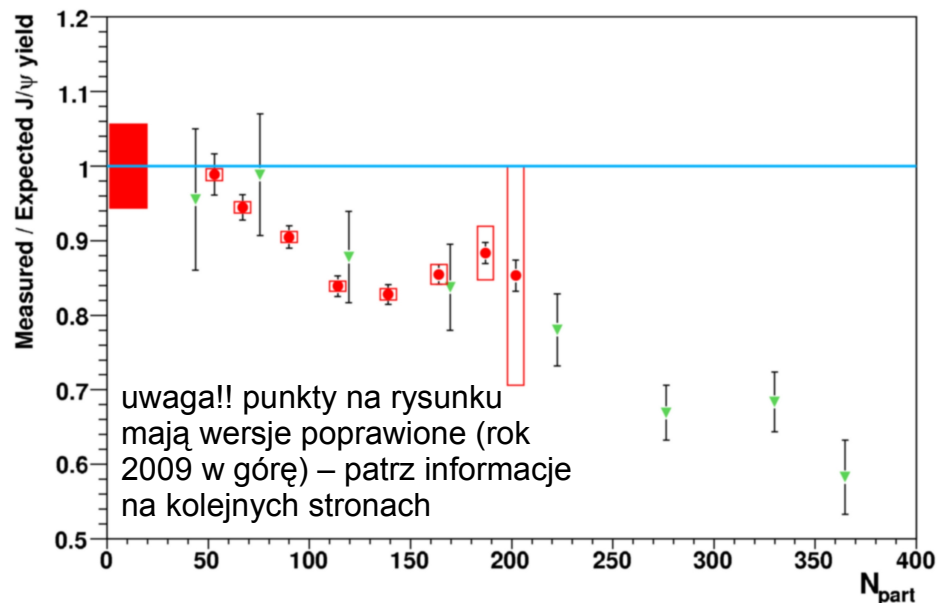


Ciekawa uwaga: ekranowanie Debye'a powoduje zmniejszenie produkcji J/Ψ , ψ (dysocjacja) ale jednocześnie powinna zwiększyć się produkcja open charm (mezony D)

J/Ψ suppression at the SPS:

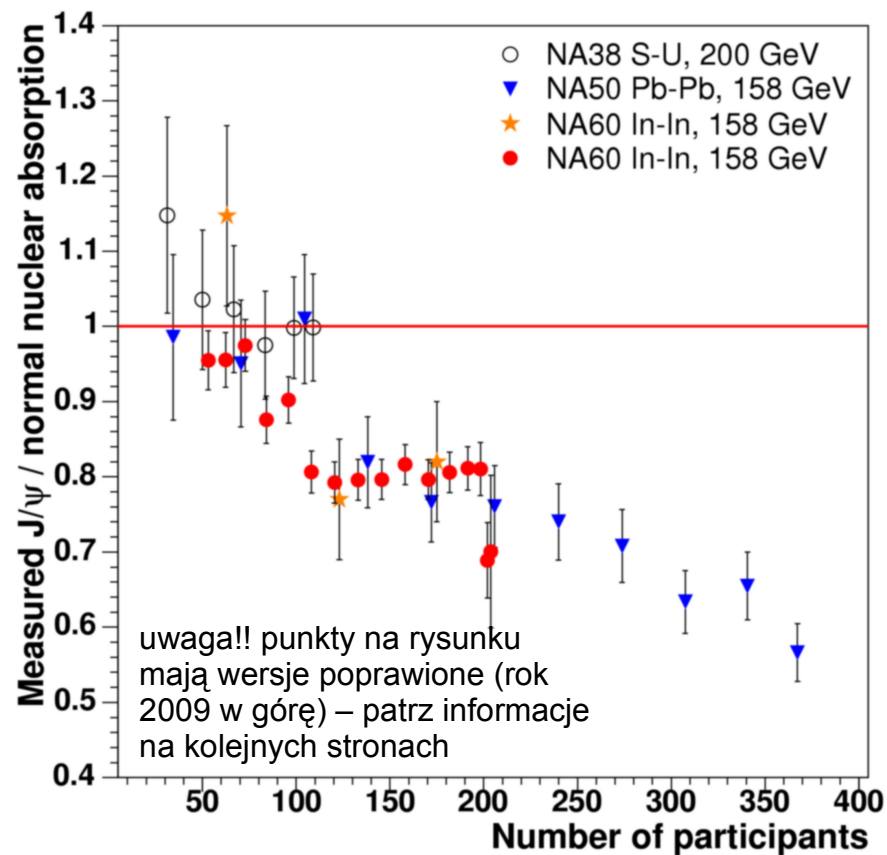
- suppression beyond absorption in cold nuclear matter
- additional absorption sets in earlier for Ψ' than J/Ψ ←
- remarkable scaling with L (thickness of traversed nuclear matter)





Porównanie produkcji J/ψ w zderzeniach In+In (czerwone kółka) z NA60 i starsze Pb+Pb (zielone trójkąty) z NA50. **Punkty dla In+In i Pb+Pb nakładają się na siebie dla tych samych wartości liczby partycypantów**

NA60, Nucl. Phys A774, 67 (2006)



Produkcja J/ψ w In+In oraz Pb+Pb w funkcji liczby partycypantów (centralność)

1. “Expected” – gdy absorpcja w zimnej materii jądrowej jest jedynym aktywnym mechanizmem tłumienia (tzw. “*nuclear absorption scenario*”)
2. W obszarze $50 < N_{\text{part}} < 100$ pojawia się anomalne (dodatkowe) tłumienie produkcji
3. Jeśli ustalić ten punkt na $N_{\text{part}} = 80$ to odpowiada to gęstości energii (Bjorkena)
 $\varepsilon_c = 1.5 \text{ GeV/fm}$ (używając $\tau_0 = 1 \text{ fm/c}$ i krotności cząstek naład. w funkcji centralności z modelu VENUS)

Uwaga: problem !!!

Do roku 2009 uważano, że przekrój na absorpcję J/ψ oraz ψ' w zimnej materii jądrowej (p+A) NIE zależy od energii

Na podstawie danych p+A SPS (NA50) przy energiach wiązki protonów 400/450 GeV wyznaczono:

$$\sigma_{\text{abs}} \text{ (dla } J/\psi) = 4.2 \pm 0.5 \text{ mb}$$

$$\sigma_{\text{abs}} \text{ (dla } \psi') = 7.7 \pm 0.9 \text{ mb}$$

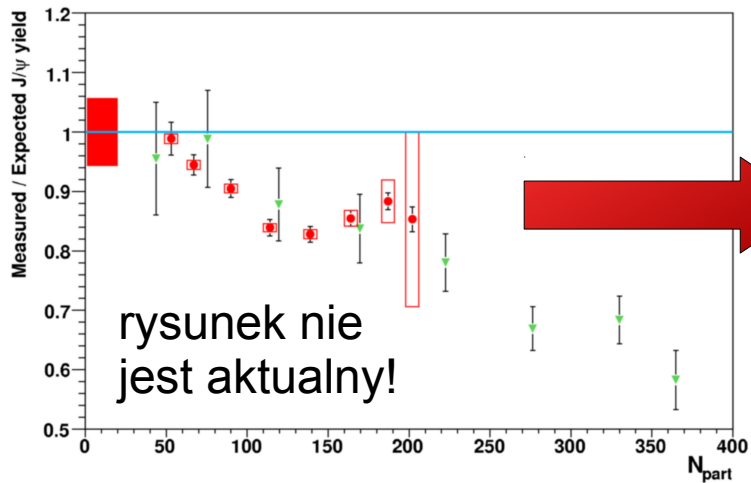
Te przekroje wyznaczone z danych p+A (400/450 GeV) były następnie ekstrapolowane do A+A używając modelu Glaubera ale **NIE zakładano zależności od energii** więc używano tych samych przekrojów do danych Pb+Pb czy In+In przy niższych energiach tj. 158A GeV ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.3 \text{ GeV}$)

W roku 2009 eksperyment NA60 zbadał **produkcję J/ψ w p+A przy energii 158A GeV** (zob. arXiv:0907.5004, QM 2009) i przy tych samych ograniczeniach kinematycznych (tak żeby mieć poprawną referencję dla danych Pb+Pb i In+In przy tej samej energii). Nowe dane NA60 dla p+A pokazują:

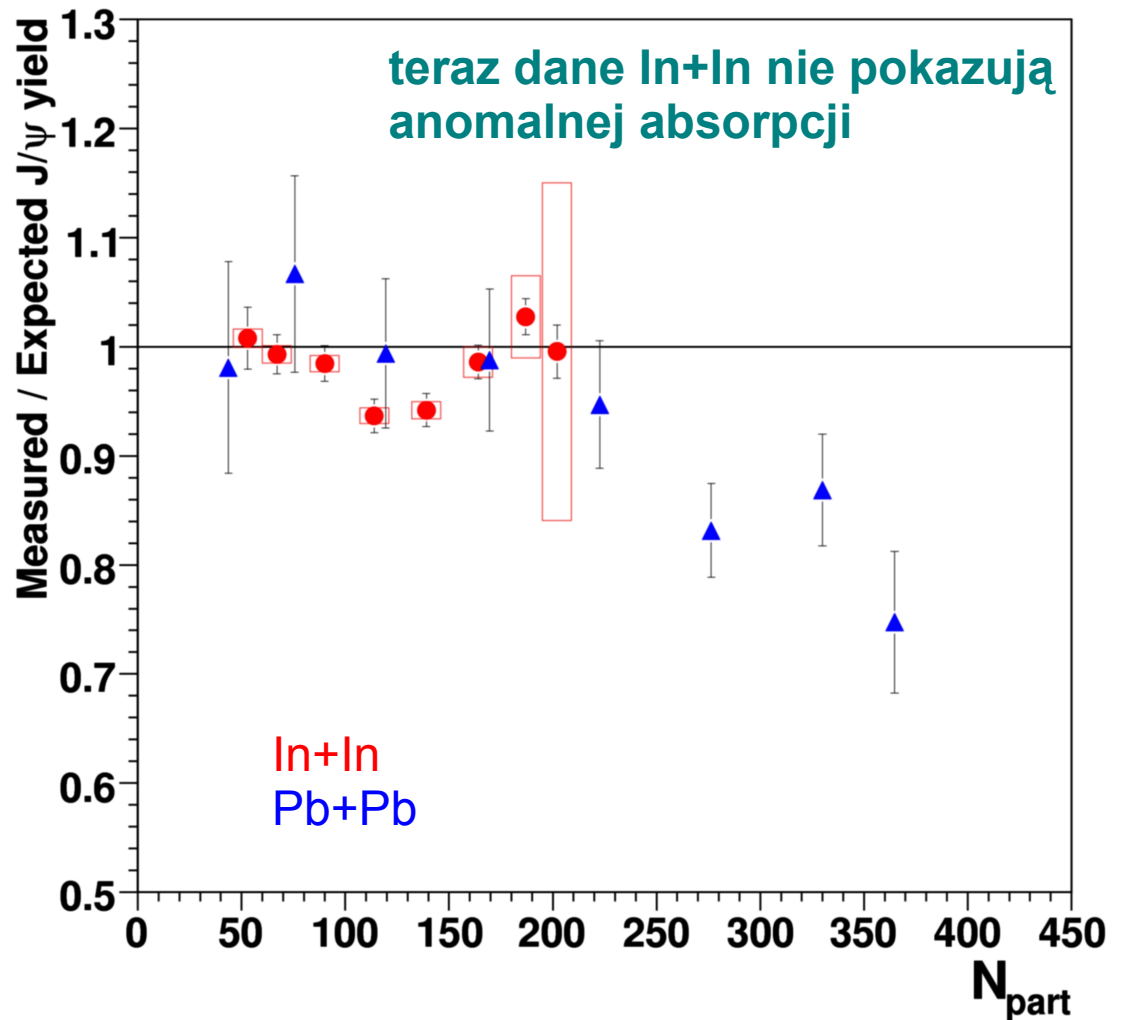
$$\sigma_{\text{abs}} \text{ (dla } J/\psi \text{ przy } 158A \text{ GeV)} = 7.6 \pm 0.7 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (sys.) mb}$$

$$\sigma_{\text{abs}} \text{ (dla } J/\psi \text{ przy } 400A \text{ GeV)} = 4.3 \pm 0.8 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (sys.) mb}$$

czyli **spadek σ_{abs} ze wzrostem energii a nie niezależność !!**



Mimo wzrostu σ_{abs} dla J/ψ jakościowy obrazek się nie zmienił – nadal anomalne tłumienie widoczne dla dużych N_{part}



Rys. (prawy) arXiv:0907.5004 (Nucl Phys A830, 345c (2009)), arXiv:0907.3682 (QM2009) z założonym σ_{abs} (dla J/ψ przy 158A GeV) = 7.6 ± 0.7 (stat.) ± 0.6 (sys.) mb i dodatkowo poprawnie liczony efekt zasłaniania partonów (*shadowing*) (arXiv:0907.5004, 0907.3682) przy przejściu $p+A \rightarrow A+A$

- nowo policzone σ_{abs} (dla J/ψ) jest większe więc tłumienie J/ψ jest mniejsze
- przy tym nowym przekroju nie widać żeby dane In+In pokazywały anomalną supresję J/ψ
- dane Pb+Pb (najbardziej centralne $N_{\text{part}} > 200$) nadal pokazują takie anomalne tłumienie J/ψ

Po pierwszych wynikach uzyskanych z SPS pojawiły się również:

Alternatywne do QGP wyjaśnienia tłumienia powabu – różnego rodzaju **modele absorpcji** (absorpcja przez „*co-moving hadrons*”, „*co-moving mesons*” czyli przez wiele produkowanych hadronów w stanie końcowym) cząstki J/Ψ w materii jądrowej – gęstej ale wciąż na poziomie hadronowym



Prace m.in. A. Capella, D. Sousa, Eur. Phys. J. C30, 117 (2003)

⇒ da się odtworzyć **anomalne tłumienie J/Ψ bez wprowadzania QGP**, tak więc J/Ψ wydaje się być kontrowersyjną sygnaturą plazmy, ale:

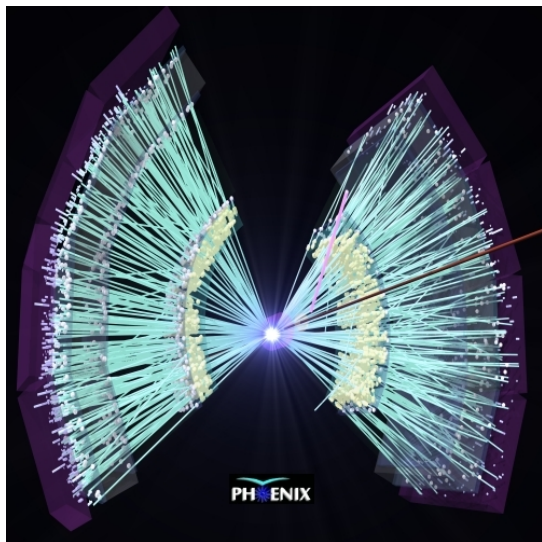
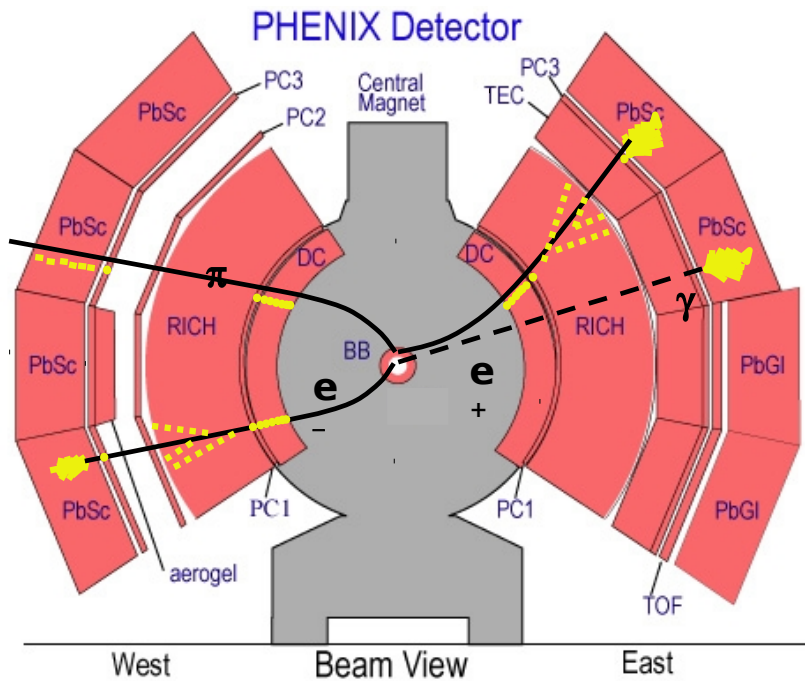
Kłopot: żeby odtworzyć taki jak w danych poziom tłumienia J/Ψ , zakładane w modelach gęstości „gazu hadronowego” są tak duże, że ciężko uwierzyć, że pion w dalszym ciągu pozostanie pionem...

Anomalne tłumienie produkcji cząstki J/Ψ (swojego czasu) stało się sztandarowym wynikiem przy SPS (jedna z najbardziej spektakularnych sygnatur QGP). **Skoro J/Ψ jest silnie tłumiona przy najwyższych energiach SPS (dla najbardziej centralnych danych) to przy RHIC to tłumienie powinno być jeszcze większe....**
pewnie w ogóle J/Ψ już nie będzie...

Gdy tymczasem....



Eksperyment PHENIX (koniec zbierania danych w 2016) – dedykowany był do badania głównie kwarkoniów przez kanały rozpadów na parę leptonów (dileptony) – elektronów bądź mionów



Śledzenie cząstek naładowanych: DC (Drift Chamber), PC1, PC2, PC3

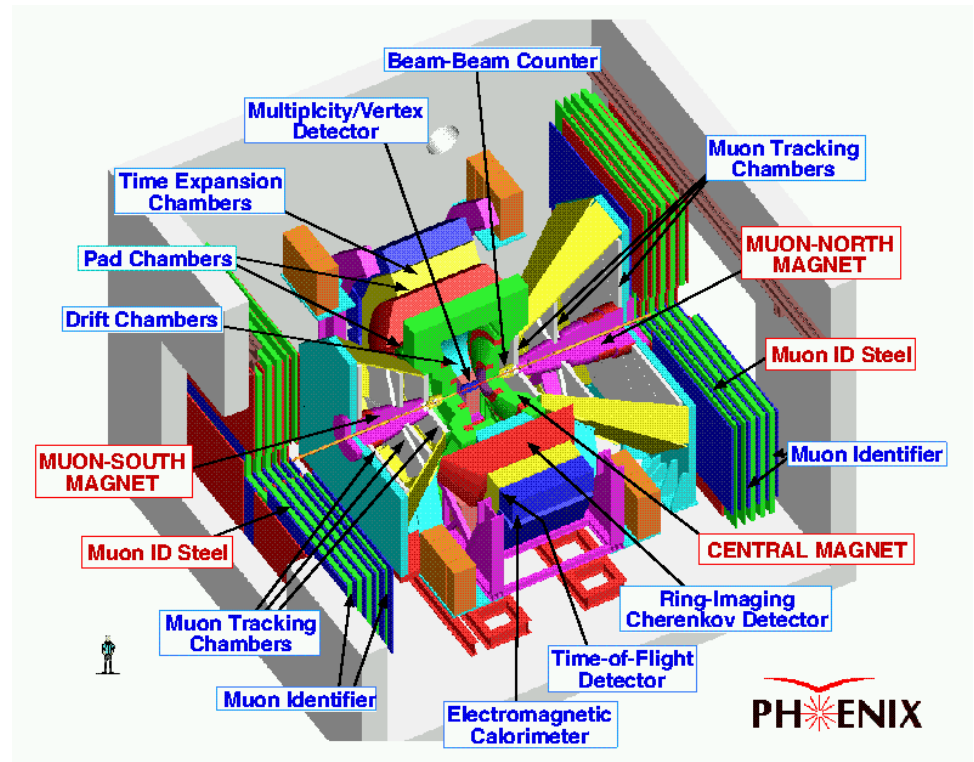
Identyfikacja elektronów:

- detektor Czerenkowa RICH
- kaskada w EMCal

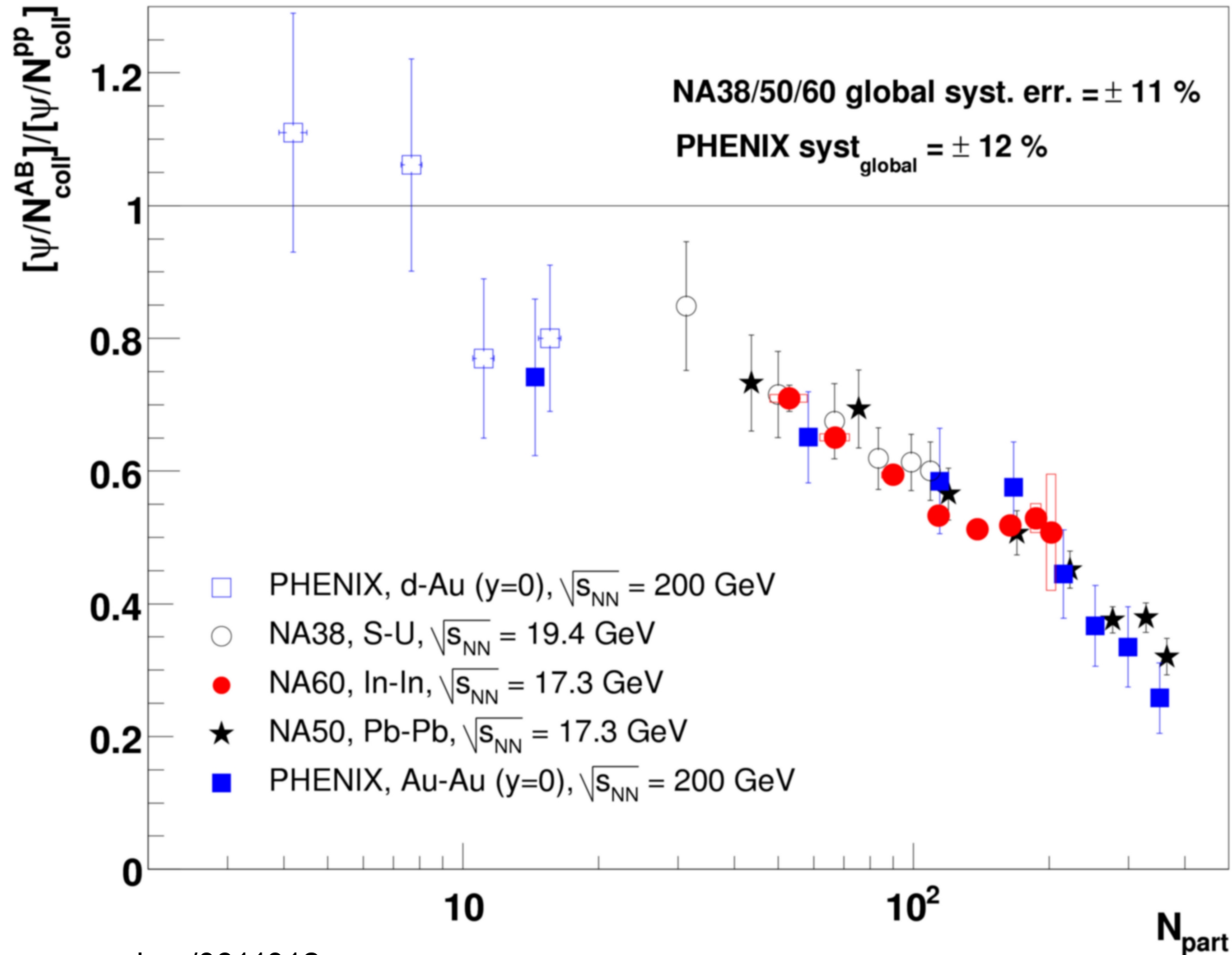
Identyfikacja mionów: detektory mionowe

Identyfikacja fotonów:

- kaskada w EMCal
- Lead scintillator calorimeter (PbSc)
- Lead glass calorimeter (PbGl)



PHENIX przy RHIC – zmierzył produkcję J/ψ w zderzeniach Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ (na parę nukleonów) = **200 GeV**. Tłumienie również większe niż spodziewana „normalna” absorpcja jądrowa, ale:



PHENIX mógł mierzyć czarmonium w kanałach rozpadów na **ee** oraz **$\mu\mu$** dla zderzeń **pp, pA i AA**

Cząstka J/Ψ w RHIC jest tłumiona...

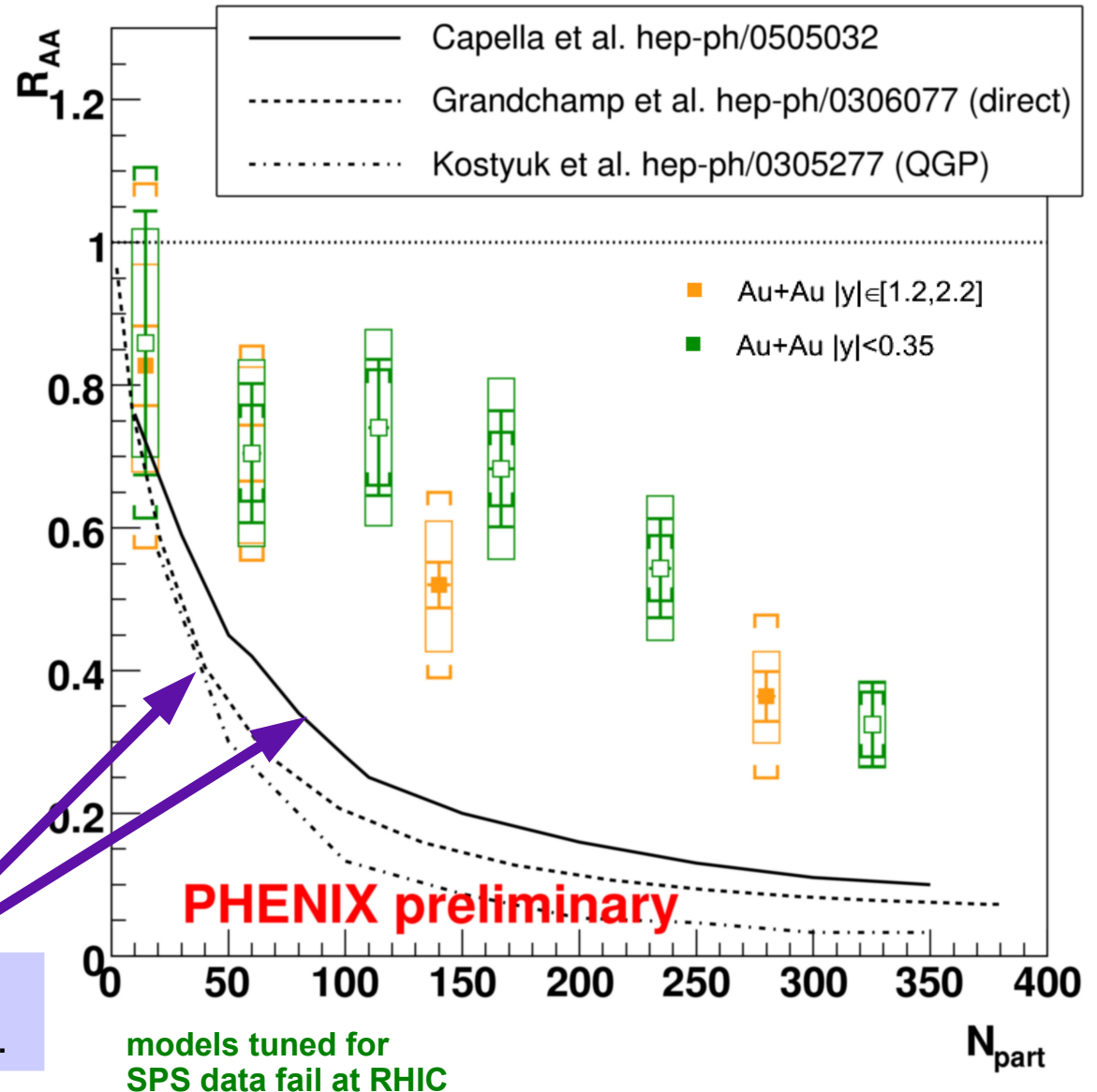
ale – co zadziwiające – na podobnym poziomie jak przy SPS !!!

Krzywe – przewidywania modeli zakładające, że tłumienie J/Ψ powinno być dużo większe dla RHIC niż dla SPS

$$R_{AA|pp} = \frac{N_{coll,pp} (Invariant\ yield)_{AA}}{N_{coll,AA} (Invariant\ yield)_{pp}}$$

Większość modeli przewidywała większe, niż otrzymano, tłumienie J/ψ przy RHIC

Krzywe – alternatywne (do QGP) modele absorpcji które były w stanie wyjaśnić nawet anomalne tłumienie przy SPS; tu krzywe to ekstrapolacja tych modeli na RHIC



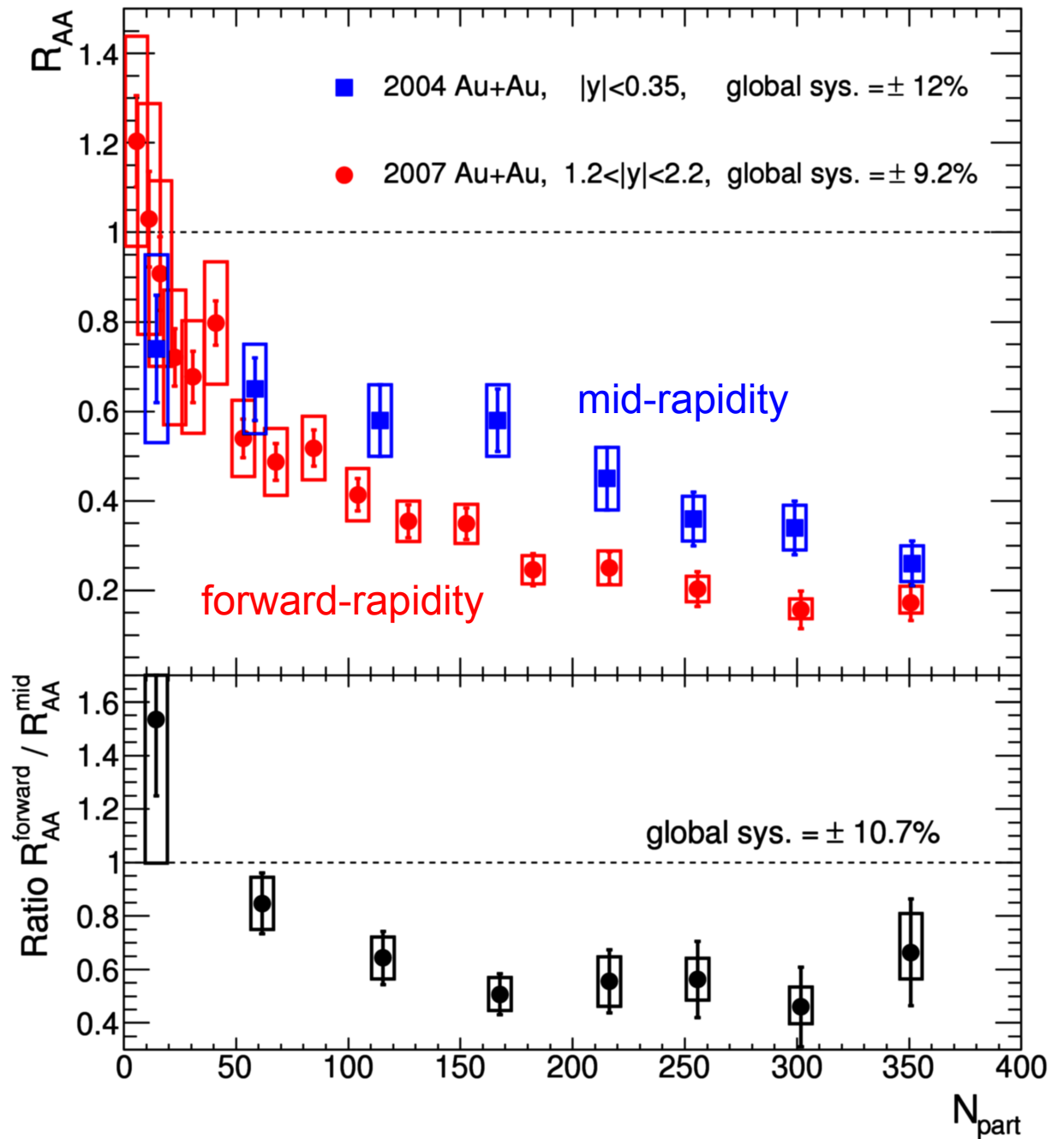
Tak miało wyjść przy RHIC...
Rzeczywistość okazała się inna...

Dodatkowa niespodzianka:
przy mid-rapidity efekt tłumienia okazał się słabszy niż przy forward-rapidity!

Spodziewalibyśmy się raczej odwrotnie bo przy mid-rapidity jest gęstsza materia, łatwiej o Debye'owskie ekranowanie...

Taka zależność od rapidity może sugerować słuszność mechanizmu rekombinacji (następne strony)

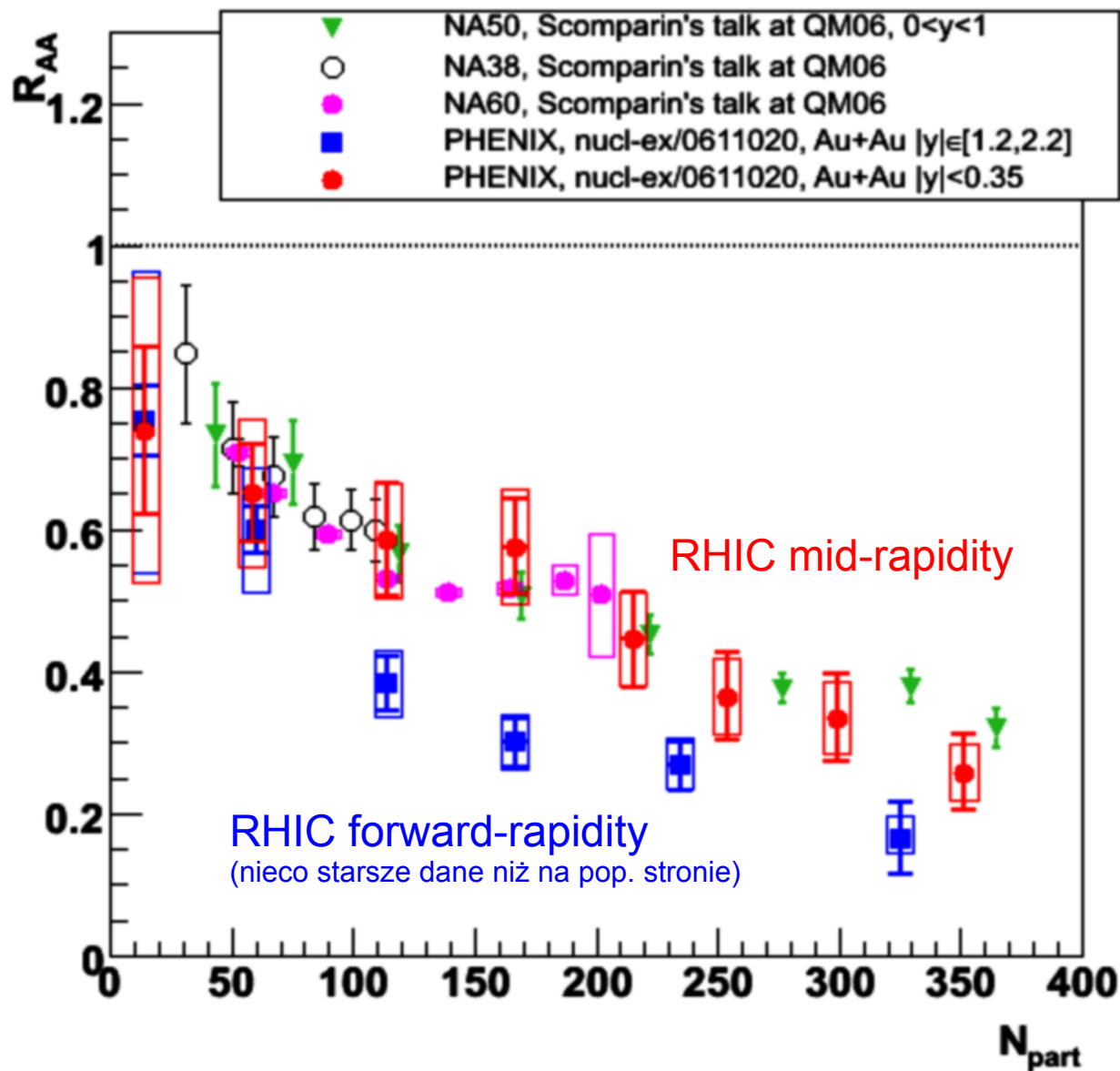
Rys. z arXiv:1103.6269;
 PHENIX, PR C84, 054912 (2012)



Tak więc...

Dla danych przy mid-rapidity brak zależności od energii (SPS vs. RHIC)

ale nieoczekiwana zależność od rapidity



Późniejsze wyniki PHENIX dla U+U

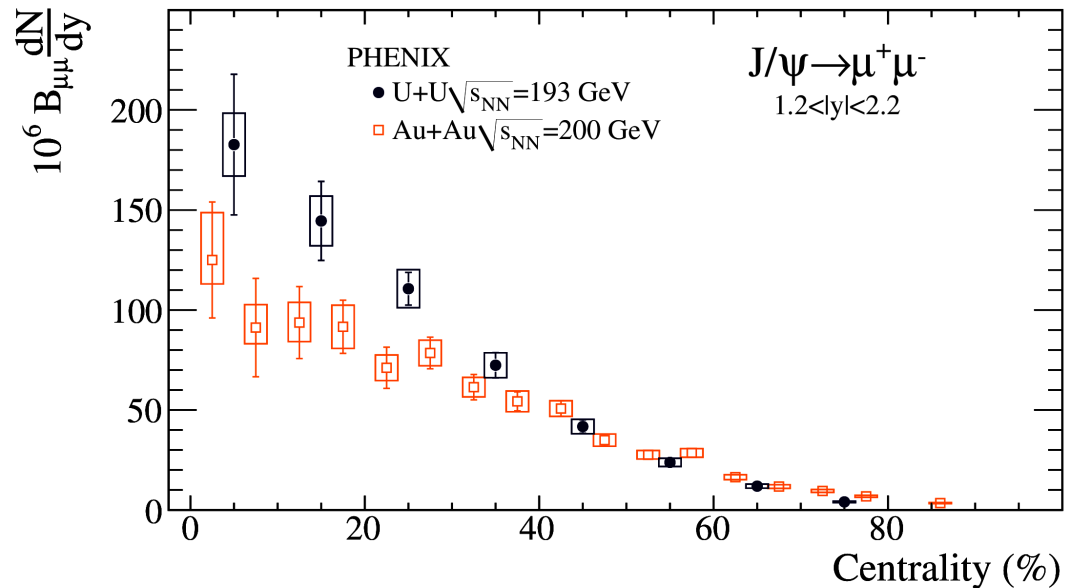
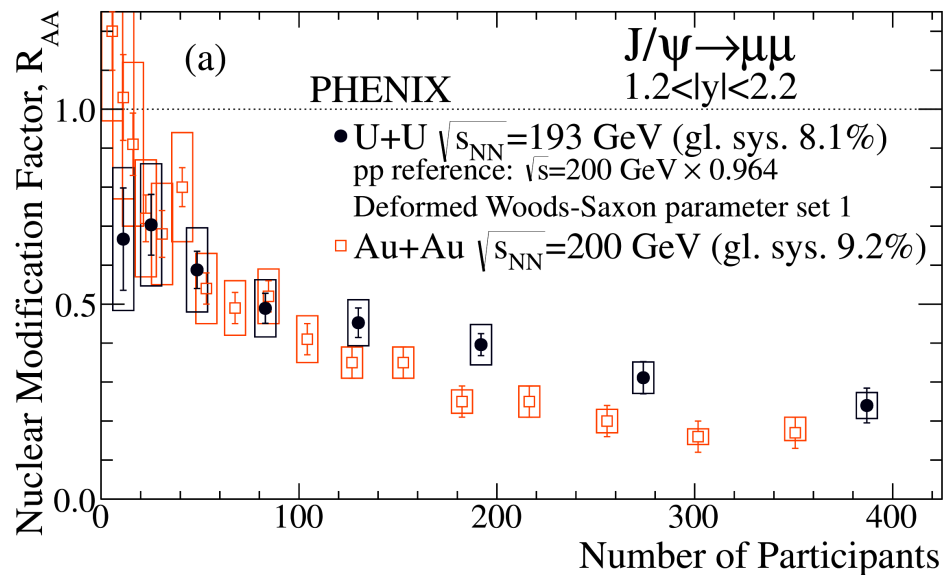
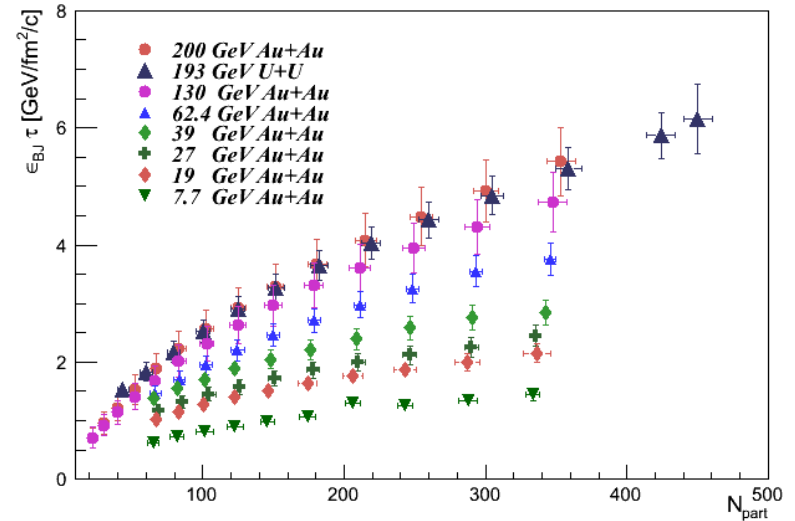
– system cięższy niż Au+Au

$$(\epsilon_{Bj} = 6.15 \text{ GeV/fm}^3)$$

Tłumienie J/ψ (dla najbardziej centralnych) nieco mniejsze niż w Au+Au → silniejszy mechanizm rekombinacji (koalescencji) ? (zob. dalej)

A. Iordanova (for PHENIX), DIS 2014

Rys. dolne: arXiv:1509.05380 oraz praca przeglądowa arXiv:2105.11656



Dlaczego tłumienie przy RHIC jest niższe niż początkowo zakładano?

Dwie możliwe interpretacje:

1. Rekombinacja (regeneracja)



Spodziewano się, że tłumienie będzie znacznie silniejsze przy RHIC niż przy SPS bo 10x większa energia zderzenia, 2-3x większa gęstość gluonów (J/ψ produkuje się z dużym stopniem z fuzji gluonów)

Z drugiej strony w tak gęstym ośrodku pary c anty- c (wyprodukowanych par c anty- c jest sporo) mogą się ponownie „złapać” w późniejszym stadium i odtworzyć cząstkę J/ψ kompensując efekt silnego tłumienia przy RHIC. Końcowe krotności J/ψ to połączenie (balans) silnego tłumienia z rekombinacją – w efekcie mamy „umiarkowaną” produkcję J/ψ przy RHIC – czyli podobną (właściwie przez przypadek) do tej przy SPS

Jeśli ta interpretacja jest prawdziwa to najprawdopodobniej przy LHC będzie wzmożenie produkcji J/ψ w stosunku do SPS i RHIC

Przy RHIC (Au+Au, 200 GeV) liczba par (c anty- c) na zderzenie jest około 13, przy LHC wyszło około 115 (centralne Pb+Pb przy 2.76 TeV) (I. Das, QM 2015). Ciekawostka: te same liczby dla par (b anty- b) to odpowiednio 0.1 oraz 3

Silniejsze tłumienie w RHIC przy forward rapidity jest argumentem za rekombinacją (bo przy mid-rapidity jest więcej kwarków c i anty- c potrzebnych do rekombinacji)

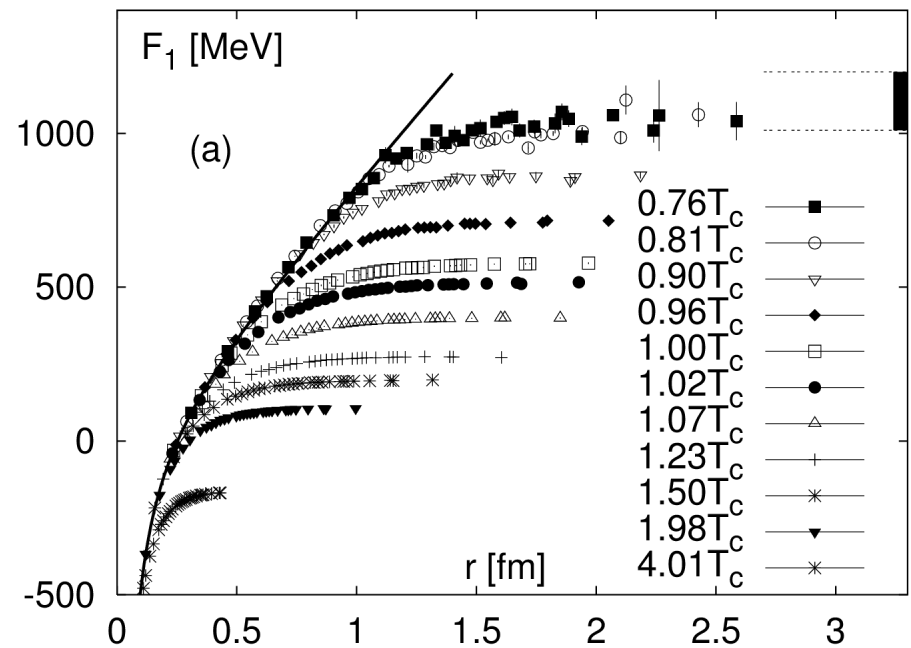
2. Sekwencyjne tłumienie (*sequential melting*)

W roku 1986 uważano, że cząstka J/ψ powinna rozpuszczać się przy temperaturze rzędu $1.2 T_c$ (przewidywania raczej jakościowe a nie ilościowe)

Nowsze obliczenia na sieciach pozwoliły policzyć energię swobodną $F_1(r)$ pary kwarków w zależności od temperatury

F_1 między dwoma statycznymi ciężkimi kwarkami jako funkcja ich rozseparowania. Linia ciągła jest dla $T=0$ (wzrost prowadzący do „uwięzienia”) Punkty – dane przy wyższych temperaturach

Gdy F_1 robi się stała ze wzrostem odległości to wiążąca siła zanika

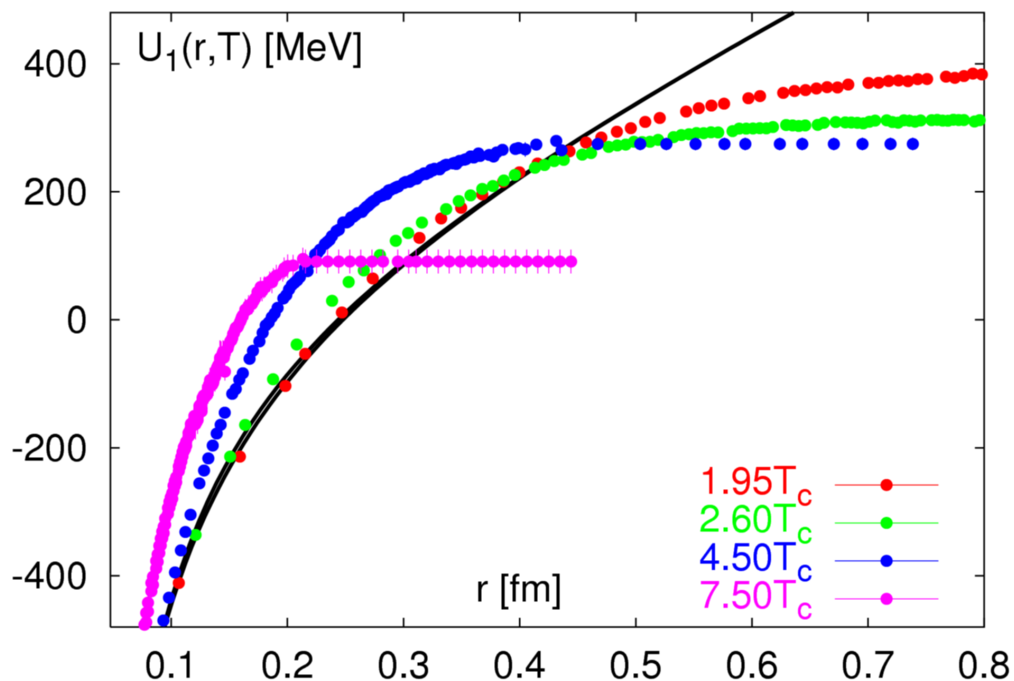


Przy małych odległościach F_1 nie ulega znacznym modyfikacjom (w porównaniu z linią dla $T=0$) przy zmianie temperatury; zmiany widoczne jedynie dla większych odległości

Nieco inny rysunek: energia wewnętrzna pary kwarków w funkcji odległości rozseparowania r [fm] dla różnych temperatur

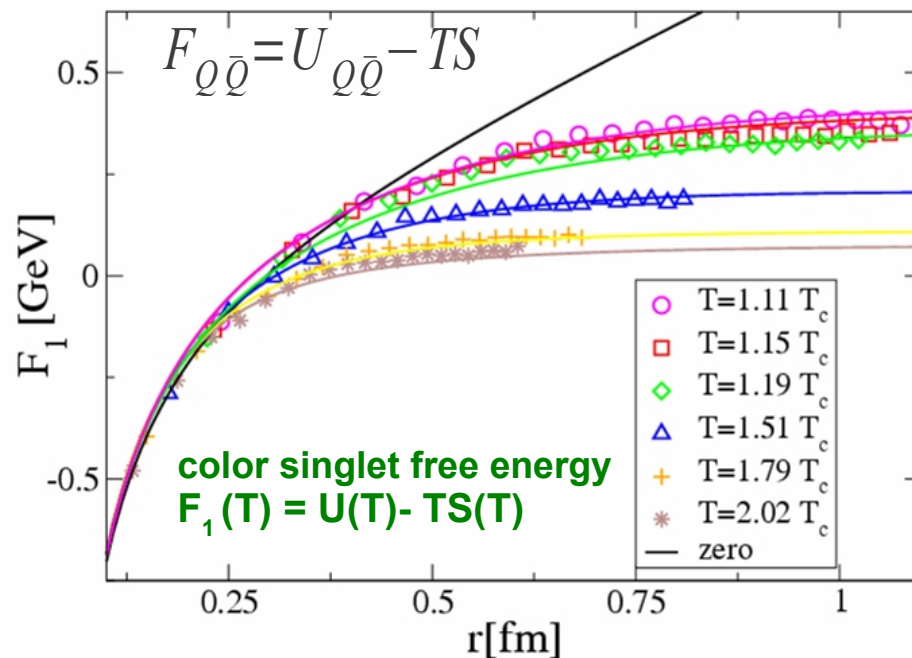


Powyżej pewnej temperatury da się rozdzielić kwarki (trzeba na to pewnej skończonej energii a nie nieskończonej jak w przypadku dla $T=0$)



r – odległość między kwarkiem i antykwarkiem (odległość rozseparowania)

Lattice Q-barQ Free Energy



$$F = U - TS$$

U – energia wewnętrzna
 S – entropia

$$F = -T \ln Z$$

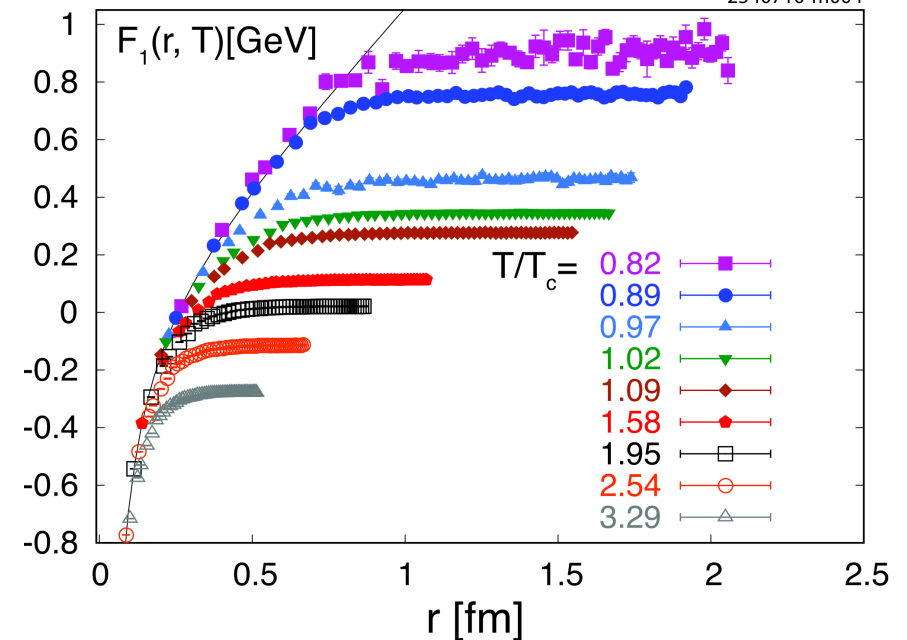
Z – funkcja partycji

$$U = -T^2 (\partial[F/T] / \partial T)$$

$$S = - (\partial F / \partial T)$$

Lattice QCD podaje zwykle
zależność energii swobodnej $F_1(r)$
od temperatury
(energia wewnętrzna $U(r)$ jest później z
tego przeliczana; uważa się, że
właściwy potencjał $V(r)$ jest gdzieś
pomiędzy $F_1(r)$ i $U(r)$)

Rys. z arXiv:0908.0746, arXiv:1611.01533,
arXiv:2005.08277 (przeoglądowe)



Prawdopodobieństwa przetrwania lub dysocjacji danego stanu można liczyć na przynajmniej dwa sposoby:

1. Lepsza (modelowo niezależna ale i trudniejsza) metoda to bezpośrednio obliczenia **na sieciach** (robione dopiero od roku 2001/2003; obliczenia trudniejsze dla stanów bottomonium). Liczy się funkcje korelacyjne kwarkoniów co przekłada się na funkcje spektralne (*spectral functions*) przy danych temperaturach (patrzmy przy jakiej temperaturze dany stan mezonowy, czyli maksimum w funkcji spektralnej, zanika)
2. Obliczenia w ramach **modeli potencjału** (od czasów Matsui & Satz) – rozwiązywanie równania Schrodingera ale obecnie potencjał brany jako $F_1(r)$ (lub rzadziej jako pośrednio liczony $U(r)$) z obliczeń na sieciach (tutaj też jako ostatecznych obserwacji używa się funkcji spektralnych dla stanów kwarkonium)

zob. prace przegl.: A. Mocsy, arXiv:0908.0746; R. Rapp et al. arXiv:0807.2470; A. Bazavov et al., arXiv:0904.1748; L. Kluberg and H. Satz arXiv:0901.3831; A. Rothkopf, arXiv:1912.02253; J. Zhao et al., arXiv:2005.08277

2. Sekwencyjne tłumienie (*sequential melting*) cd. wyjaśnienia

Późniejsze obliczenia (w tym na sieciach) pokazały, że mocno związane J/ψ i Υ rozpuszczają się dopiero przy $T \geq 2T_c$ (J/ψ około $2T_c$ a Υ nawet $4T_c$) – wcześniej myślano, że wymagana temperatura do rozpuszczenia J/ψ jest niższa... a słabiej związane χ_c i ψ' ($2S$) dysocjują już w okolicach $T_{c(\text{crit})}$

state	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	Υ''
mass [GeV]	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
r_0 [fm]	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78

r_0 – odległość rozseparowania (między kwarkiem i antykwarkiem)

Quarkonium Spectroscopy from Non-Relativistic Potential Theory

Tabele z pracy hep-ph/0602245

czarmonium

bottomonium

state	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi'(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
T_d/T_c	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17

$Y(1S)=Y$
 $Y(2S)=Y'$
 $Y(3S)=Y''$

Quarkonium Dissociation Temperatures

Model potencjału ale tu użyto $U(r)$ jako potencjału w r -niu Schrodingera (zob. też arXiv:0901.3831)

– te ww. wyniki dość dobrze zgadzały się z tymi z bezpośrednich pomiarów na sieciach (zob. hep-ph/0609197)

2. Sekwencyjne tłumienie (*sequential melting*) cd. interpretacji danych RHIC

Oprócz wkładu od produkcji bezpośredniej (60%) znacząca ilość cząstek J/ψ (40%) pochodzi z rozpadów wzbudzonych stanów ψ' czyli $\psi(2S)$ (10%) oraz χ_c (30%) – tzw. *feed-down contribution* → pokazane przez eksp. HERA-B (Phys. Lett. B561, 61-72 (2003))

Może więc my nie osiągnęliśmy wcale $2T_c$ więc samo J/ψ nie jest tłumione ani przy SPS ani przy RHIC a jedynie jego wkłady (typu *feed-down*) od rozpadów wyższych stanów χ_c i ψ' są tłumione w QGP

Czyli przy SPS i RHIC – rozpuszczają się wyższe stany stany χ_c i ψ' ale przy SPS i RHIC – początkowo wyprodukowane J/ψ pozostają „nienaruszone”

Jeśli ta interpretacja jest prawdziwa to najprawdopodobniej przy LHC (bardzo duże temperatury) będzie osłabienie produkcji J/ψ w stosunku do SPS i RHIC

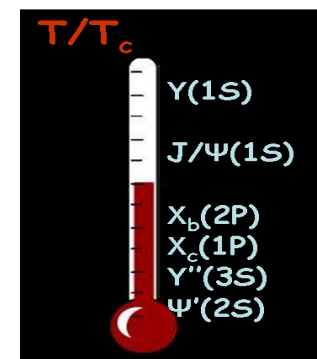
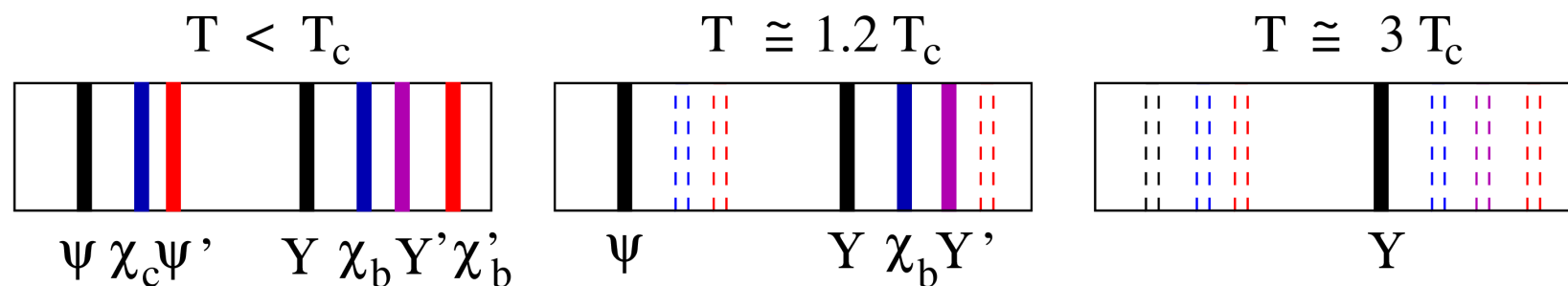
Wykonywano wiele dodatkowych analiz (np. tłumienie J/ψ dla różnych obszarów rapidity – w RHIC dla forward-rapidity otrzymano większe tłumienie niż dla mid-rapidity) żeby wybrać między scenariuszem 1. i 2. ale

być może dopiero LHC (aż do najwyższych energii) – przewidywane temperatury znacznie większe niż $2T_c$ – **rozstrzygnie ostatecznie która z interpretacji jest właściwa (regeneracja czy sekwencyjne tłumienie albo jakaś ich kombinacja!) i zweryfikuje ideę zaproponowaną przez Matsui i Satz w 1986 roku !!**

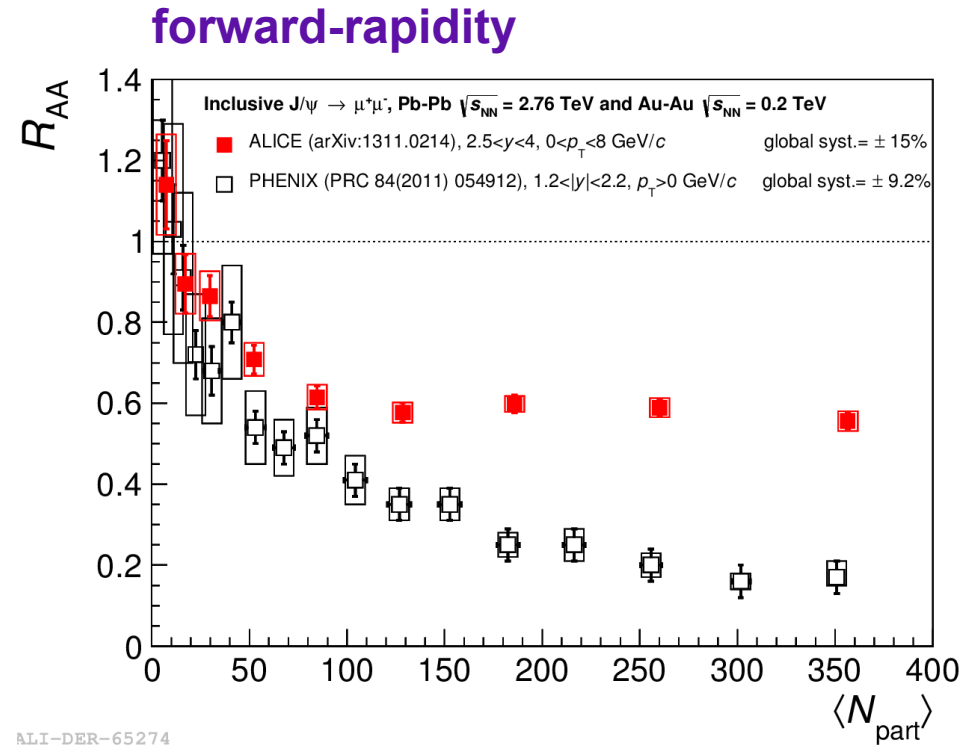
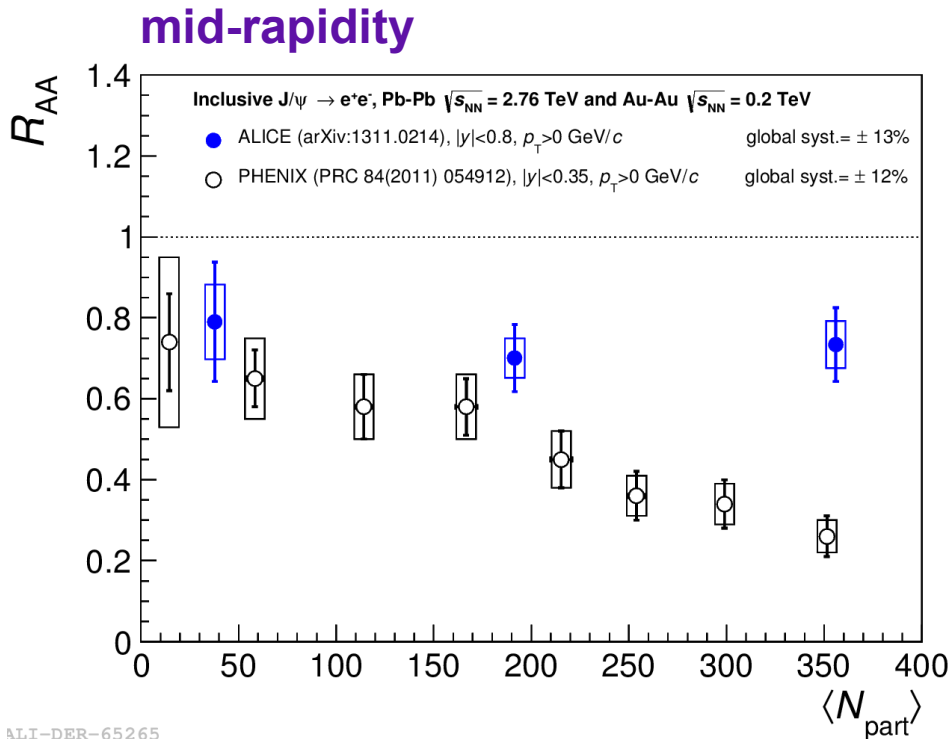
M. J. Tannenbaum: "the claim of the QGP discovery from J/ψ suppression at the SPS was, at best, premature"

Uwaga: **aktualnie bada się** (zarówno w RHIC jak i LHC) **wszystkie** (możliwe przy danej energii i statystyce) **stany czarmonium i bottomonium, bo:**

Bardzo ciekawa perspektywa: **spektrum stanów kwarkonium może służyć jako termometr dla temperatury wczesnej fazy (QGP)** Rys. H. Satz hep-ph/0609197



Produkcja J/ψ w LHC – Pb+Pb przy 2.76 TeV

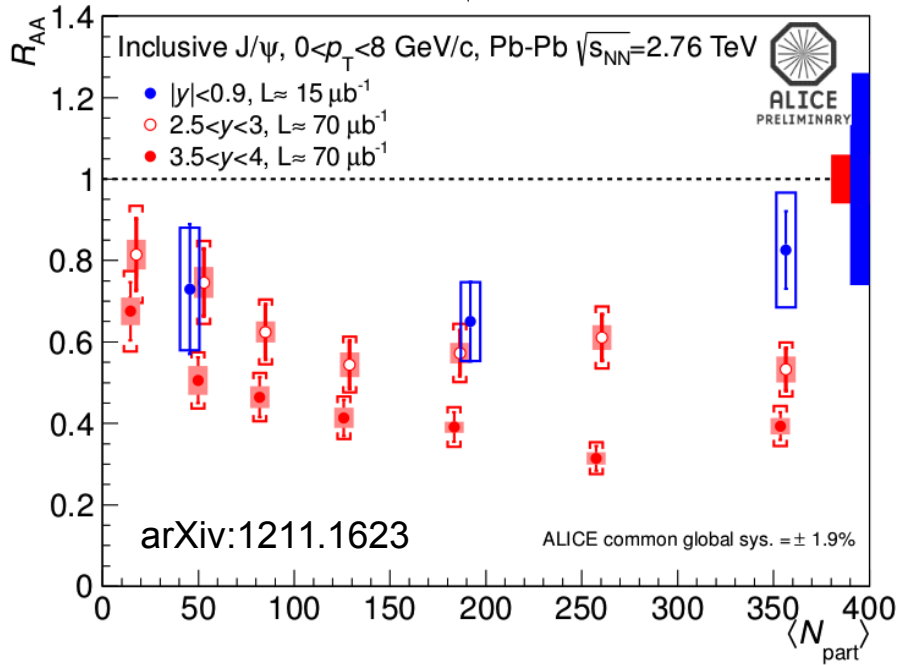


- Dla centralnych danych R_{AA} w obu przedziałach rapidity jest większe (czyli mniejsze tłumienie J/ψ) dla LHC niż dla RHIC → argument za rekombinacją
- W samym LHC tłumienie jest mniejsze dla mid-rapidity niż dla forward → argument za rekombinacją

ALICE bada J/ψ używając kanału rozpadu na e^+e^- (mid-rapidity) oraz na $\mu^+\mu^-$ (forward-rapidity)

ALICE: arXiv:1311.0214 oraz arXiv:1506.08804
 PHENIX: PR C84, 054912 (2011)
 Rys. z L. Manceau (for ALICE), DIS 2014

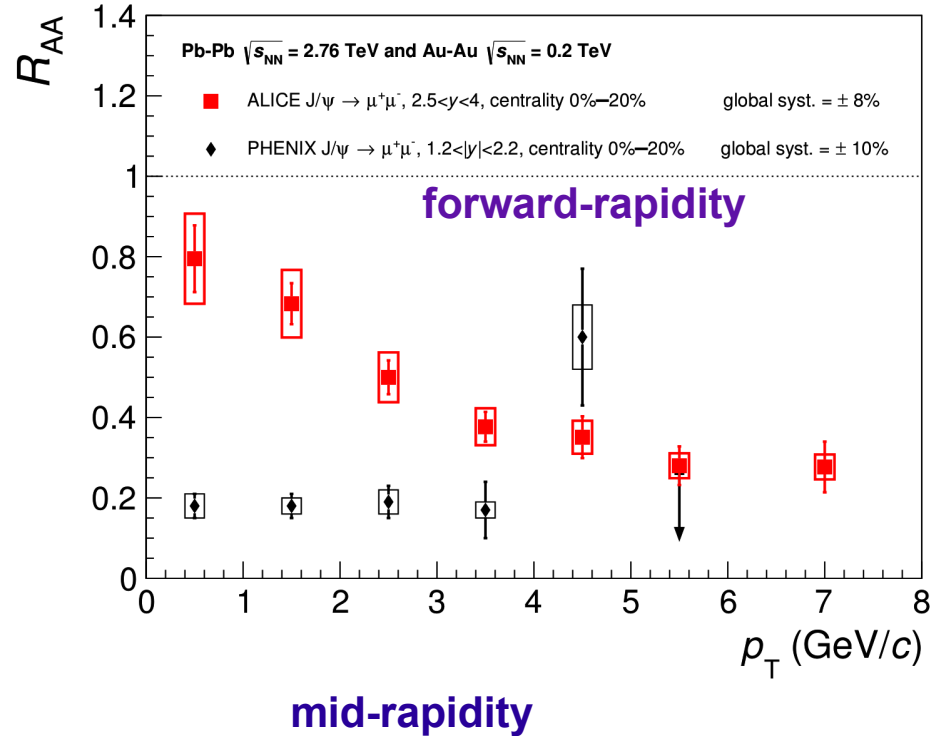
Im bardziej zbliżamy się do mid-rapidity tym tłumienie jest słabsze (R_{AA} większe) → argument za rekombinacją



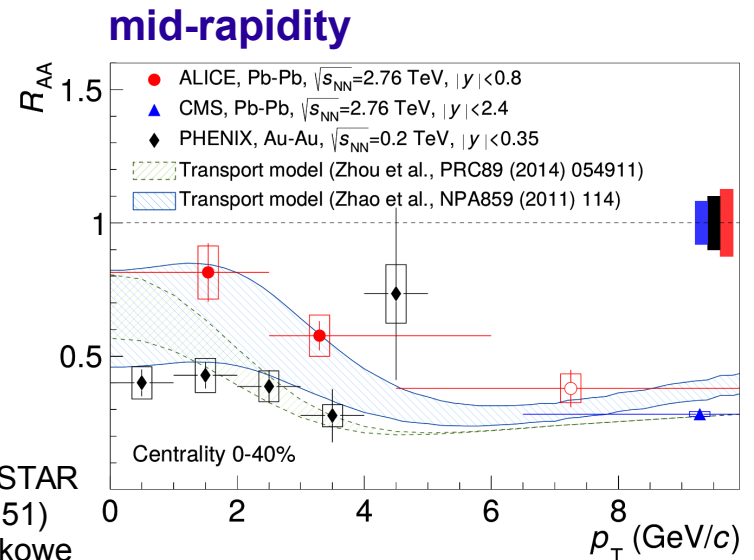
Podsumowując:

Dla LHC dużą rolę zaczyna pełnić mechanizm regeneracji (jest istotniejszy dla małych p_T i dla mid-rapidity). To co widzimy w danych to rodzaj balansu między rozpuszczaniem stanów czarmonium a ich regeneracją

W LHC mechanizmy regeneracji mogą grać istotną rolę dla małych p_T



ALICE, arXiv:1311.0214



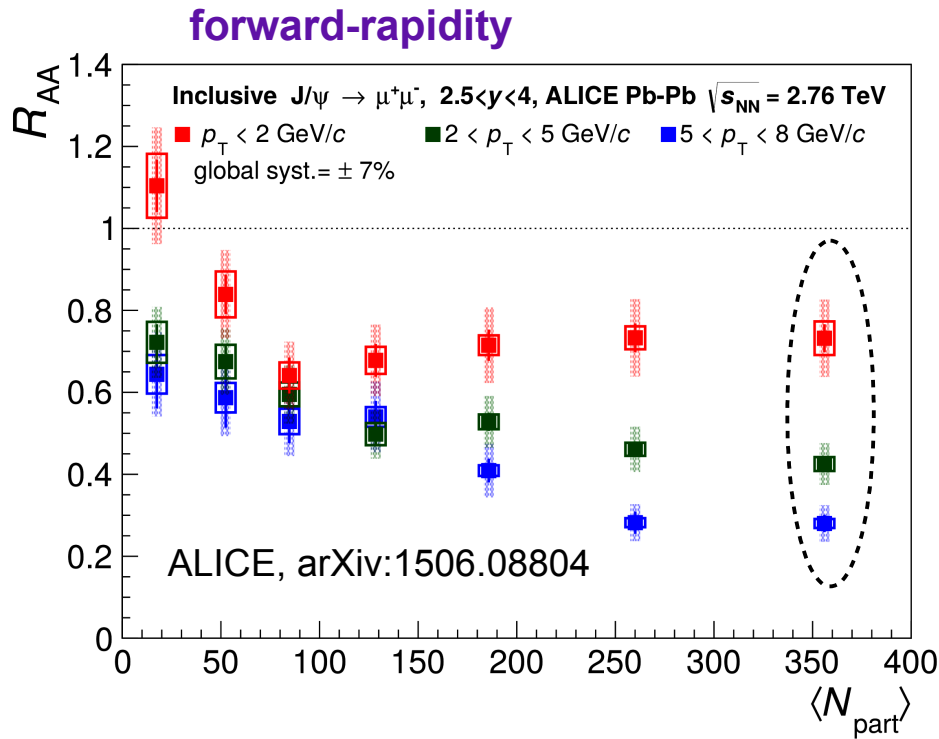
ALICE, arXiv:1504.07151

Zob. też wyniki STAR (arXiv:1704.06251) lub slajdy dodatkowe

Nowsze (2015), dodatkowe wyniki pokazujące, że **w LHC mechanizmy regeneracji grają istotną rolę dla małych p_T** (więcej zależności od p_T – dla różnych centralności oraz od rapidity w arXiv:1506.08804; podobne wyniki dla 5.02 TeV → arXiv:1705.05810)

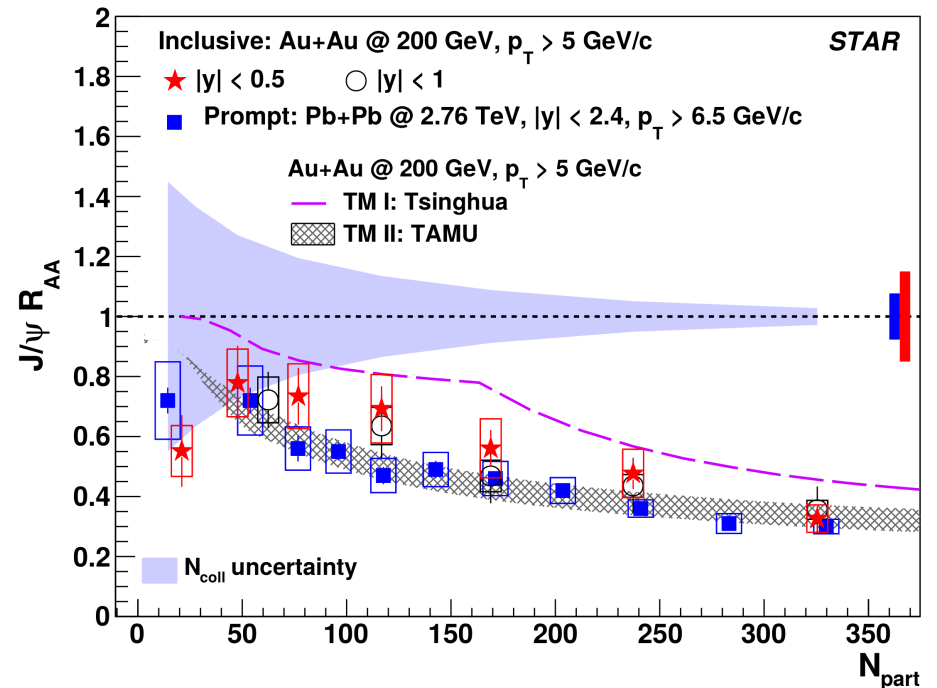
Mechanizm rekombinacji kontrybuuje głównie przy niskich p_T bo wyniki **STAR** i **CMS** (poniżej) pokazują, że **dla dużych p_T tłumienie J/ψ jest jednak systematycznie silniejsze w LHC** → tak jak wynikałoby z samej przewidywanej dysocjacji w QGP

STAR, Phys. Lett. B 797 (2019) 134917
[arXiv:1905.13669]



Uwaga: dla bardzo peryferycznych zderzeń (małe N_{part}) mogą być jeszcze inne efekty prod. J/ψ (poza mech. regeneracji) → zob. ALICE: PRL 116 (2016), 222301 [arXiv:1509.08802] oraz arXiv:1510.08315 lub slajdy dodatkowe

mid-rapidity, wysokie p_T

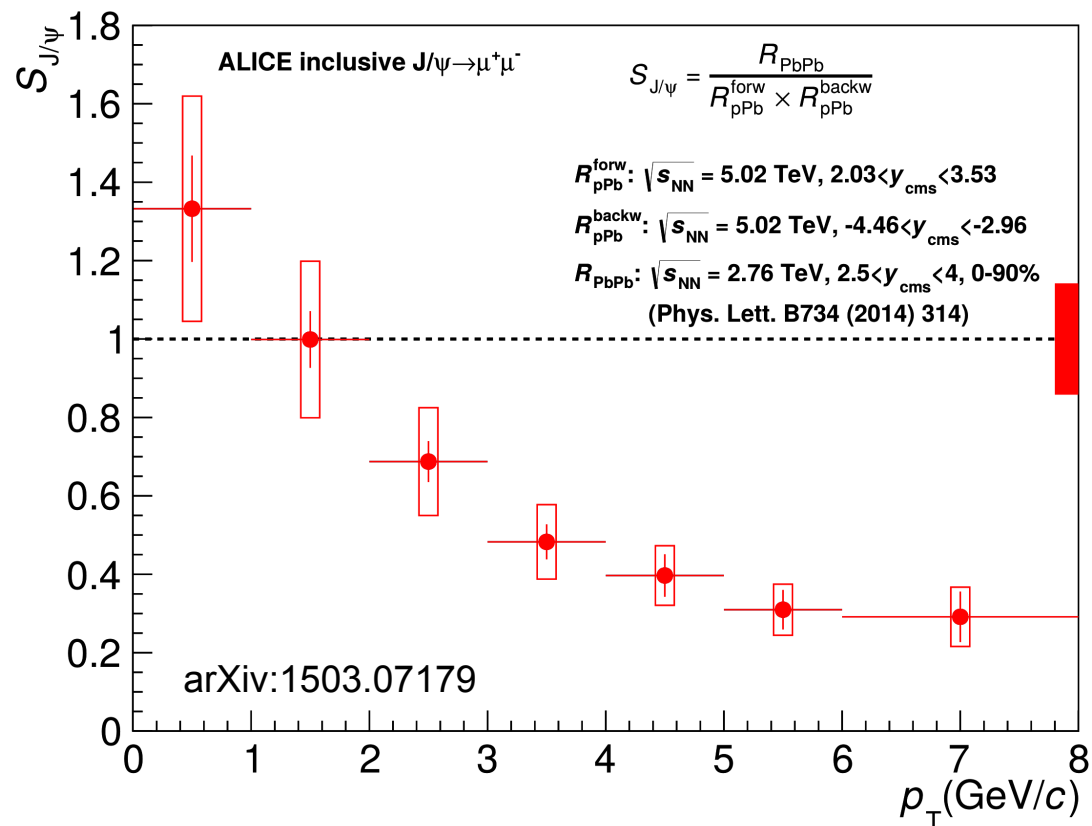
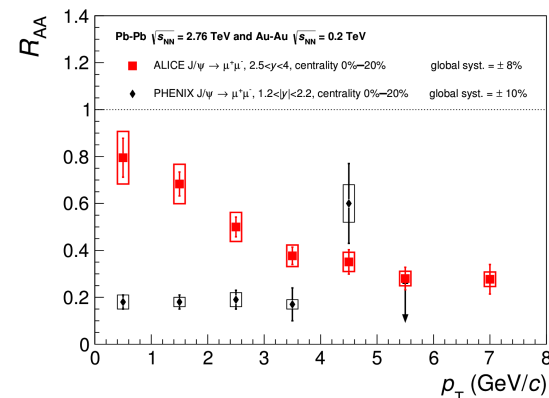


Do głębszego zrozumienia oraz weryfikacji różnych modeli produkcji kwarkoniów wymagane są pomiary w zimnej materii jądrowej (CNM) czyli p+Pb. Np. **dane zebrane w 2013 roku (p+Pb i Pb+p, 5.02 TeV)**; wyniki np. Hadjidakis (for ALICE), arXiv:1405.1177; Manceau (for ALICE), DIS 2014; **ALICE**, arXiv:1503.07179; ATLAS, arXiv:1709.03089

Dane z 2016 roku (8.16 TeV) → ALICE, JHEP 1807 (2018) 160 [arXiv:1805.04381]; JHEP 09 (2020) 162 [arXiv:2004.12673]; arXiv:2211.14153
LHCb, Phys.Lett. B774 (2017) 159-178 [arXiv:1706.07122]

Dane z 2016 roku (5.02 TeV) → ALICE, JHEP 06 (2022) 011 [arXiv:2105.04957]

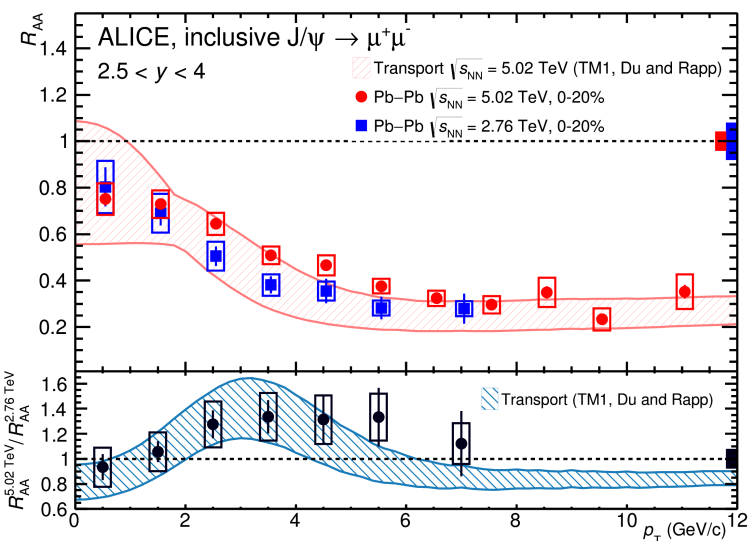
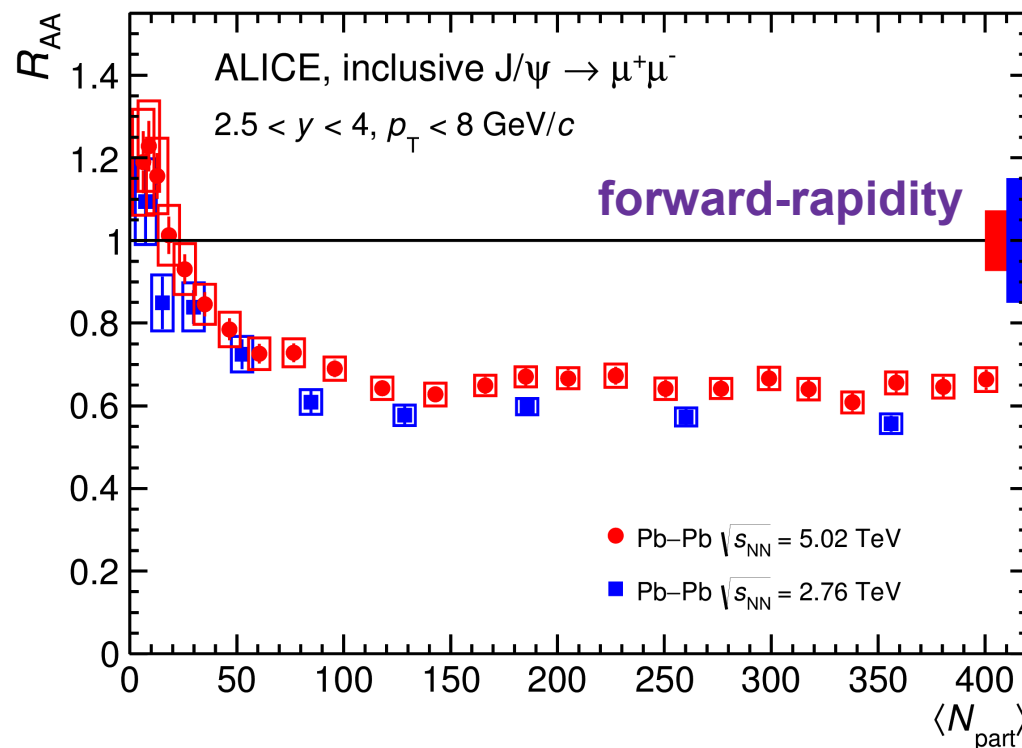
Kiedy przy użyciu wyników z p+Pb próbuje się „odjąć” od R_{PbPb} efekty CNM, obserwuje się jeszcze mniejsze tłumienie (a nawet wzmocnienie) przy niskich p_T → rys. z pracy ALICE arXiv:1503.07179



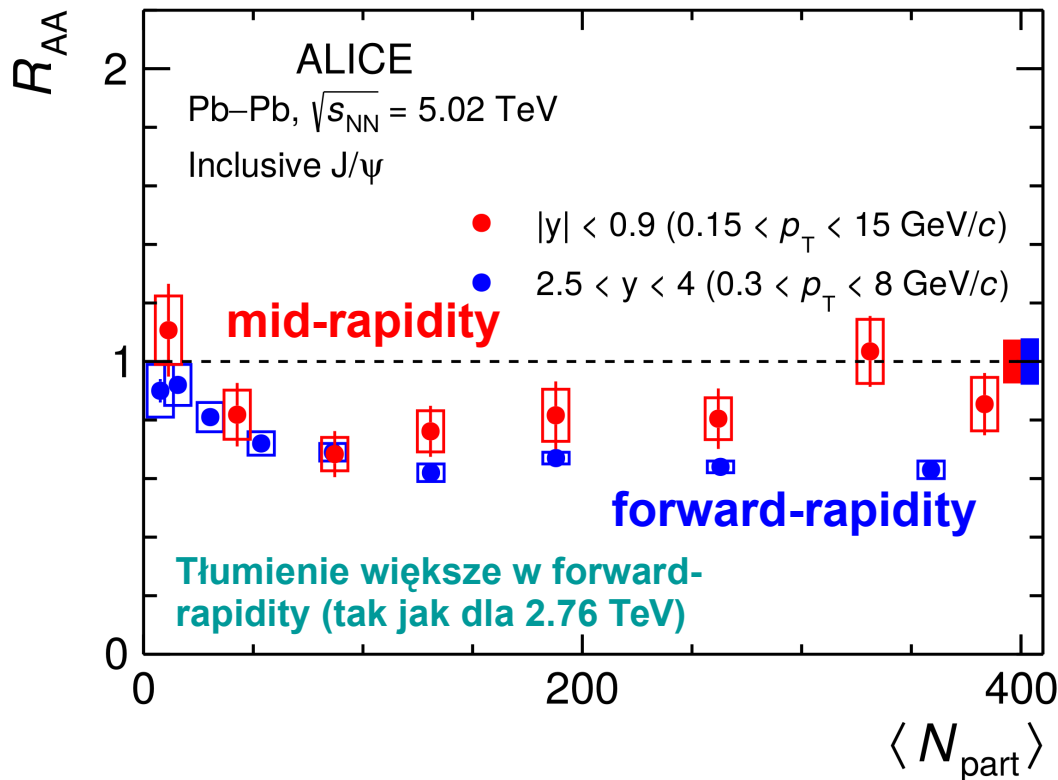
Wyniki ALICE dla Pb+Pb (oraz p+p) przy $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (prawie maksymalna energia LHC)

R_{AA} dla J/Ψ przy **forward-rapidity** jest
rzędu 15% większe (mniejsze
tłumienie) dla 5.02 TeV w porównaniu
do starszych danych dla 2.76 TeV

ALICE, PL B766 (2017), 212 [arXiv:1606.08197] – prawy
górny i lewy; ALICE, arXiv:2303.13361 – prawy dolny;
Zob. też ALICE, JHEP 2002 (2020) 041 [arXiv:1909.03158]
lub slajdy dod. (Pb+Pb, 5.02 TeV)



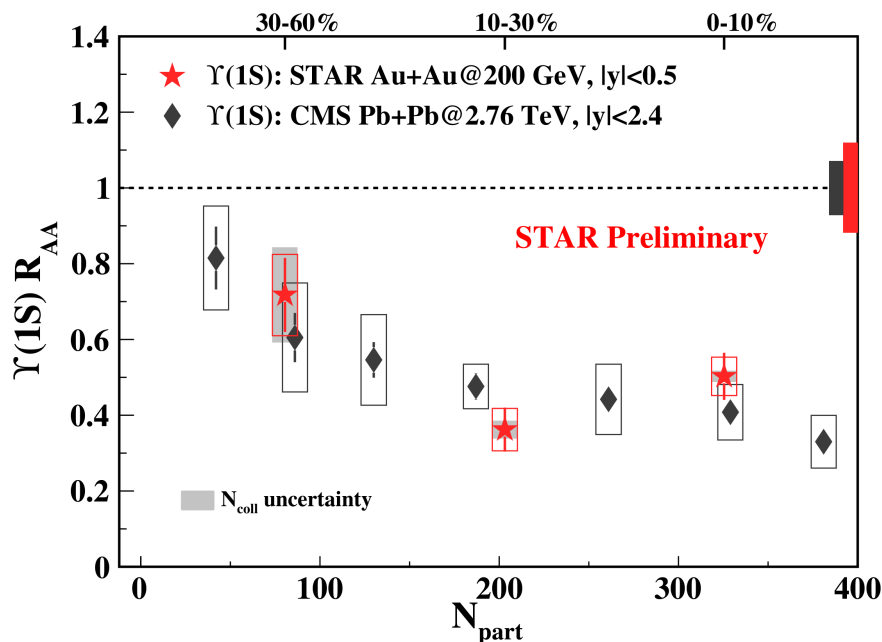
Dla zainteresowanych: wyniki CMS dla Pb+Pb
przy 5.02 TeV (wyższe pędy poprzeczne)
pokazane są w pracy: CMS, arXiv:1712.08959
(lub slajdy dodatkowe). Wyniki ATLAS (również
wysokie p_T) w pracy: ATLAS, arXiv:1805.04077



Ciekawostka (dla zainteresowanych):

- Tłumienie $Y(1S)$ ma podobną magnitudę dla RHIC i LHC (rys. lewy)
→ przypomina to historię J/ψ (porównanie SPS i RHIC)

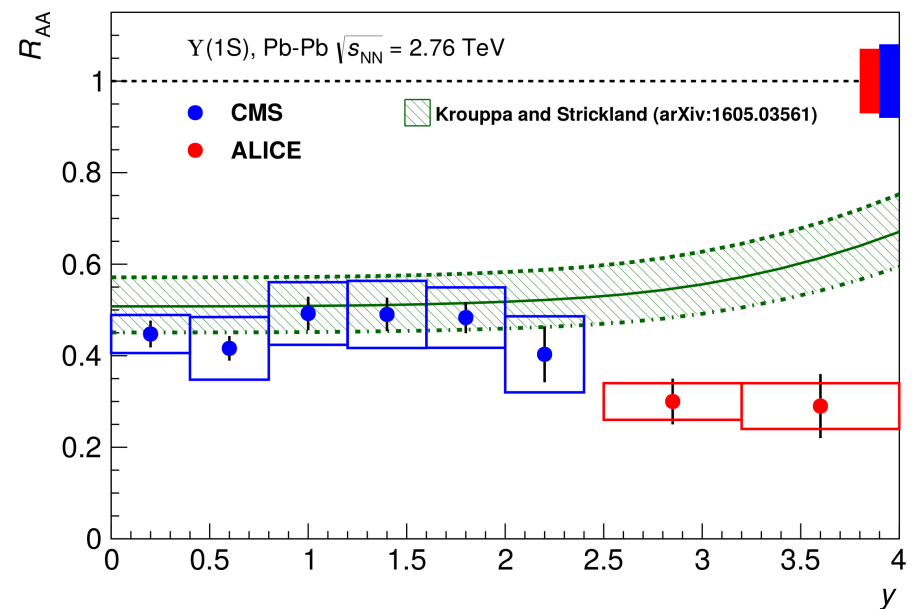
- Wyniki $Y(1S)$ pokazują (dla 2.76 TeV) silniejsze tłumienie przy forward-rapidity niż w mid-rapidity (rys. prawy) → przypomina obserwacje dla J/ψ przy RHIC. Uwaga: dla 5.02 TeV ten efekt jest mniejszy → zob. ALICE, Phys. Lett. B 822 (2021) 136579 [arXiv:2011.05758]



Nucl. Phys. A982 (2019) 29 (QM 2018) (lewy)
Nucl. Phys. A967 (2017) 208 (QM 2017) (prawy)

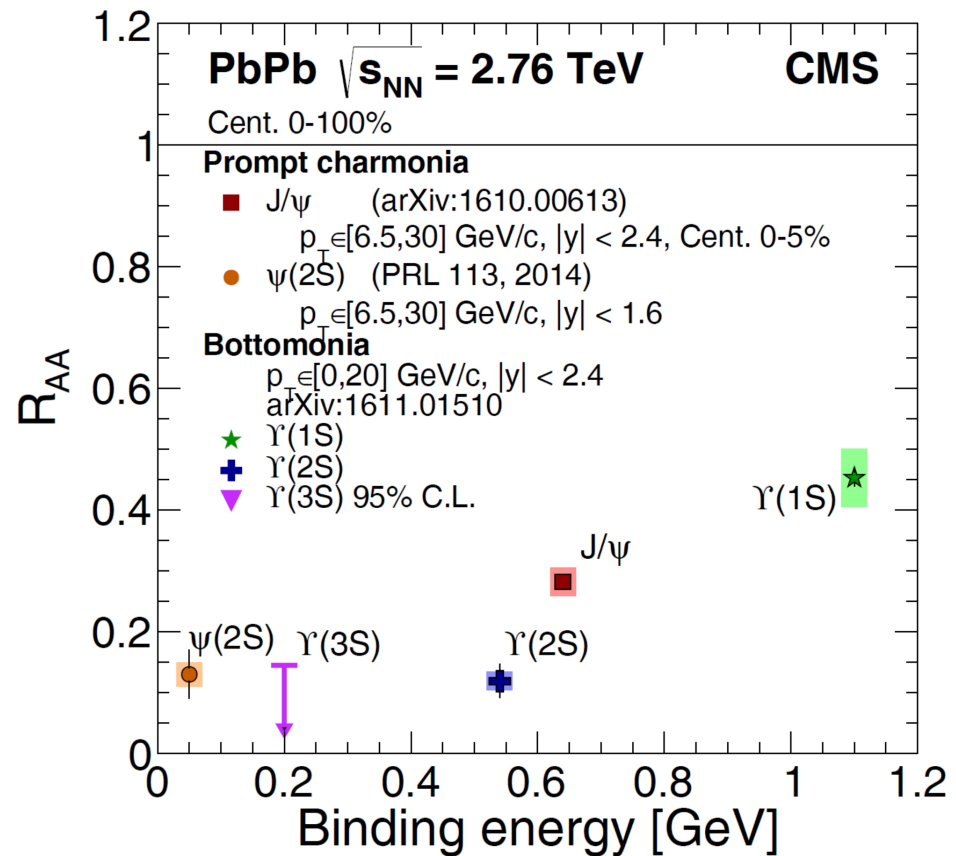
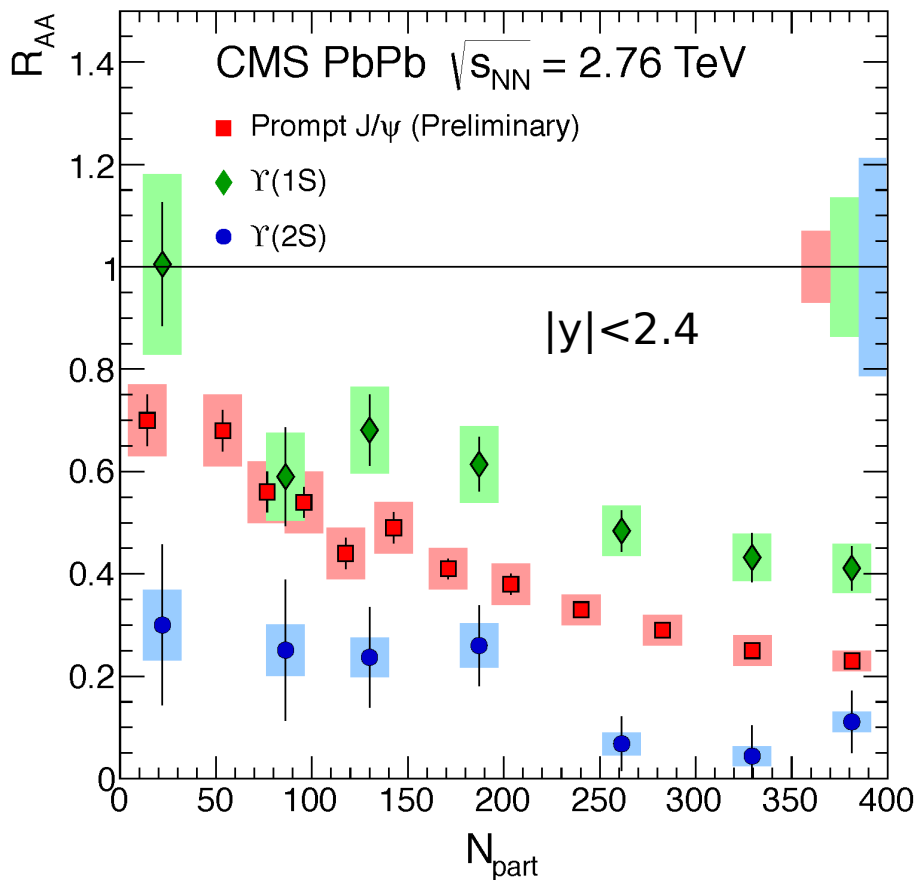
Wyniki STAR Au+Au, 200 GeV, $|y| < 1$, $Y(1S)$, $Y(2S)$ + por. z LHC Pb+Pb, 5.02 TeV → zob. STAR, PRL130 (2023) 11, 112301 [arXiv:2207.06568]

$Y(1S)$ jest b. silnie związany → do badania gorącej QGP



Dla stanów bottomonium, nawet przy energiach LHC, efekty rekombinacji powinny być małe → czystsza próbka do badania sekwencyjnego tłumienia

Czy stany kwarkonium mogą być termometrem QGP ??



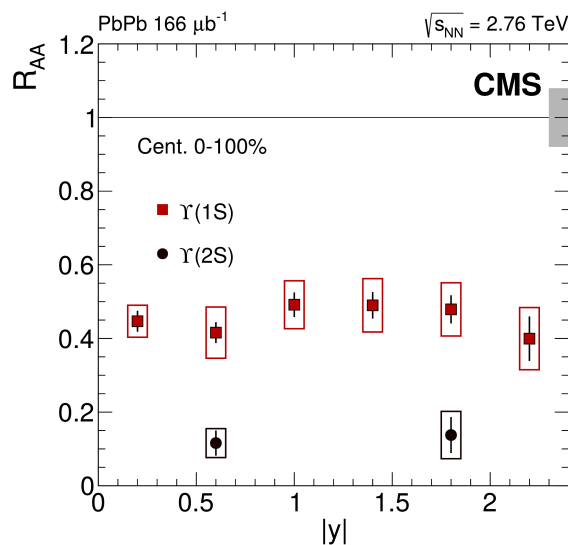
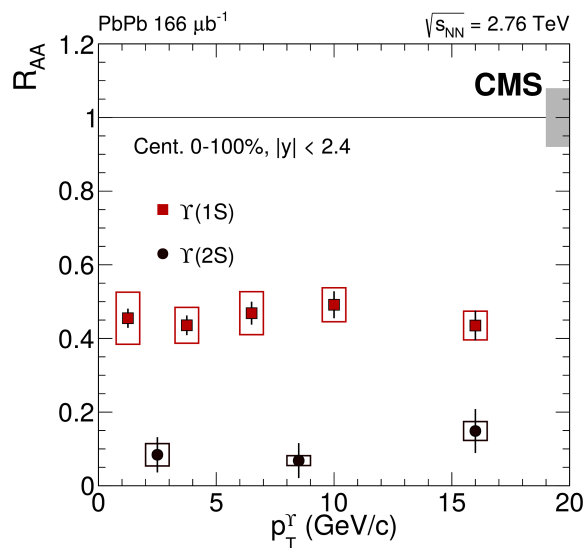
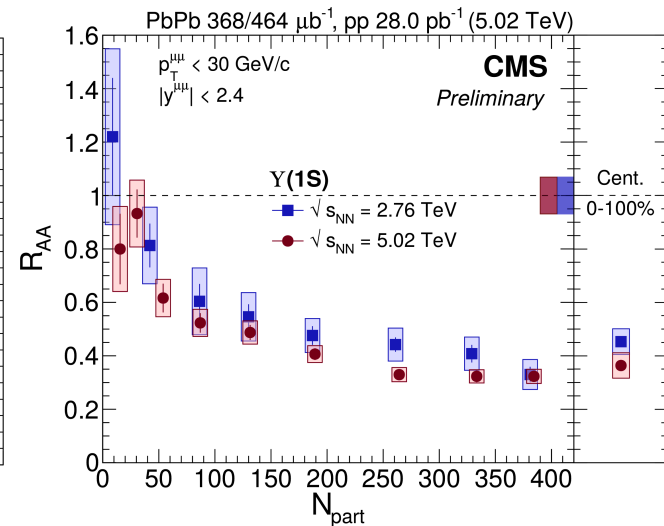
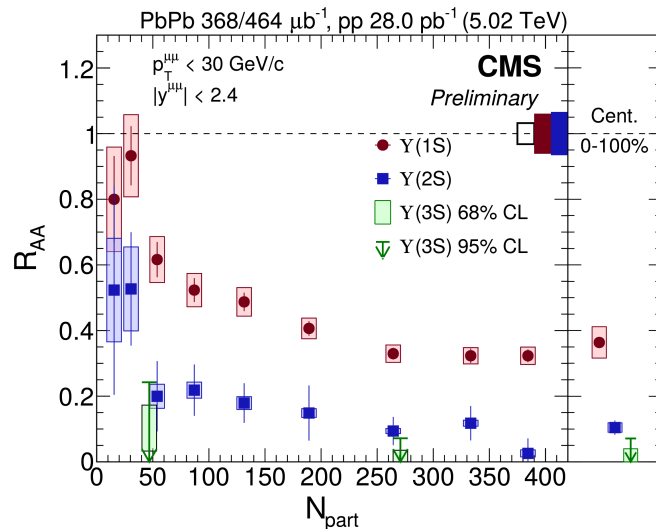
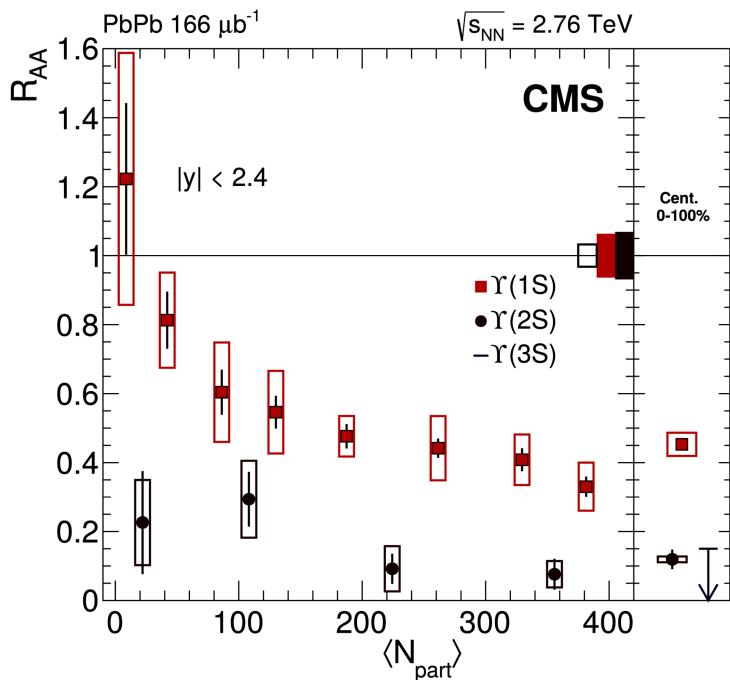
Podobne analizy dla RHIC (200 GeV) → zob. np.
 arXiv:1702.05651; PoS EPS-HEP2017 (2017) 174

Jakościowo → im słabiej związany stan tym mniejsze R_{AA} (łatwiej rozpuścić).

Ilościowo → ciężkie w interpretacji bo trzeba uwzględniać nie tylko mechanizm sekwencyjnego tłumienia (poprzez mechanizm ekranowania Debye'a) ale i mechanizm regeneracji, który może wpływać na produkcję tych wszystkich cząstek (upsylony mogą być czystsza próbka do badania ekranowania bo rekombinacja (b anty-b) jest mała). Do tego trzeba brać pod uwagę poprawki na feed-down

Rys. lewy (arXiv:1301.7550; 1305.5560); Moon & Abdulsalam (for CMS), QM 2014) zawiera nieco starsze wyniki niż rys. prawy (Yen-Jie Lee (for CMS), QM 2017; T. Nidda, Y. Miake, arXiv:2104.11406)

Nowe wyniki CMS – poprawiony algorytm rekonstrukcji mionów + wysokie statystyki referencyjnych danych p+p (2.76 TeV)



Rys. (2.76 TeV) z CMS, PLB 770 (2017) 357 [arXiv:1611.01510]

Wyniki dla 5.02 TeV → zob.:

- NP A967 (2017) 208 [arXiv:1705.05810] – praca przeglądowna z QM 2017
- NP A982 (2019) 120 [arXiv:1807.09938] – praca przeglądowna z QM 2018
- CMS, PL B790 (2019) 270 [arXiv:1805.09215]

Problem 1:

Bardzo istotne jest zrozumienie „normalnej” absorpcji kwarkonium w zimnej materii jądrowej → dedykowane „runy” przy LHC ze zderzeniami p+Pb. Efekty „normalnej” absorpcji są obecnie badane również dla stanów bottomonium

Problem 2:

Zachowanie kwarkoniów z teoretycznego punktu widzenia również nie jest oczywiste

a) **obliczenia na sieciach** sugerowały rozpuszczanie ψ' oraz χ_c już powyżej temperatury uwolnienia T_c a **rozpuszczenie J/ψ dopiero blisko $2T_c$**

b) **większość** (nie wszystkie!) **modeli potencjału** (przegląd w Mocsy, arXiv:0811.0337; zob. też Burnier, Kaczmarek, Rothkopf, arXiv:1509.07366) sugerują **rozpuszczanie J/ψ znacznie bliżej T_c** czyli przy znacznie niższych temperaturach (np. już nieco powyżej T_c)

*) w arXiv:0807.2470 argumentują, że branie jako potencjału $V(r)$ w równaniu Schrodingera wartości $F_1(r)$ ($V=F$) (z lattice) prowadzi do niskich temperatur dysocjacji J/ψ podczas gdy użycie jako potencjału wartości $U(r)$ ($V=U=F+TS$) daje temp. dysocjacji porównywalne z tymi z bezpośrednich obliczeń na sieciach (czyli rzędu $2T_c$)

State	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
$T_d/T_c(V=U)$	2.1	1.16	1.12	>4.0	1.76	1.6	1.19	1.17
$T_d/T_c(V=F)$	1.21	<1.0	<1.0	3.0	1.12	1.08	1.0	<1.0

J. Zhao et al.,
arXiv:2005.08277
(przeglądowa)

Table 6: The quarkonium dissociation temperatures calculated by non-relativistic potential model with internal energy U [9] and free energy F .

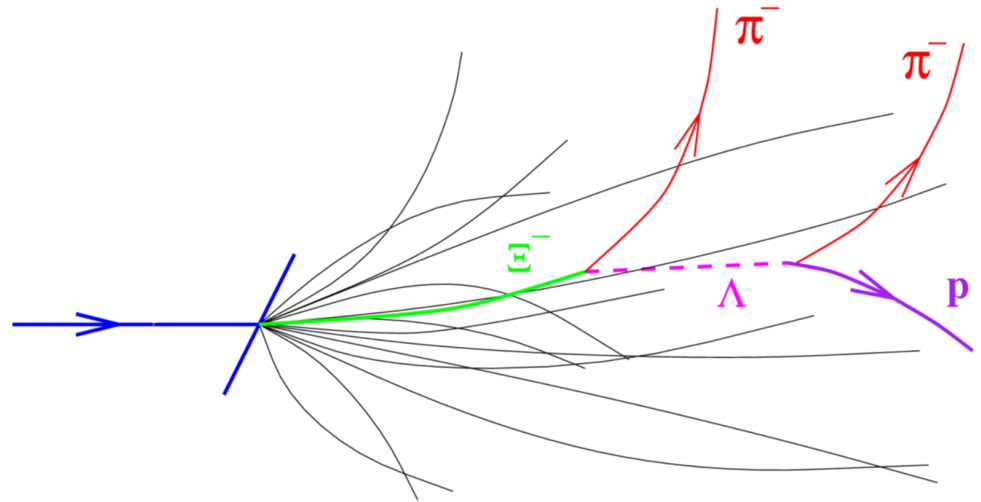
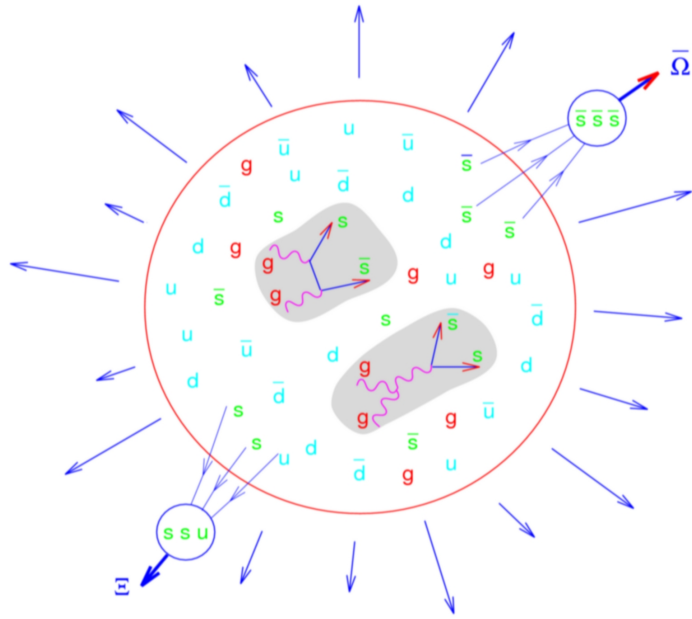
Kij w mrowisko: aktualne obliczenia **lattice** (Lorenz, Sandmeyer, Shu, Ding, Kaczmarek, Ohno, PoS LATTICE2019 (2020) 207 [arXiv:2002.00681]; Phys. Rev. D 104 (2021) 11, 114508 [arXiv:2108.13693]) sugerują, że czarmonium (J/ψ) rozpuszcza się już przy T_c , a jedynie bottomonium (Υ) może przetrwać do $\sim 1.5T_c$

Wzmocnienie produkcji dziwności jako sygnatura QGP

zaproponowane przez J. Rafelski i B. Muller (1982)

przykładowe cząstki dziwne i ich zawartości kwarkowe (q – lekki kwark):

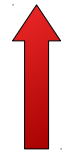
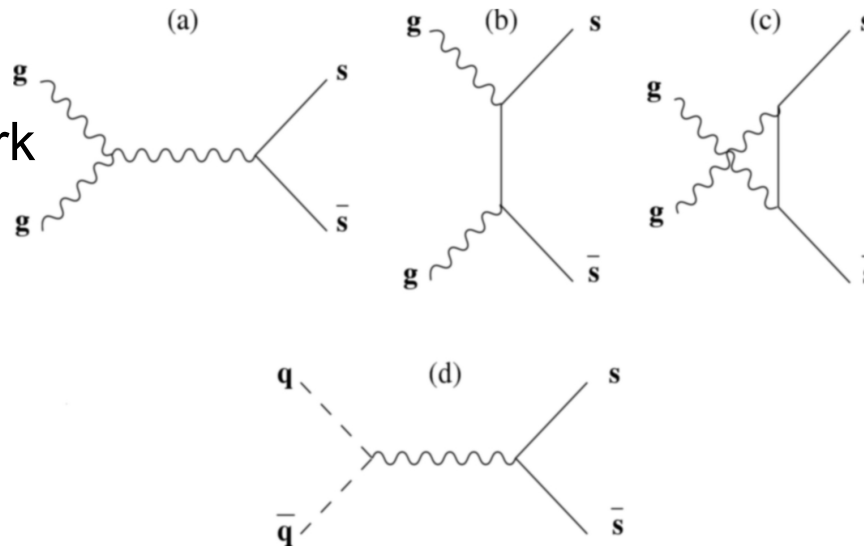
$$\phi(s\bar{s}), K(qs), \bar{K}(\bar{q}s), \Lambda(qqs), \bar{\Lambda}(\bar{q}\bar{q}\bar{s}), \Xi(qss), \bar{\Xi}(\bar{q}\bar{s}\bar{s}), \Omega(sss), \bar{\Omega}(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$$



Rys. J. Rafelski

W QGP pary kwark-antykwar \bar{q} produkują się głównie poprzez fuzję gluonów lub rzadziej (rzędu wielkości mniejszy przekrój czynny) przez anihilację kwarków

$$g+g \rightarrow s\bar{s} \quad q+\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$$



Identyfikacja cząstek wielokrotnie dziwnych bywa procesem skomplikowanym i wieloetapowym

Ilość dziwności produkowanej w zderzeniach stała się obiecującą sygnaturą QGP, bo zawartość dziwności przeżywa hadronizację ze względu na długie czasy słabych rozpadów (głównie w rozpadach słabych dziwność mogłaby być tracona; wpływ silnych procesów anihilacji s+anty-s jest mniejszy) \Rightarrow dlatego rozpatrując zderzenie kwarki dziwne można traktować jako „stabilne”

Przewidziano wzmocnienie produkcji cząstek zawierających kwark 's' w przypadku powstania QGP, bo:

1. przykładowe reakcje odpowiedzialne za tworzenie dziwności w gazie hadronowym:



cząstki dziwne są szczególnie interesujące bo początkowa zawartość dziwności w zderzanych jądrach jest bardzo mała (netto dziwność = 0) \Rightarrow prawie cała obserwowana dziwność to ta nowo wyprodukowana

2. przykładowe reakcje w QGP (fuzja glonów, anihilacja par \Rightarrow próg energetyczny na produkcję dziwności w QGP jest dużo niższy:



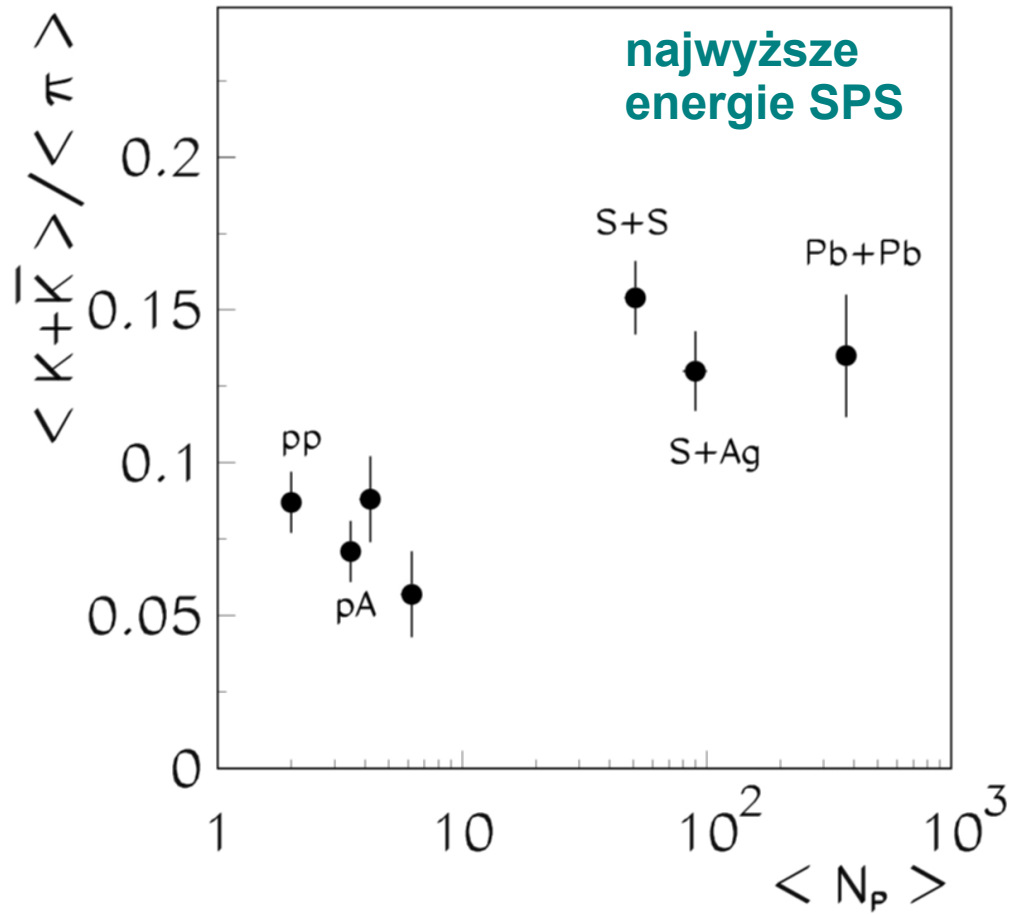
$$\sqrt{s} \simeq 2 m_s \simeq 300 \text{ MeV}^*)$$

redukcja efektywnej masy kwarku dziwnego (przy przejściu do QGP) jest z powodu częściowego odzyskania symetrii chiralnej

*) aktualna wartość m_s to nawet mniej tj. około 93 MeV (PDG 2022)

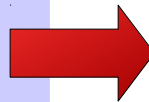
wyprodukowane w plaźmie kwarki 's' nie zanikają (proces anihilacji s+anty-s można zaniedbać) \Rightarrow dziwność przeżywa hadronizację. Kwarki 's' są w momencie hadronizacji zamieniane na cząstki dziwne

Pb+Pb, NA49

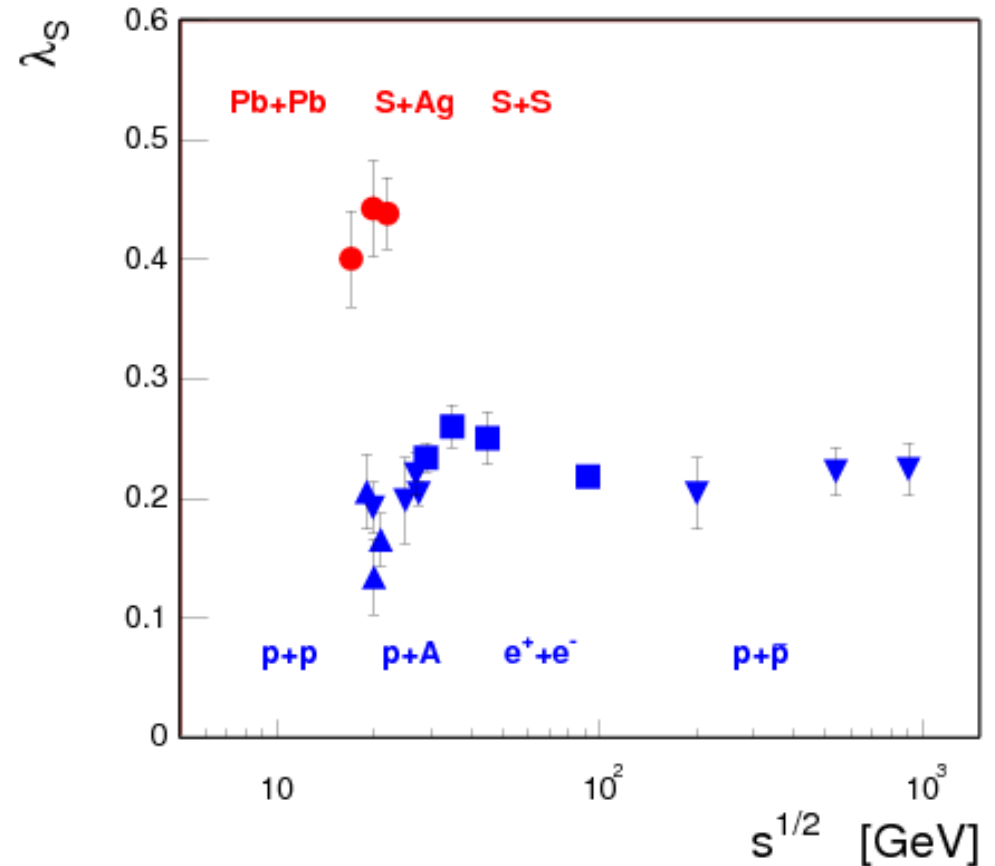


**wzmocnienie widoczne już dla S+S !
czyli dla lekkich systemów**

Wzmocnienie dziwności przy przejściu p+p, p+A do A+A o czynnik około 2, to wzmocnienie silniejsze dla cząstek zawierających więcej niż jeden kwark dziwny



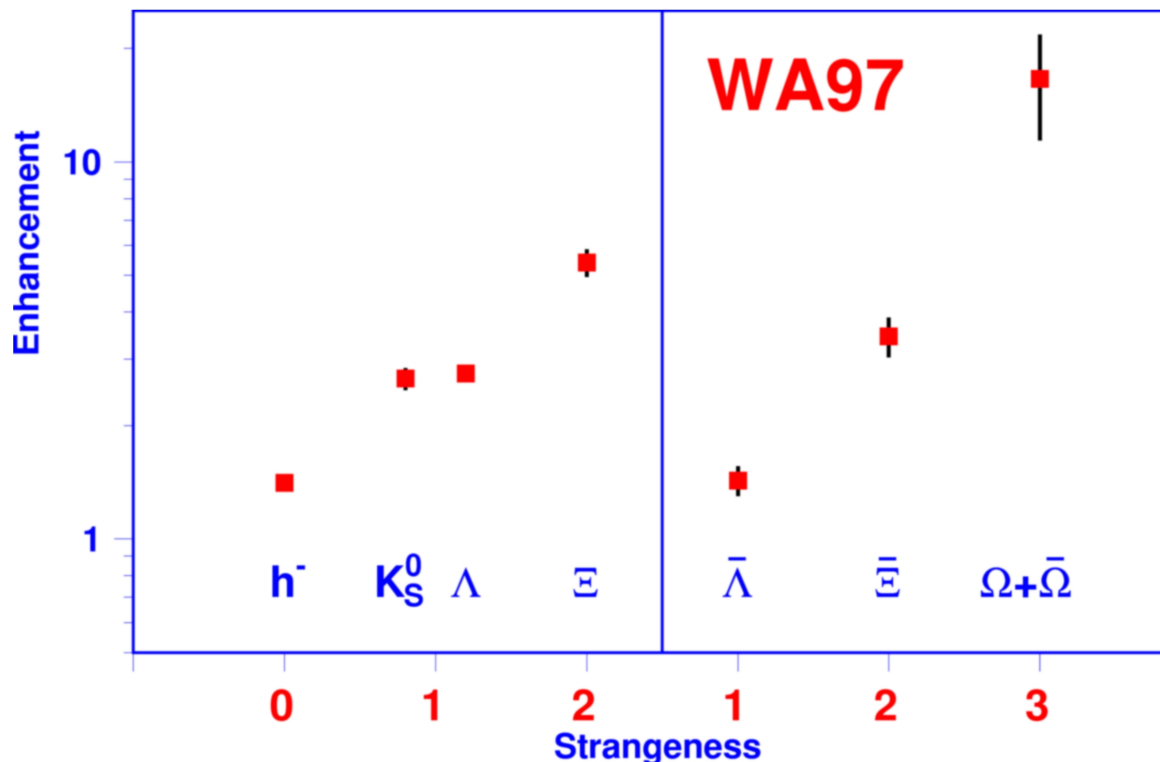
NA49/NA35 Pb+Pb, S+A Total Strangeness Enhancement



$$\lambda_S = \frac{2\langle s+\bar{s} \rangle}{\langle u+\bar{u} \rangle + \langle d+\bar{d} \rangle}$$

Wróblewski factor

Wzmocnienie w stosunku do produkcji cząstek w p+Be (dodatkowo wyniki przeskalowane w przy użyciu liczby zranionych nukleonów)



Dodatkowo, efekt zgodny z przewidywaniami:

większe wzmocnienie dla cząstek wielokrotnie dziwnych – tym większe im większa zawartość kwarku 's'

Tego typu wyniki (m.in. dziwność, J/ψ) pozwoliły na ogłoszenie „odkrycia QGP” w CERN – konferencja prasowa 10 lutego 2000 roku

Ale zawsze istnieją **alternatywne wyjaśnienia ...**

Wyjaśnienie wzmocnienia dziwności w A+A w stosunku do zderzeń elementarnych (p+anty-p i e^+e^-): z natury A+A polega na wielokrotnych oddziaływaniach każdego nukleonu \Rightarrow wielokrotne kolizje nukleonów zarówno z nukleonami jak i nowo wyprodukowanym cząstkami \Rightarrow więcej sposobności żeby zwiększyć zawartość dziwności nawet poprzez kanały hadronowe

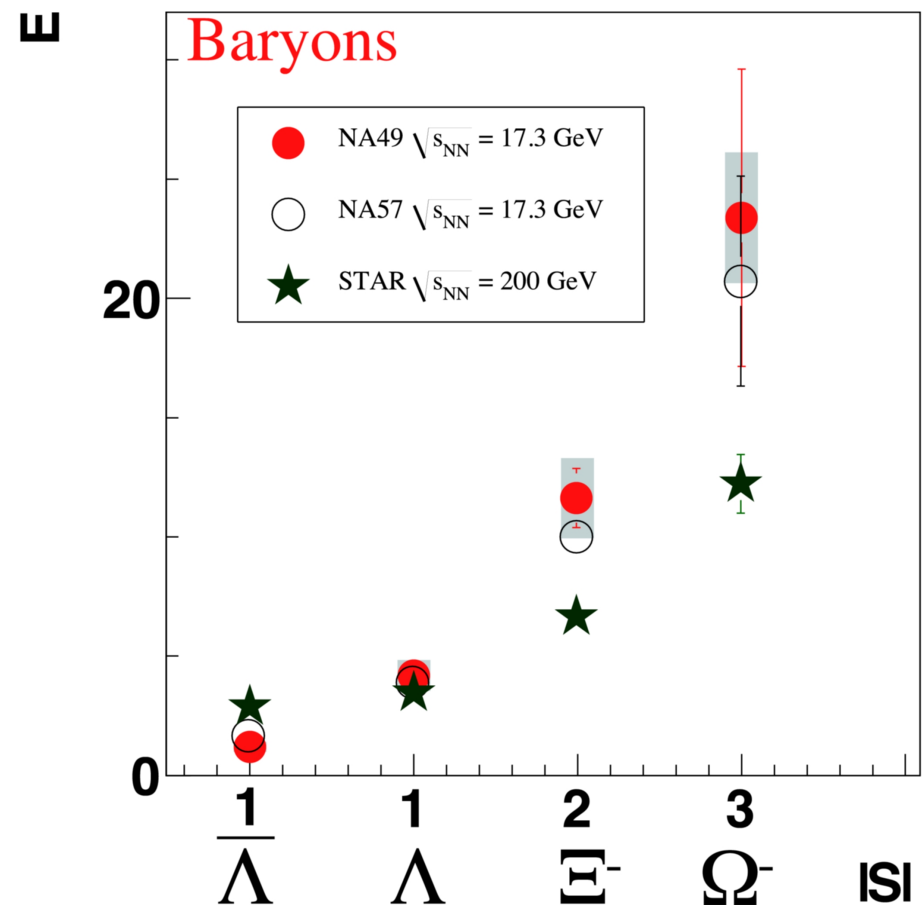
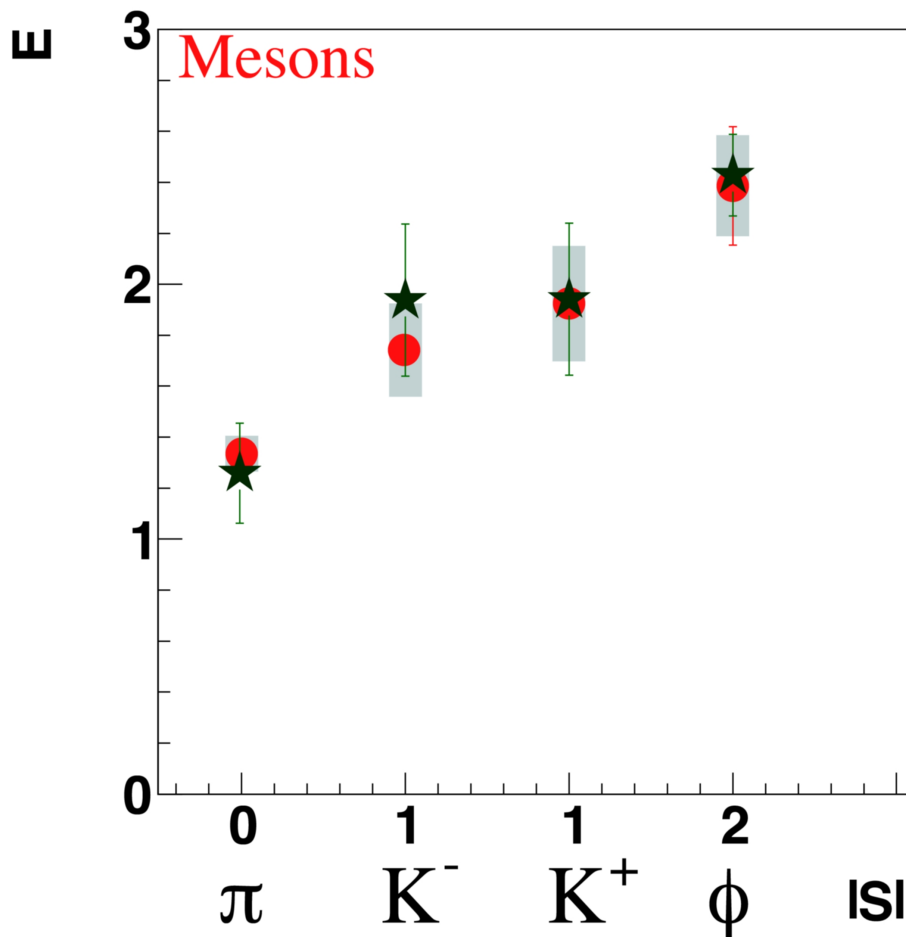
Nowsze wyniki (top SPS i top RHIC)
arXiv:1001.1699 (SQM2009)

Faktor wzmocnienia w funkcji zawartości kwarków 's' przy mid-rapidity ($|y| \leq 0.5$)

Uwaga: NA57 używa jako referencji p+Be zamiast p+p

**widoczna hierarchia:
większe wzmocnienie dla
cząstek wielokrotnie dziwnych
– tym większe im większa
zawartość kwarku 's'**

$$E = \left(\frac{Yield}{\langle N_W \rangle} \right)_{A+A} / \left(\frac{Yield}{2} \right)_{p+p}$$



CERN – konferencja prasowa 10 lutego 2000 roku

(L. Maini – Dyrektor Generalny CERN)

– tuż przed pojawieniem się pierwszych danych z RHIC



“We now have evidence of a new state of matter where quarks and gluons are not confined (...) The challenge now passes to the Relativistic Heavy Ion Collider at the Brookhaven National Laboratory and later to CERN's Large Hadron Collider.”

“a compelling evidence now exists for the formation of a new state of matter at energy densities about 20 times larger than in the center of atomic nuclei and temperatures about 100000 times higher than in the center of the sun”

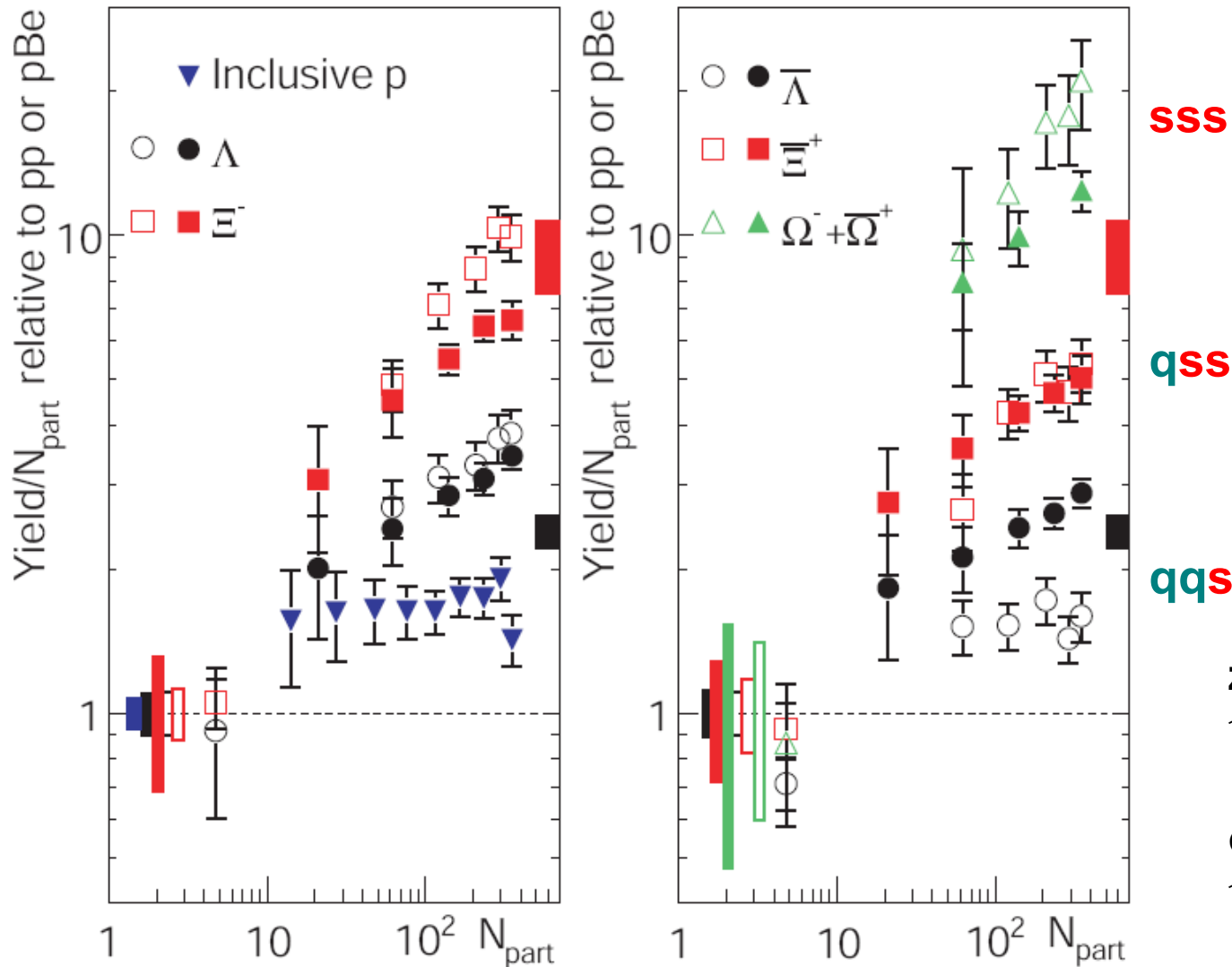
→ wnioski były oparte o 3 główne obserwowalne eksperymentalne: wzmocnienie dziwności, anomalne tłumienie J/Ψ , produkcja par leptonowych o małych masach („rozpuszczanie” ρ). Te 3 sygnały najbardziej przypominały przewidywane cechy QGP: termalizacja, uwolnienie, odzyskanie symetrii chiralnej

To oświadczenie było poprzedzone 15-letnimi analizami w wielu eksperymentach ciężkojonowych przy CERN SPS (NA44, NA45, NA49, NA50, NA52, WA97 / NA57 i WA98)

... „czystych” dowodów jednak nie było ...
zapropozowane i zaobserwowane sygnatury QGP w większości przypadków dały się wyjaśnić również przy użyciu konwencjonalnych modeli
... chociaż zwykle były to różne modele dla różnych sygnatur ...



Późniejsze wyniki – przy SPS i RHIC również pokazały tym większe wzmocnienie produkcji cząstek dziwnych im więcej kwarków 's' (anty-s) zawiera cząstka



STAR
B. Abelev et al.,
arXiv:nucl-ex/0705.3371
(and references therein)

NA57
F. Antinori et al.,
Nucl. Phys. A698 (2002),
118c.

SSS

qSS

qqS

zamknięte symbole – RHIC

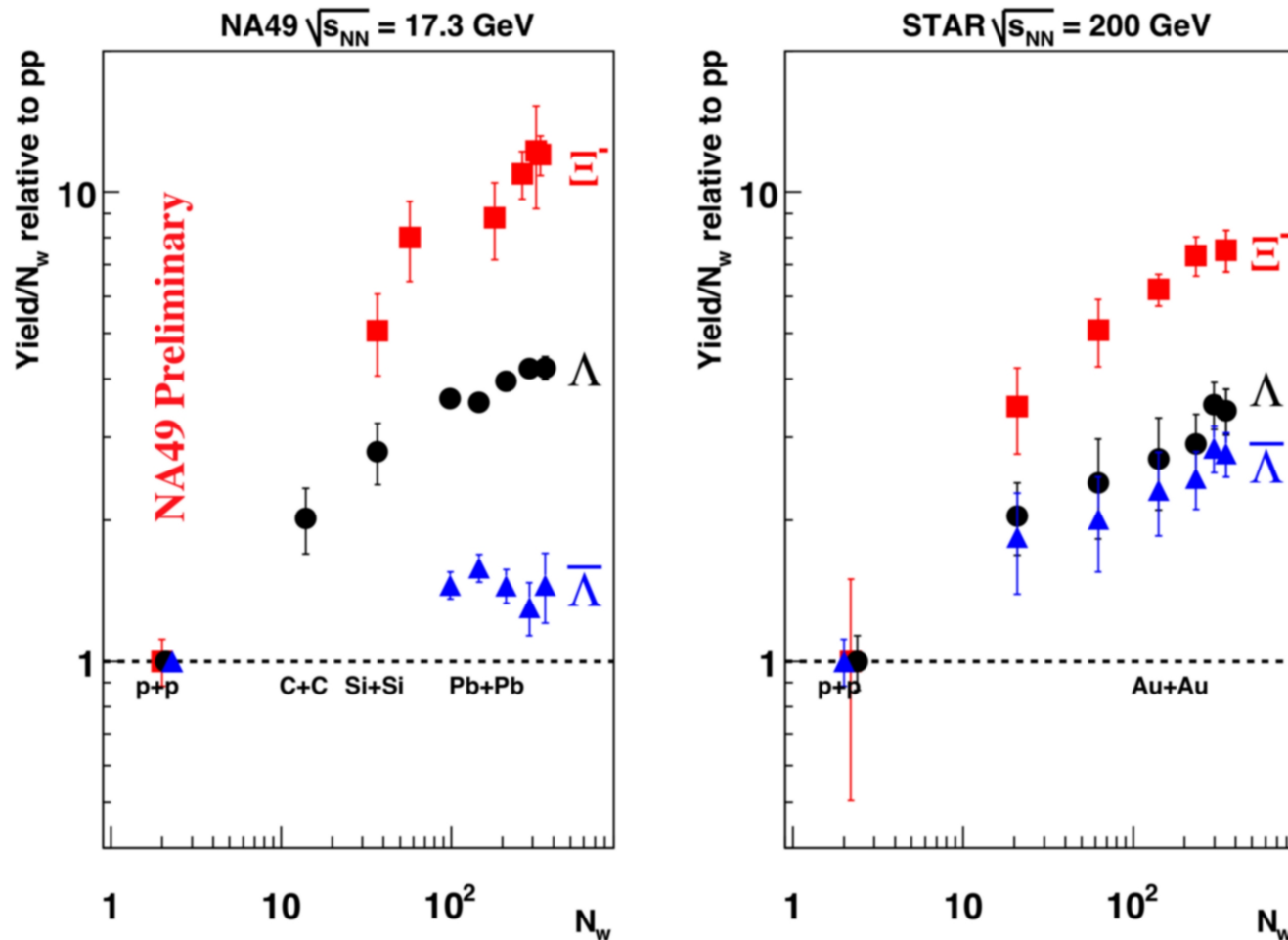
$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (Au+Au)

otwarte symbole – SPS

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

Ciekawostka: **wzmocnienie dla A+A przy top SPS jest na podobnym poziomie (a nawet bywa wyższe) jak przy top RHIC**

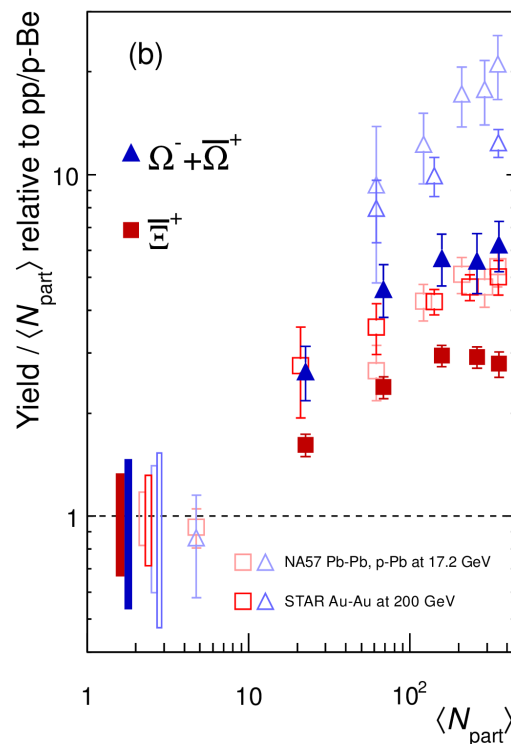
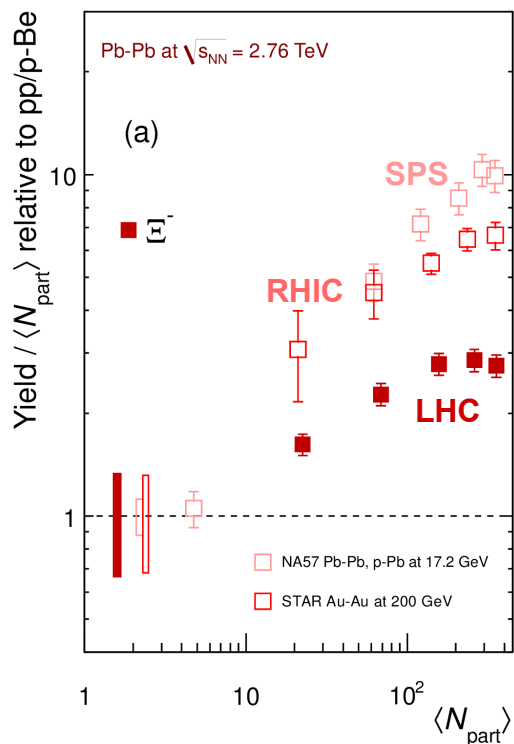
Podobne wyniki co na pop. stronie NA57 pokazał również NA49



- wzmożenie produkcji przy przejściu do bardziej centralnych
- pokazane tu wzmożenie jest silniejsze dla SPS niż dla RHIC!
- wyniki LHC (ALICE, PL B728, 216 (2014) – następna strona) potwierdzają, że **relatywne wzmocnienie wielokrotnie dziwnych cząstek rośnie ze wzrostem N_w ale spada (!!) ze wzrostem energii** top SPS → RHIC → LHC

$$Enhancement = \left(\frac{Yield}{N_w} \right)_{A+A} / \left(\frac{Yield}{N_w} \right)_{p+p}$$

Mitrovski (for NA49)
CPOD 2008



← ALICE, PL B728, 216 (2014)

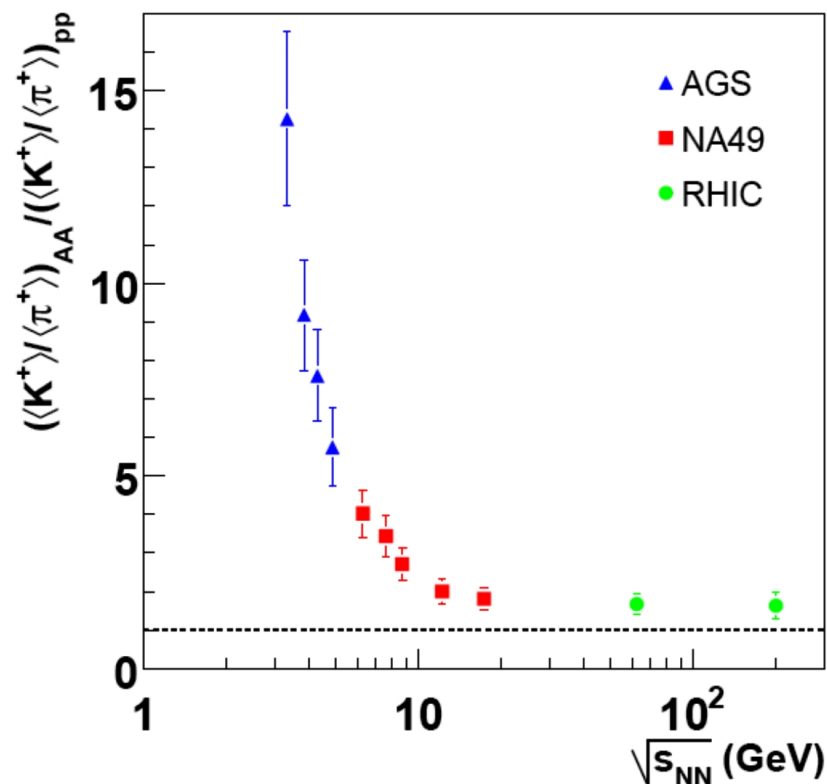
zob. też przeglądową pracę o dziwności C. Blume, arXiv:1710.07508

Rys. prawy:

Kompilacja z późniejszymi wynikami NA49 dla skaningu z energią pokazała, że:

- wzmocnienie dziwności w centralnych danych A+A jest obserwowane dla wszystkich energii, począwszy od AGS !!
- to wzmocnienie jest nawet silniejsze dla niższych energii; a przy energiach AGS nie spodziewamy się produkcji QGP...

APP B42 (2011) 307 [arXiv:1006.1765]



no to jak prosta obserwabla wzmocnienia dziwności ma być sygnaturą QGP ??

Dotychczasowe obserwacje:

1. Gęstości energii i temperatury (wykład 9) osiągane w eksperymentach przy SPS wydają się pozwalać na produkcję QGP we wczesnym stadium zderzenia
2. Wyniki SPS dotyczące m.in. produkcji ukrytego powabu (J/Ψ), dziwności, wzmocnienia dileptonów o małych masach, etc. doprowadziły do ogłoszenia na konferencji prasowej w CERN odkrycia nowego stanu materii – QGP
3. Pytanie: czy te sygnatury były wystarczające skoro:
 - a) w świetle późniejszych danych z RHIC produkcja ukrytego powabu (J/Ψ) jest na podobnym poziomie przy SPS i RHIC
 - b) dziwność przy SPS była wzmocniona już dla danych S+S (λ_s), czy tam też spodziewamy się plazmy?? → **wzmocnienie dziwności pojawiające się w zderzeniach A+A nie może być traktowane jako jednoznaczna i unikalna sygnatura plazmy!**
4. Pytanie: **jeśli mimo ww. niejasności wierzyć, że przejście do QGP ma miejsce przy energiach SPS to przy jakiej DOKŁADNIE energii?**

Odpowiedź daje **Model Statystyczny Wczesnej Fazy** (*Statistical Model of the Early Stage, SMES*) oraz wyniki z eksperymentu NA49

Przewidywania **SMES** (model termodynamiczny)

M. Gaździcki, M. Gorenstein, Acta Phys. Polon. B30, 2705 (1999)

Założenia modelu:

- Przejście do QGP ma miejsce między energiami AGS a top SPS $\sqrt{s_{NN}}$ około 7 GeV
- Zakłada się przejście fazowe I rodzaju w całym obszarze μ_B (do obliczeń wykorzystano „model worka”; założone równanie stanu gdzie mamy tylko przejście fazowe I rodzaju)
- **Fazy: confinement → mixed phase → deconfinement** (charakterystyczne dla przejścia I rodzaju). Temperatura fazy mieszanej (temperatura hadronizacji) to $T_c = 200$ MeV (parametr modelu)
- Kwarki i gluony w początkowej fazie są w równowadze termicznej
- **Liczba wewnętrznych stopni swobody (g) wzrasta przy uwolnieniu (QGP) z powodu aktywacji partonowych stopni swobody**
- Entropia w stanie końcowym jest proporcjonalna do całkowitej liczby pionów (w zderzeniach wysokich energii, ciężkojonowych entropia jest niesiona głównie przez piony)
- **Całkowita liczba utworzonych kwarków dziwnych (ogólnie ciężkich zapachów) oraz całkowita entropia są takie same przed i po hadronizacji (założenie modelu)! – wytworzona w QGP entropia nie może ulec zmniejszeniu przy ponownym przejściu do stadium hadronów**

Niewrażliwość na procesy ekspansji i hadronizacji \Rightarrow analiza produkcji cząstek w stanie końcowym niesie informację o początkowym stadium (*early stage*).

Model SMES daje jakościowe i ILOŚCIOWE przewidywania dotyczące produkcji pionów, kaonów.

Przykłady przewidywań:

1. **Struktura typu 'kink'** – całkowita entropia do liczby nukleonów uczestniczących w zderzeniu A+A w funkcji energii (zmienna F) \rightarrow powinna wzrastać liniowo z energią (F). Nachylenie tego wzrostu powinno być proporcjonalne do $g^{1/4}$, gdzie g jest efektywną liczbą wewn. stopni swobody w początkowej fazie. Liczba g jest większa w QGP niż w gazie hadronowym \Rightarrow wzrost nachylenia prostej przy przejściu do QGP

$$\text{Zmienna Fermiego } F \equiv \left[\frac{(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)^3}{\sqrt{s_{NN}}} \right]^{1/4} \quad F \simeq \sqrt{\sqrt{s_{NN}}}$$

2. **Struktura typu 'step'** – temperatura w funkcji energii. Zgodnie z przybliżeniem hydrodynamicznym temperatura w „czystych” fazach uwięzienia lub uwolnienia (poza obszarem przejścia fazowego) powinna wzrastać z gęstością energii (czyli również z energią zderzenia). Dla mieszanej fazy nie powinna zależeć od energii. W SMES zakłada się, że wewnątrz obszaru przejścia fazowego T (hadronizacji, fazy mieszanej) $= T_c = 200 \text{ MeV} \Rightarrow$ może się przekładać na „plateau” w zależności temperatury wymrożenia termicznego (lub *inverse slope* w rozkładzie m_T) od energii (F)

SMES przewiduje przejście fazowe dla $2.23 < F < 2.90 \text{ GeV}^{1/2}$ ($p_{\text{lab}} 30A\text{--}64A \text{ GeV}/c$)

Jeśli założyć $T_c 170\text{--}200 \text{ MeV}$ to przejście fazowe dla $p_{\text{lab}} 15A\text{--}60A \text{ GeV}/c$

... i najbardziej spektakularna:

3. **Struktura typu 'horn'** – stosunek dziwności do entropii w funkcji energii → powinien mieć ostre maksimum w okolicy energii przejścia fazowego (niskie energie SPS)

• przewidywania SMES dla **idealnego gazu bezmasowych cząstek**:

dziwność/entropia = $\frac{1}{4} g_s/g$, gdzie g i g_s to odpowiednio całkowita i dziwności liczba stopni swobody. Oczekuje się g_s/g około 0.5 dla fazy hadronowej i 0.22 dla QGP ⇒ przejście od fazy bezmasowych hadronów do bezmasowych kwarków (QGP) to spadek stosunku dziwność/entropia o czynnik około 2

• **dla masowych cząstek/kwarków** już nie jest tak prosto → numeryczne obliczenia biorące pod uwagę:

- zmianę liczby stopni swobody

- zmianę (redukcję) masy nośników dziwności w QGP ($m_{K, \Lambda} \rightarrow m_s$)

dają ostatecznie: **gwałtowny wzrost dziwność/entropia z energią dla niskich energii z maksimum na początku fazy mieszanej** (wzrost dla $T < T_c$ bo nośniki dziwności mają duże masy).

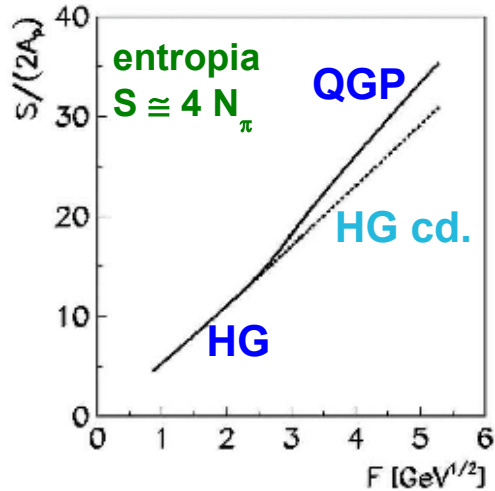
Wzrastająca w fazie mieszanej zawartość QGP prowadzi do **spadku stosunku dziwność/entropia aż do wartości charakterystycznej dla QGP. Dla wyższych energii (już czysta QGP)** z powodu niskiej masy kwarku 's' **jedynie bardzo słaba zależność dziwność/entropia od energii** (dla małych mas nośników dziwności $m_s < T$, produkcja dziwności jest w

przybliżeniu proporcjonalna do entropii i dlatego dziwność/entropia w QGP jest prawie niezależny od energii)

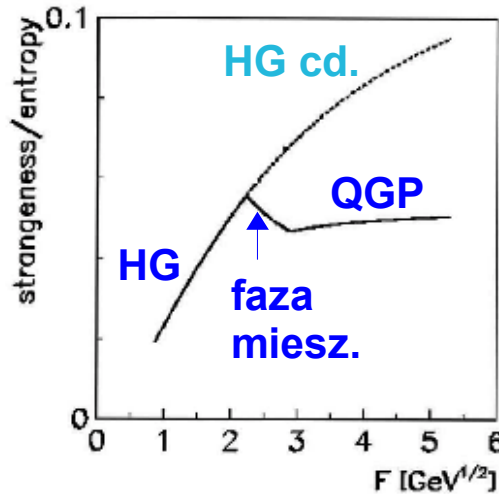
Przewidywania modelu SMES dotyczące produkcji entropii (piony), dziwności oraz temperatury

$$F \simeq \sqrt{\sqrt{S_{NN}}}$$

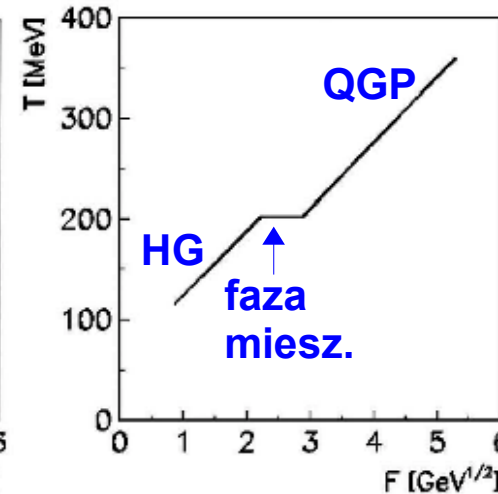
“kink”



“horn”

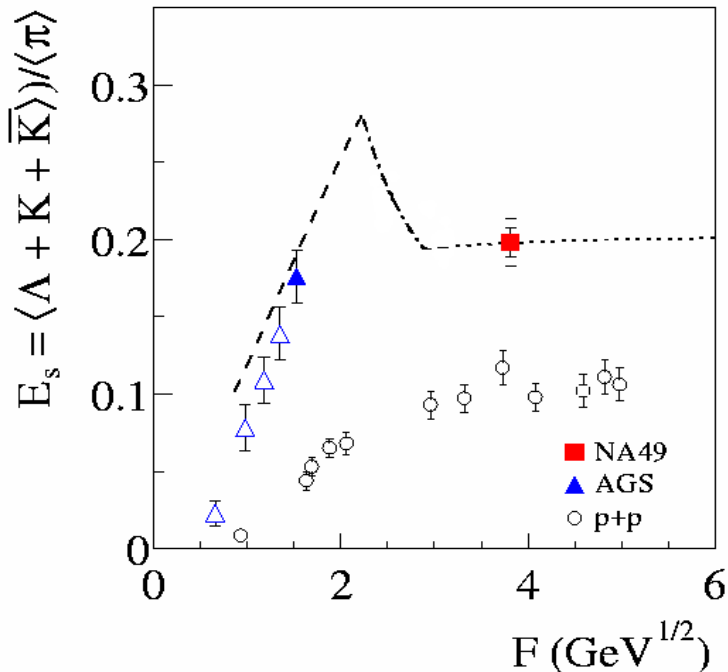


“step”



Do przewidywań SMES założono przejście fazowe dla energii w środku masy = 7 GeV (na N+N)

Te „dziwne” kształty \Leftarrow inna liczba stopni swobody w QGP i gazie hadron.



A_p – liczba nukleonów z jednego jądra

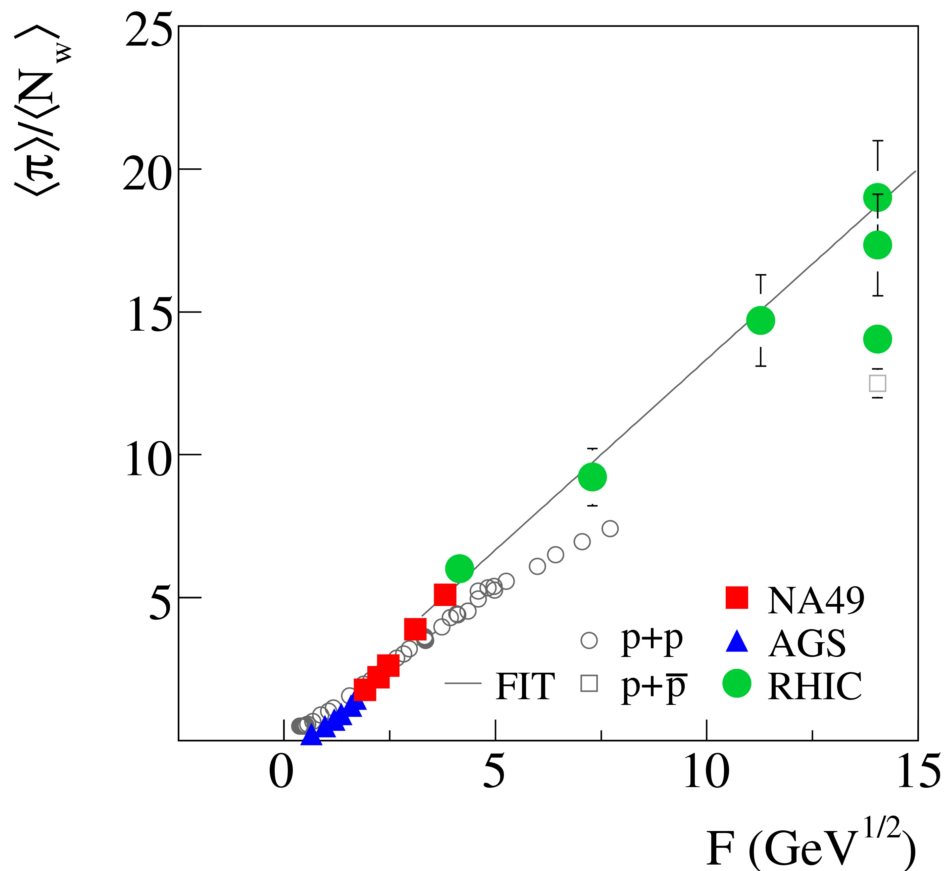
NA49: stosunek produkcji cząstek zaw. kwark **s** i **anty-s** do pionów w funkcji energii zderzenia ok. dwadzieścia lat temu \rightarrow zaraz po pojawieniu się modelu SMES (model jest predykcją – b. rzadkie w fizyce cząstek) \Rightarrow dane + SMES = motywacja do rozszerzenia programu NA49 na niższe energie



AGS

SPS

RHIC



Dane z NA49

PR C77, 024903 (2008) [arXiv:0710.0118]

$$\langle \pi \rangle = 1.5 (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle)$$

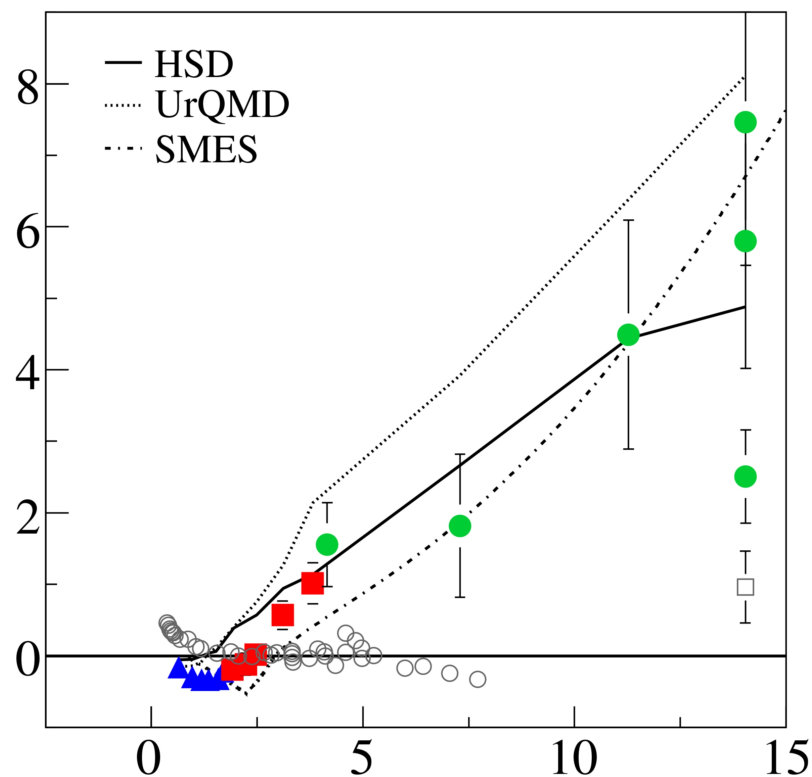
$$\text{Zmienna Fermiego } F \equiv \left[\frac{(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)^3}{\sqrt{s_{NN}}} \right]^{1/4}$$

AGS

SPS

RHIC

AA-pp_{FIT}



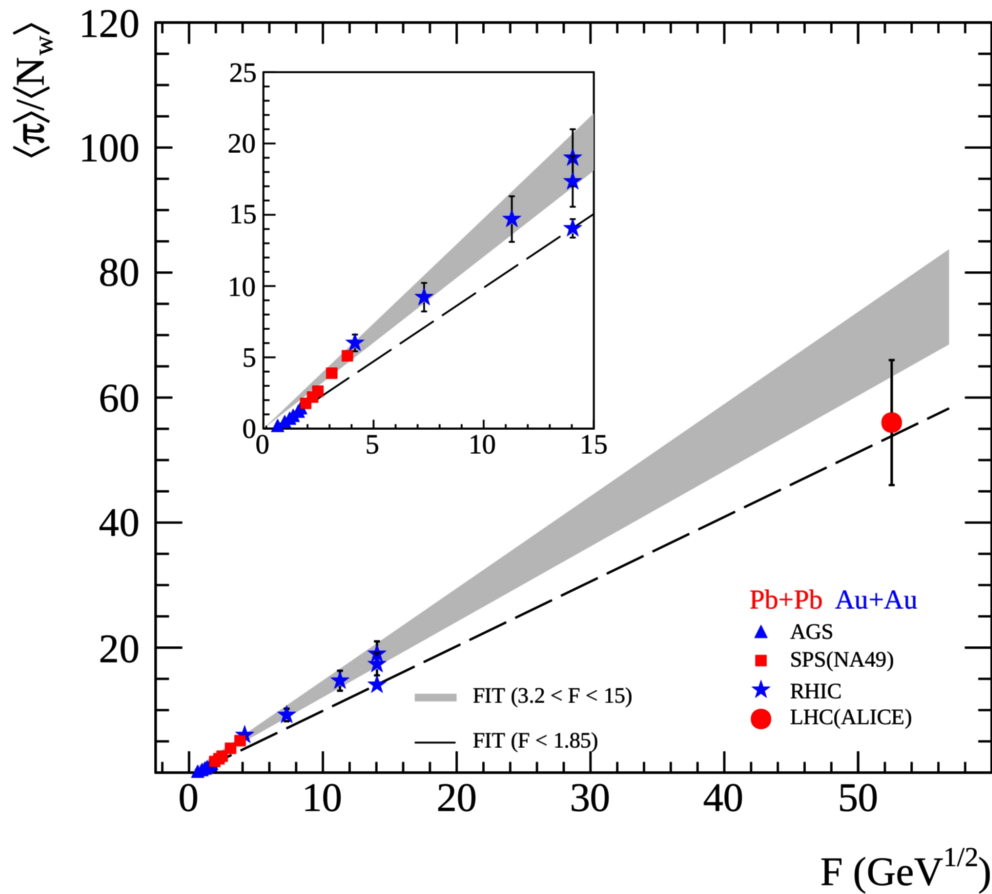
$$F \approx \sqrt{\sqrt{s_{NN}}}$$

F ($\text{GeV}^{1/2}$)

Zakładamy proporcjonalność krotności pionów do entropii we wczesnym stadium
 Krotność pionów (miara entropii) w funkcji F zmienia nachylenie pomiędzy AGS i top SPS (około $30A$ GeV). Kąt nachylenia bezpośrednio związany z liczbą stopni swobody \Rightarrow zmiana liczby stopni swobody \Rightarrow QGP

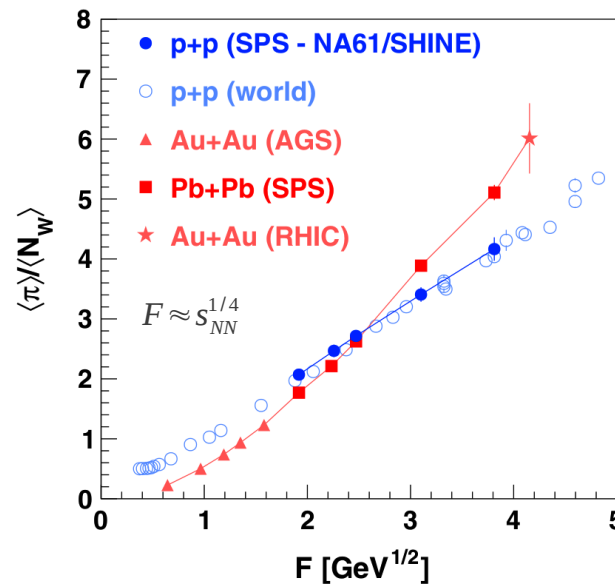
Dane N+N – kąt nachylenia cały czas taki sam mimo wzrostu energii

Weryfikacja struktury "kink" w NA49 oraz interpretacji SMES przez eksperymenty STAR i ALICE



$$\frac{\langle \pi \rangle}{\langle N_W \rangle} \sim (ndf)^{1/4} F$$

Punkt LHC, w granicach dużej niepewności, jest zgodny z ekstrapolacją od energii top SPS i RHIC



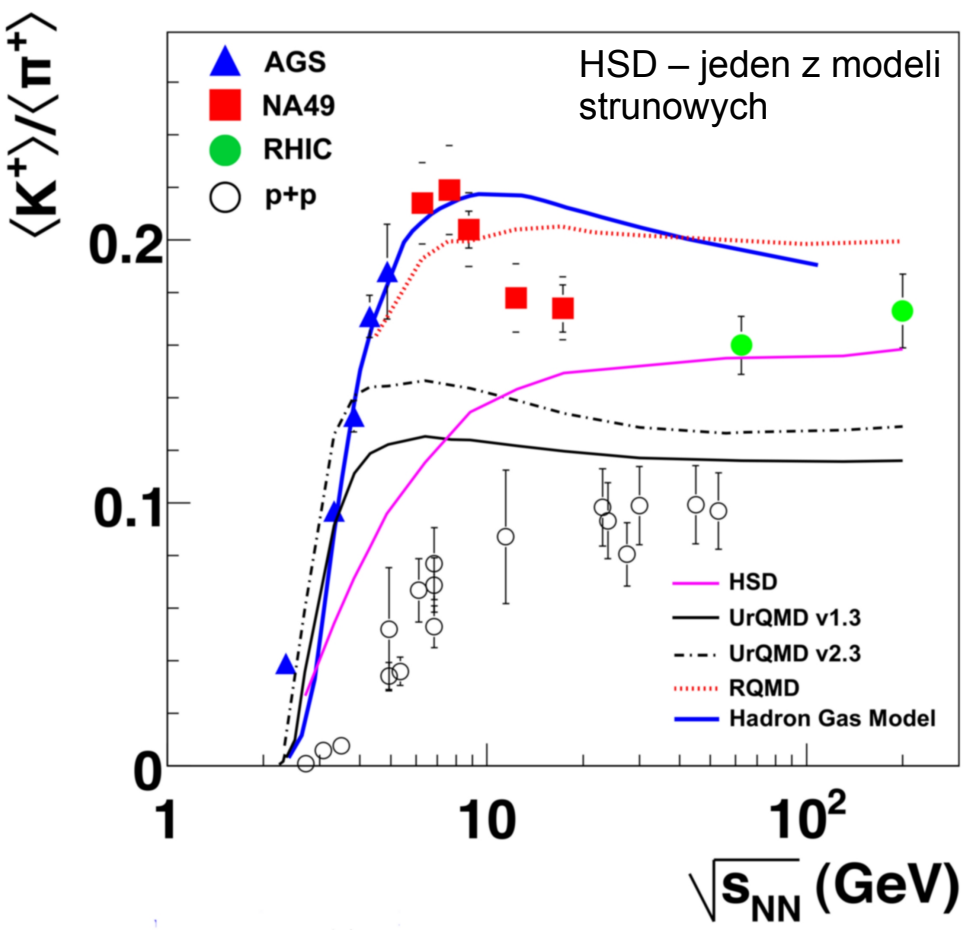
EPJ C74, 2794 (2014);
 dane NA61 Be+Be oraz Ar+Sc
 → zob. slajdy dodatkowe lub
 arXiv:1704.08071 (QM 2017)

Punkt ALICE: krotności pionów na podstawie pomiarów krotności cząstek naładowanych. Szczegóły w: Rustamov, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=144745>

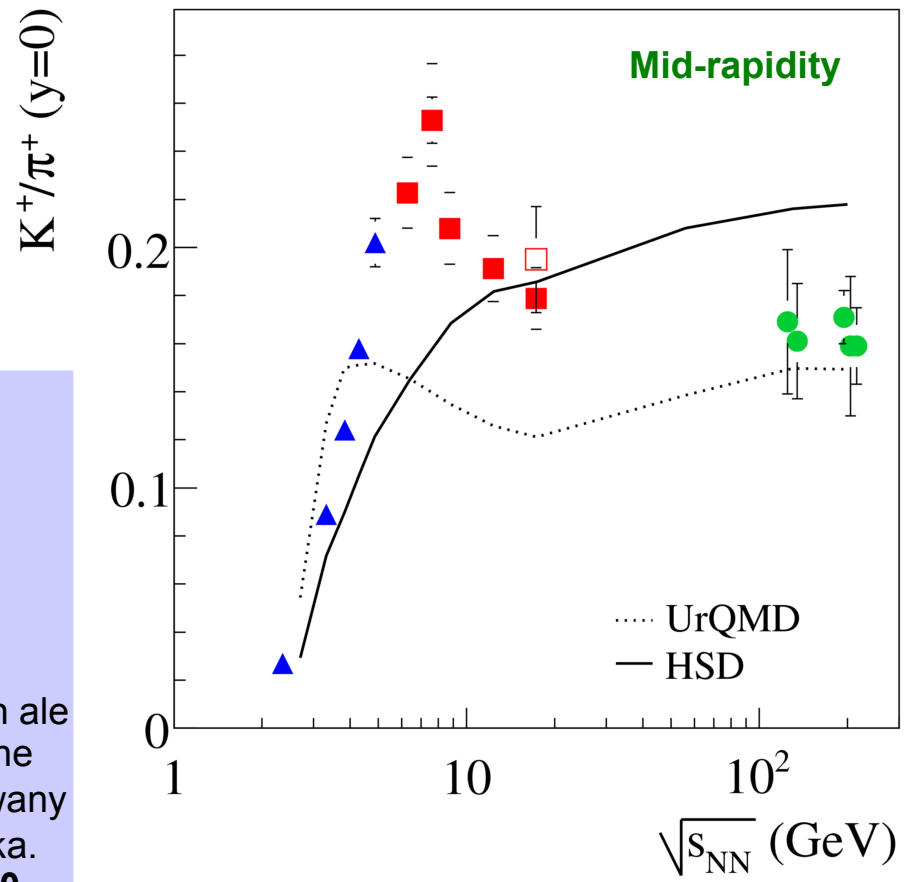
← Mitrovski, CPOD 2008; SQM 2009

HSD: Bratkovskaya et al.: PRC 69 (2004) 054907
 UrQMD: Bleicher et al.: arXiv:0805.0567
 RQMD: Sorge et al.: NPA 498 (1989) 567
 Hadron Gas: Cleymans et al.: PRC 60 (1999) 054908

Dane z NA49
 arXiv:0710.0118

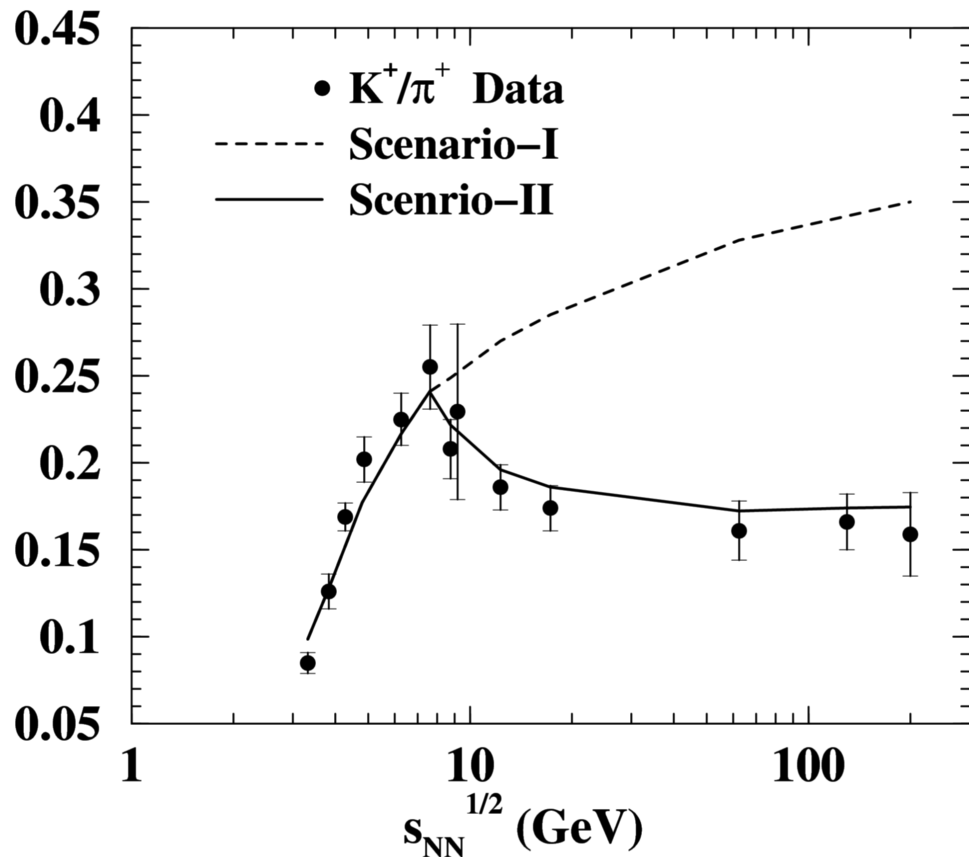


AGS SPS RHIC

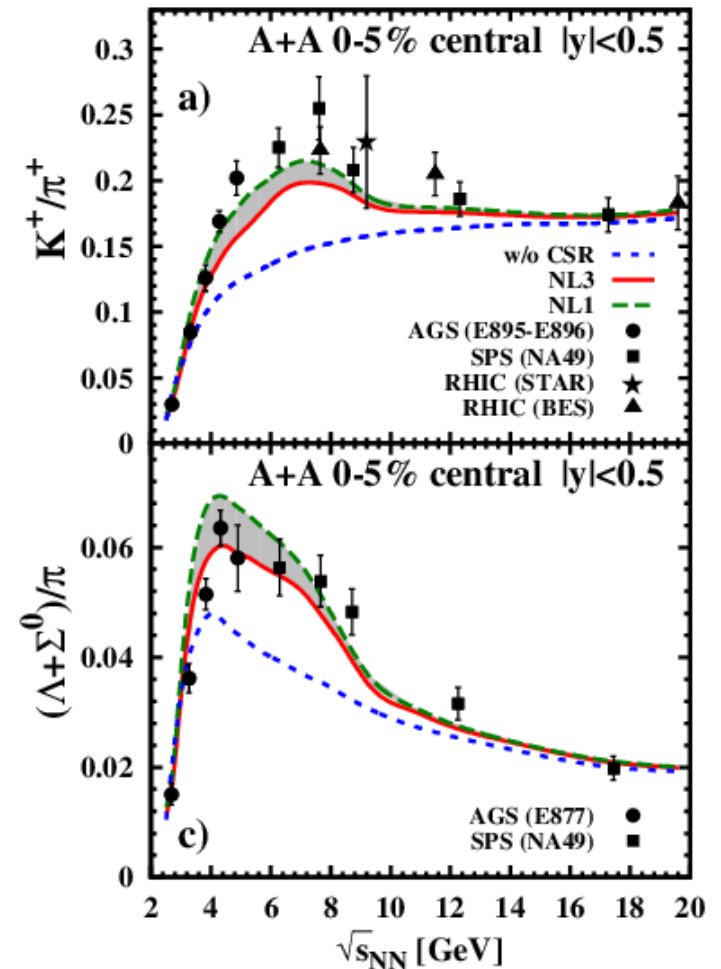


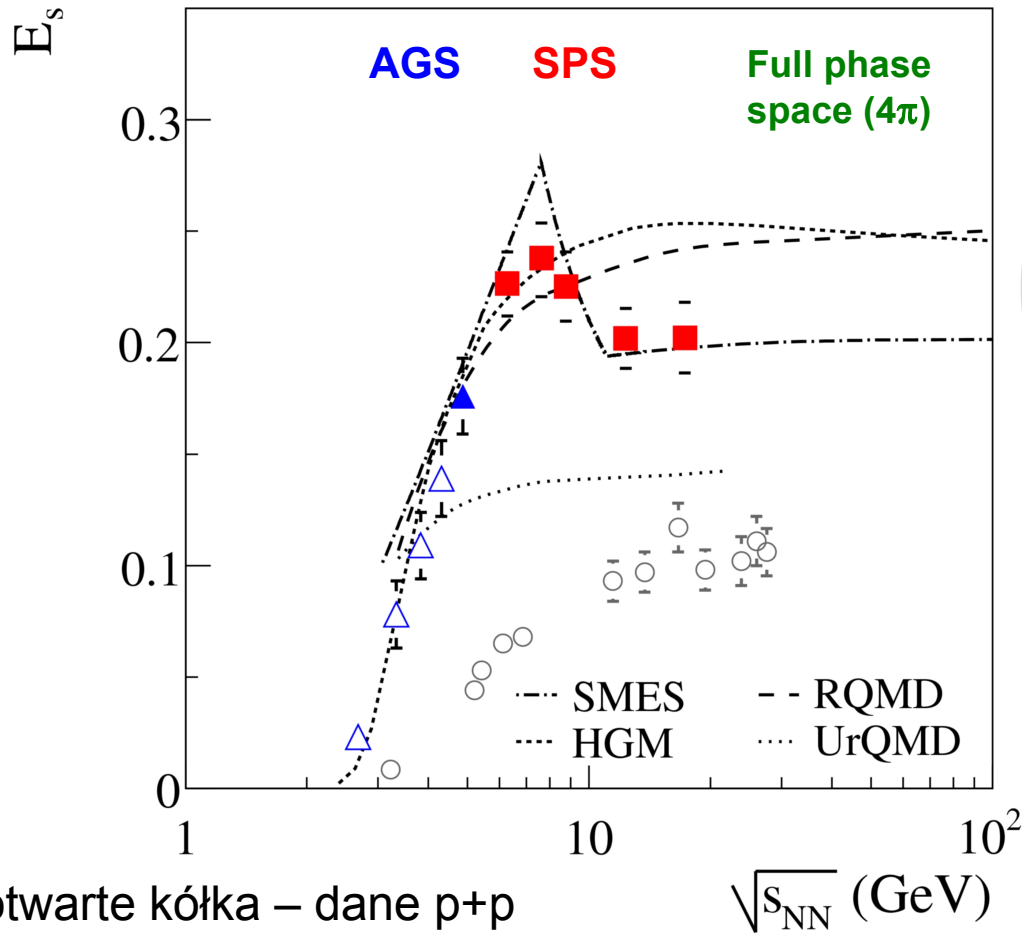
Produkcja kaonów dodatnich w stosunku do pionów dodatnich w zależności od energii dla akceptancji 4π oraz w okolicy mid-rapidity
 Żaden z dostępnych (na rys.) modeli nie opisuje prawidłowo danych *)
 *) pojawił się również “update” modelu stat. gazu hadronowego (Andronic et al. arXiv:0812.1186) który opisuje trend z danych ale uwzgl. w fitach również niemierzone (!) a jedynie ekstrapolowane ciężkie rezonanse (powyżej 3 GeV) oraz mezon σ który traktowany jest przez PDG 2008 jako kontrowersyjna (hipotetyczna) cząstka. Zob. również inne modele HRG: arXiv:1904.00959, 2108.10320 oraz model SU(3) PNJL: PR C99 (2019), 045201 opisujące “horn”

W 2010 pojawiła się praca J. K. Nayak et al. arXiv:1006.2972 w której struktura niemonotoniczna “horn” w $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ jest opisywana w ramach modelu mikroskopowego. Żeby tę strukturę opisać **model zakłada powstawanie fazy partonowej dla energii zderzenia powyżej $\sqrt{s_{NN}} = 8.76$ GeV** (scenariusz II). Jeśli taki stan partonowy nie jest zakładany to model pokazuje jedynie monotoniczny wzrost (scenariusz I). Uwaga: niemonotoniczna zależność w funkcji energii pokazana również dla Λ/π (zob. arXiv:1101.3187)



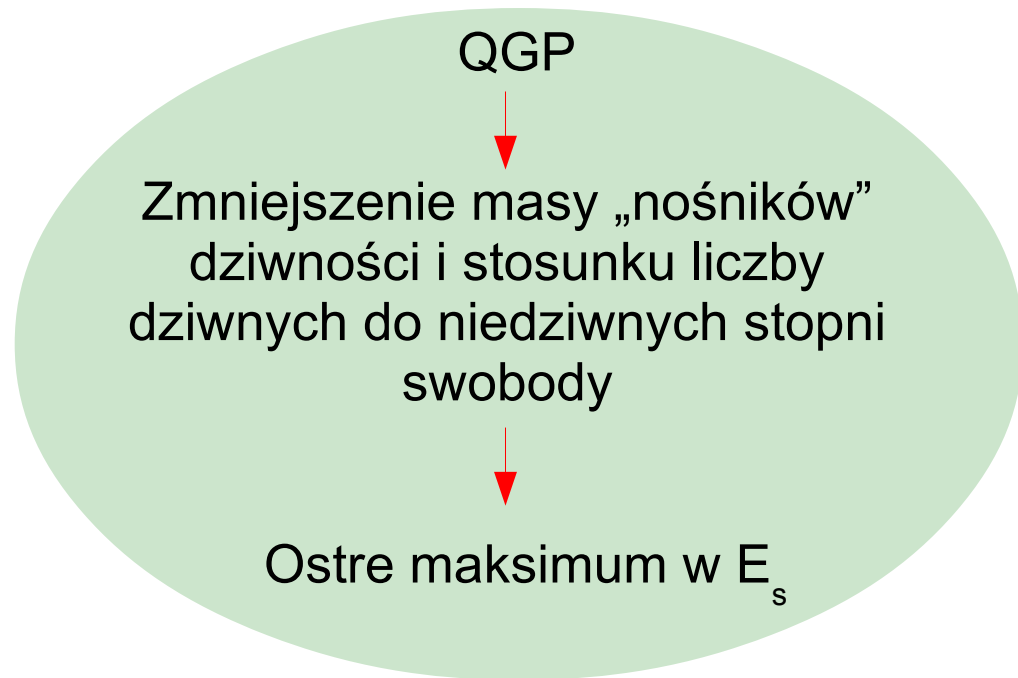
Od kilku lat “horn” jest odtwarzany również przez mikroskopowy **model PHSD uwzględniający przejście fazowe (uwolnienie) do QGP oraz odzyskanie symetrii chiralnej**. Rys. prawy z arXiv:1607.04073





otwarte kółka – dane p+p
(monoton. wzrost)

PR C77, 024903 (2008) [arXiv:0710.0118]



$$E_s = (\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle) / \langle \pi \rangle$$

E_s zawiera wkład od głównych nośników kwarków **s** i **anty-s** (a nie tylko od anty-s jak dla K^+) więc najlepiej odzwierciedla strangeness/entropia

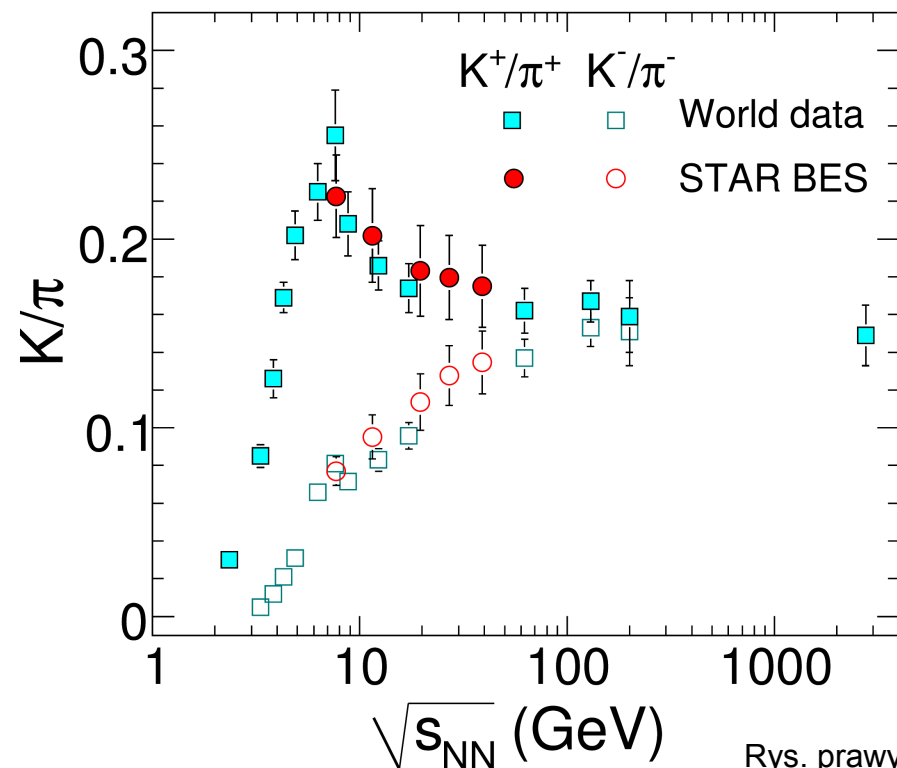
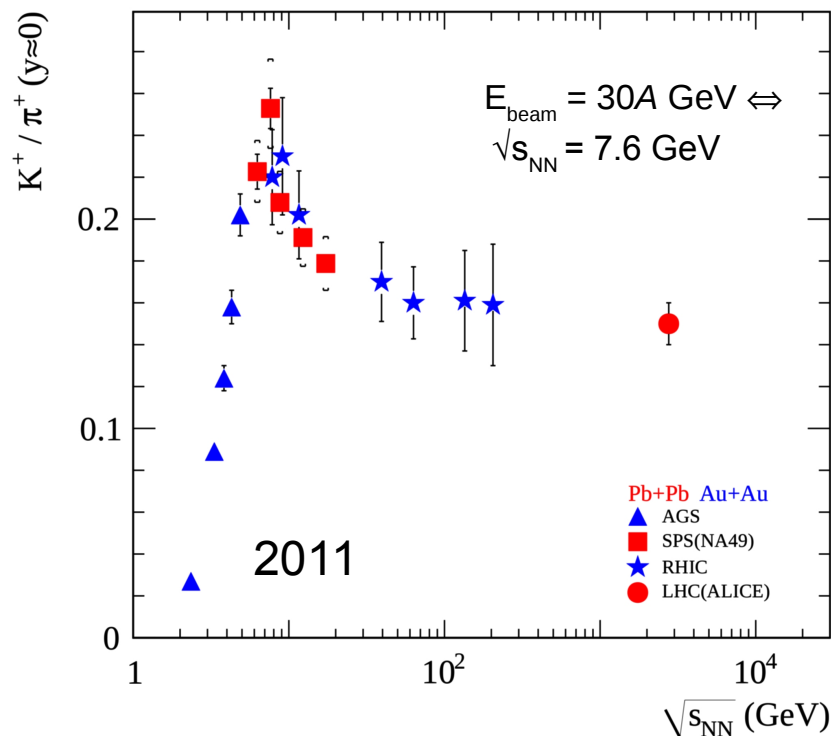
Żaden z modeli nie zakładających QGP nie opisuje prawidłowo E_s w danych A+A !

E_s przy RHIC nie pokazane bo nie obliczono całkowitej krotności hiperonów Λ

Uwaga: zarówno $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ jak i E_s są w przybliżeniu proporcjonalne do całkowita dziwność / entropia więc pokazują „horn”, natomiast $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ jest dodatkowo wrażliwy na gęstość barionową systemu i nie pokazuje „hornu”. Szczegóły dla zainteresowanych w arXiv:0710.0118 (oraz w slajdach dodatkowych)

Rezultaty otrzymane przez NA49 są dobrze odtwarzane przez STAR (w ramach tzw. programu **Beam Energy Scan**); na QM 2011 pokazano również pierwszy punkt dla LHC który jest zgodny z tendencją widoczną dla niższych energii i potwierdza, że **gwałtowne zmiany w produkcji hadronów widoczne są jedynie dla niskich energii SPS**

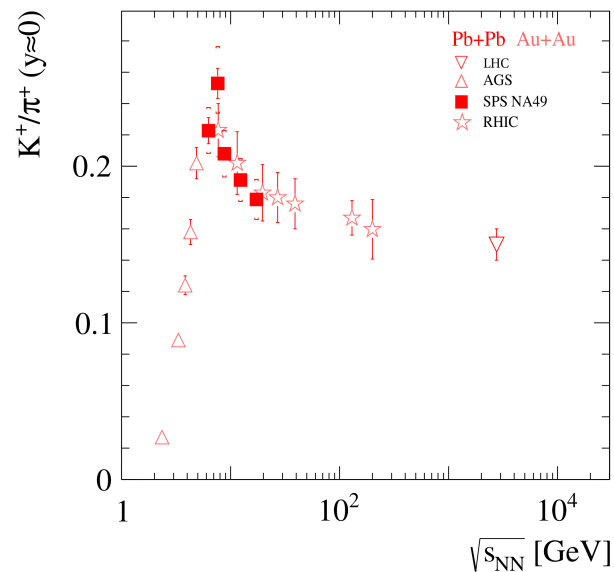
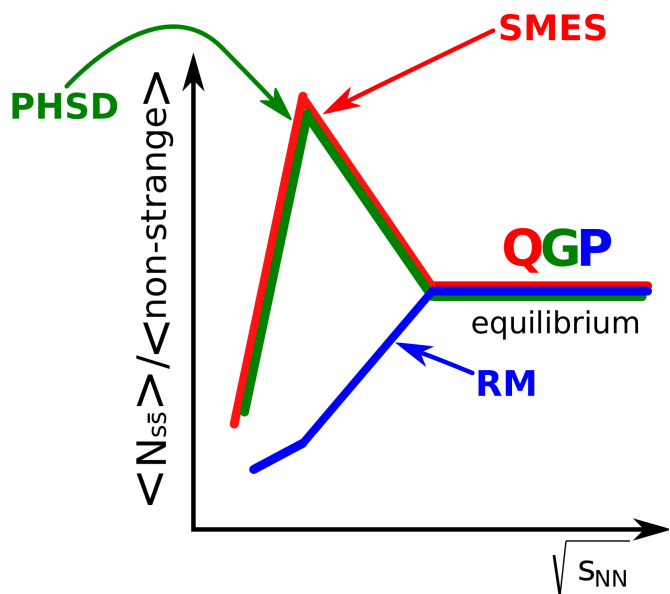
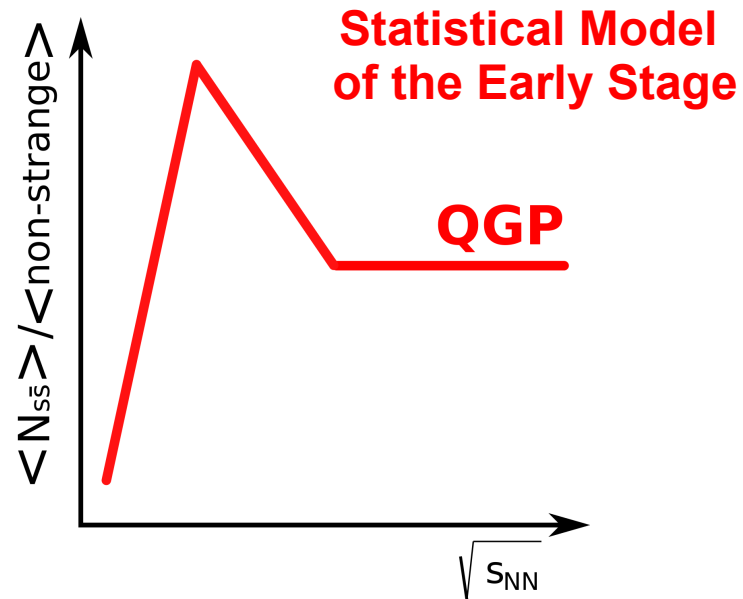
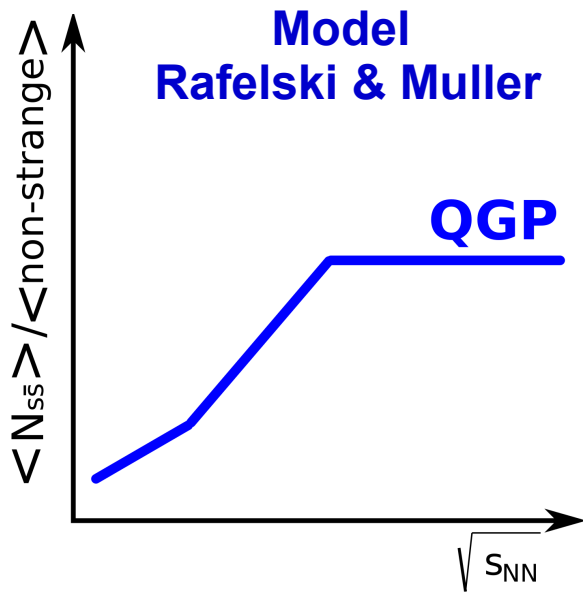
Rys. prawy: ostateczne wyniki dla danych z BES (2017)



Rys. prawy:
arXiv:1701.07065

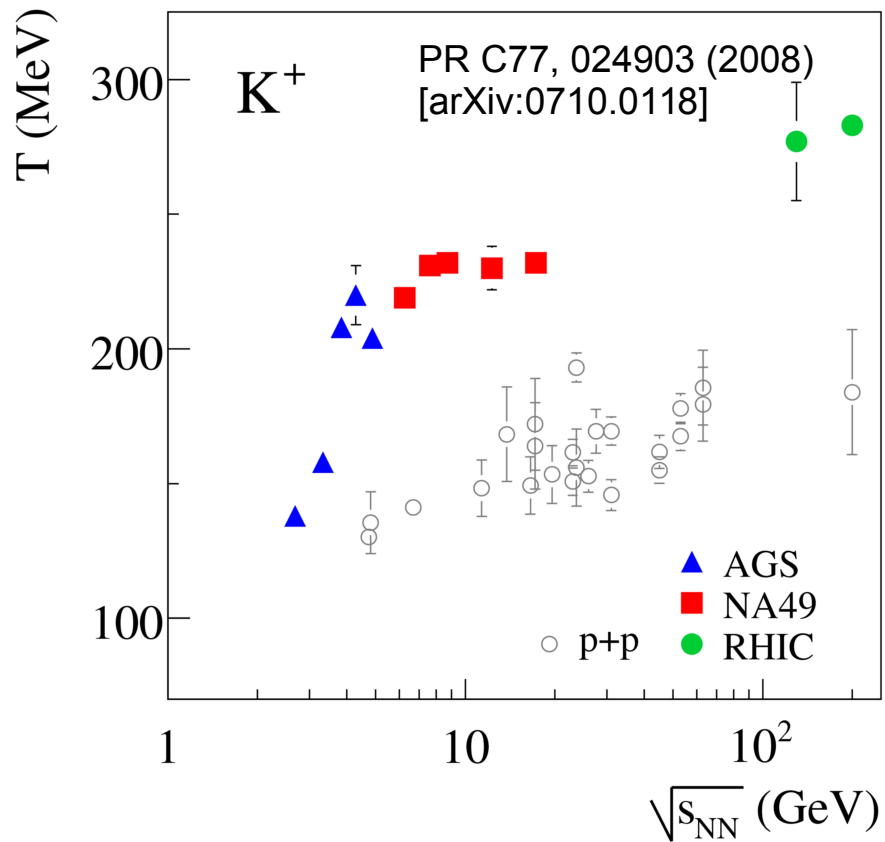
Rys. lewy: A. Rustamov,
<https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=144745>

- Wyniki zgadzają się z przewidywaniami SMES czyli istnieniem przejścia do QGP (*onset of deconfinement*) dla pośrednich energii SPS
- Powyżej energii uwolnienia (pomiędzy energiami 17.3 GeV i 2 760 GeV !!) mamy tylko gładkie zmiany własności QGP ze wzrostem energii



Schemat. rys.
M. Kuich
(NA61/SHINE)

- Wyniki eksperymentalne (Pb+Pb / Au+Au) zgodne z modelem SMES
- Zależność przewidywana przez J. Rafelskiego i B. Mullera niezgodna z danymi eksperymentalnymi dla zderzeń ciężkich jonów

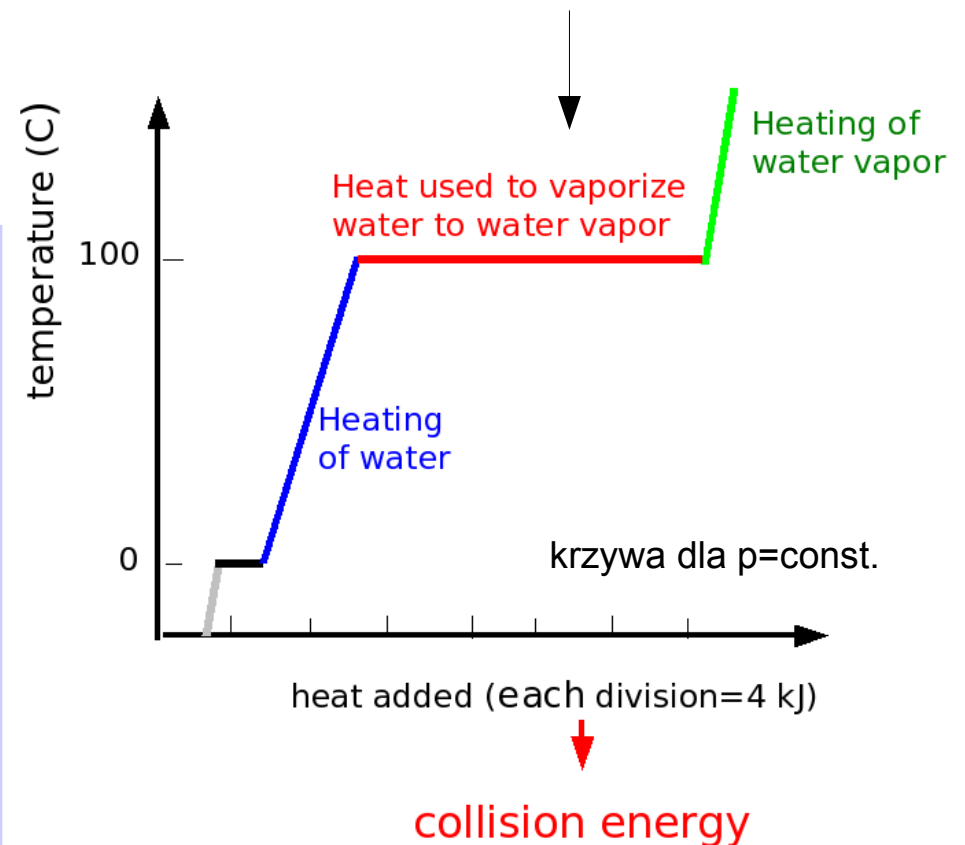


$$\frac{dN}{m_T dm_T} = C \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right)$$

fity zrobione w okolicy mid-rapidity

„Temperatura” (*inverse slope parameter* w rozkładzie m_T)

To nam coś przypomina ...



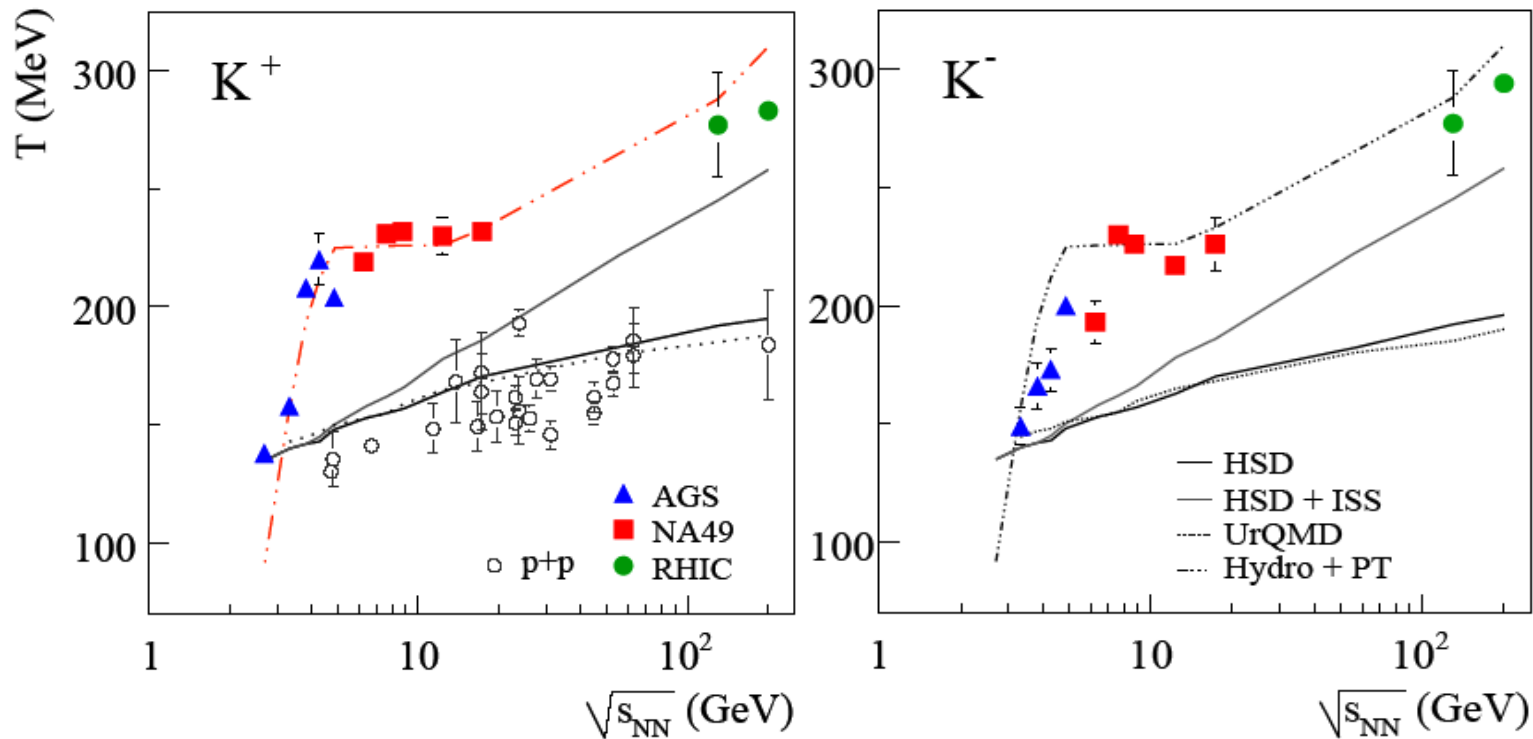
Uczciwość nakazuje przypomnieć: to nie jest temperatura (ani samego fireballu ani nawet wymrożenia) tylko parametr nachylenia czyli:

- dla A+A – temperatura wymrożenia kinetycz. (energia termiczna – lokalny, losowy ruch cząstek) + przepływ radialny
- dla p+p – temperatura wymrożenia (zakładając że p+p nie pokazują efektów kolektywnych tj. flow)

... ale wierzymy że ten *inv. slope* „T” w jakiś sposób odzwierciedla sytuację z wczesnej fazy zderzenia (fireball)

Uwaga: model SMES założył fazę mieszaną (temperatura hadronizacji) z $T_c = 200$ MeV więc porównanie temperatur z modelem nie ma sensu ;-) (Ta temperatura może przekładać się na „temperaturę” (slope) wymrożenia termicznego)

... ale istnieją **ILOŚCIOWE przewidywania modeli hydrodynamicznych** z dołożonym przejściem fazowym (I rodzaju) – zgadzają się z danymi NA49 !



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

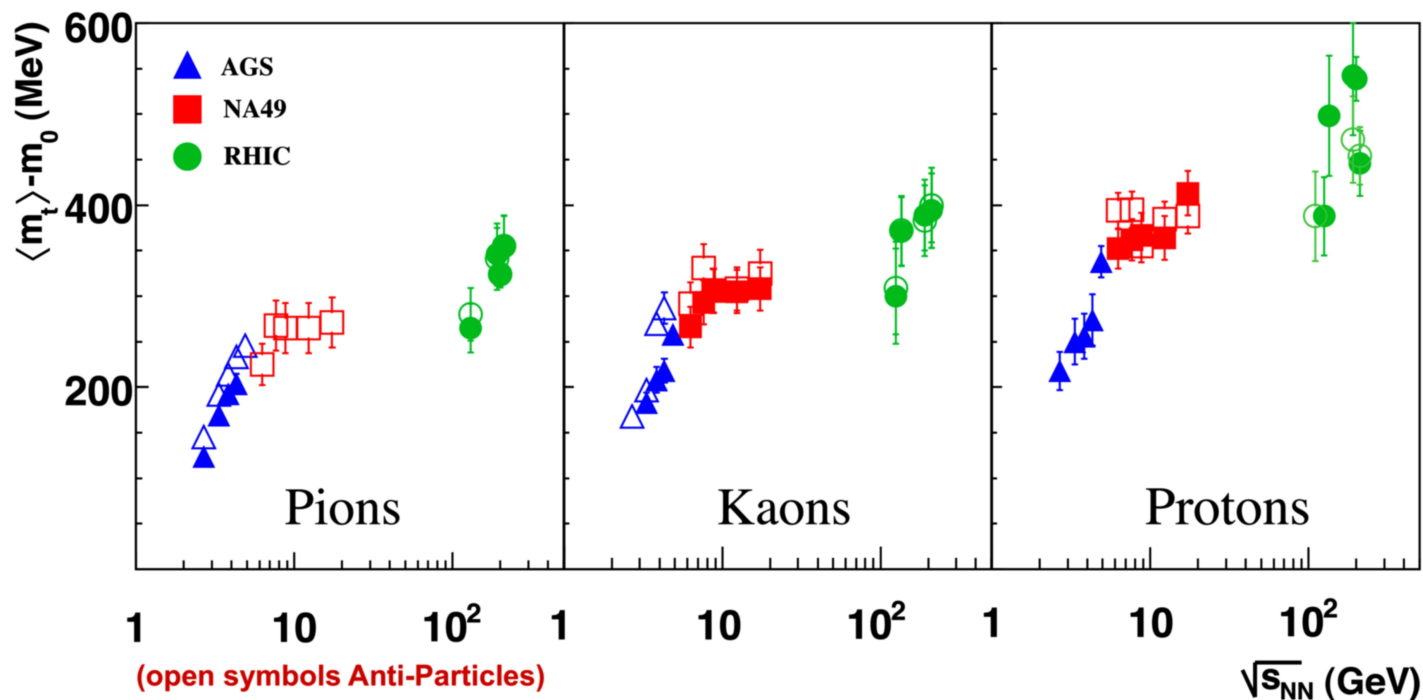
fity blisko mid-rapidity

NA49: PR C77, 024903 (2008) [arXiv:0710.0118]

Modele hydro: Hama et al., Braz. J. Phys. 34, 322 (2004)

Pomiary przy mid-rapidity dane Pb+Pb oraz Au+Au
 otwarte punkty – ujemnie naład. cząstki, zamknięte – dodatnio naład. cząstki

SQM 2009



$$\frac{dN}{m_T dm_T} \sim C \exp\left(-\frac{m_T}{T_{sl}}\right)$$

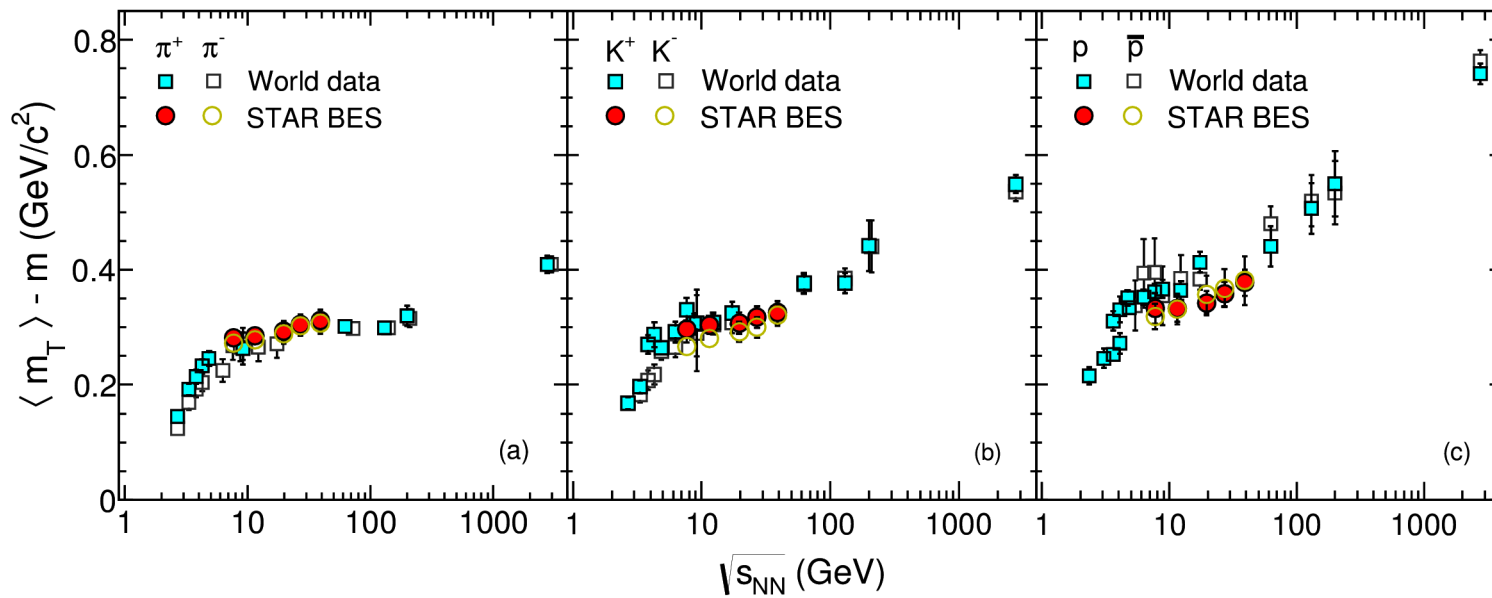
stąd: $\langle m_T \rangle - m_0 = T_{sl} + \frac{(T_{sl})^2}{m_0 + T_{sl}}$

$$T_{sl} \approx T_{fo} + \frac{1}{2} m_0 \langle v_T \rangle^2$$

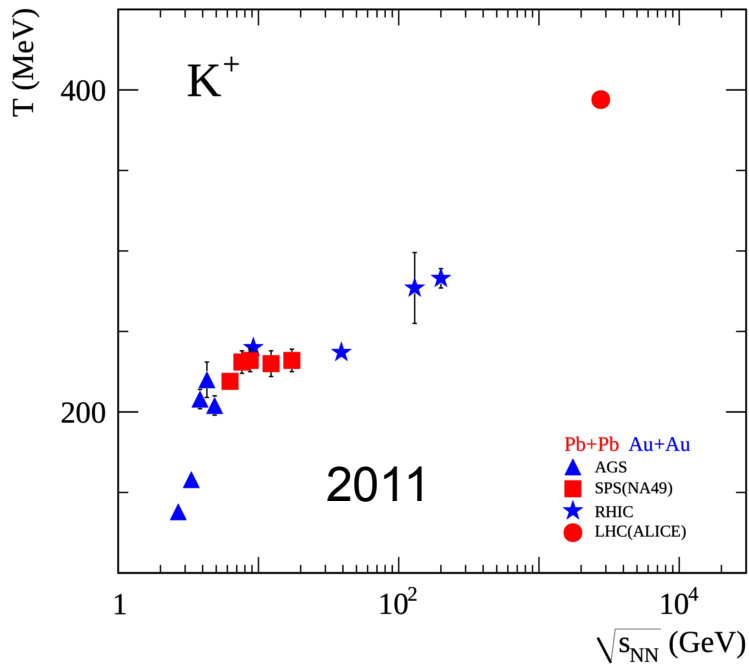
Rozkłady dla różnych typów cząstek pokazują tę samą strukturę: plateau przy energiach SPS (*mixed phase?*)

Wnioski: **eksperyment NA49 znalazł granicę przejścia fazowego gaz-hadronowy ↔ QGP** (QGP jest osiągnięta począwszy od pośrednich energii SPS w górę czyli dla top SPS, RHIC, LHC ...)

Punkt LHC oraz punkty RHIC BES potwierdzają strukturę “step” przewidzianą przez SMES

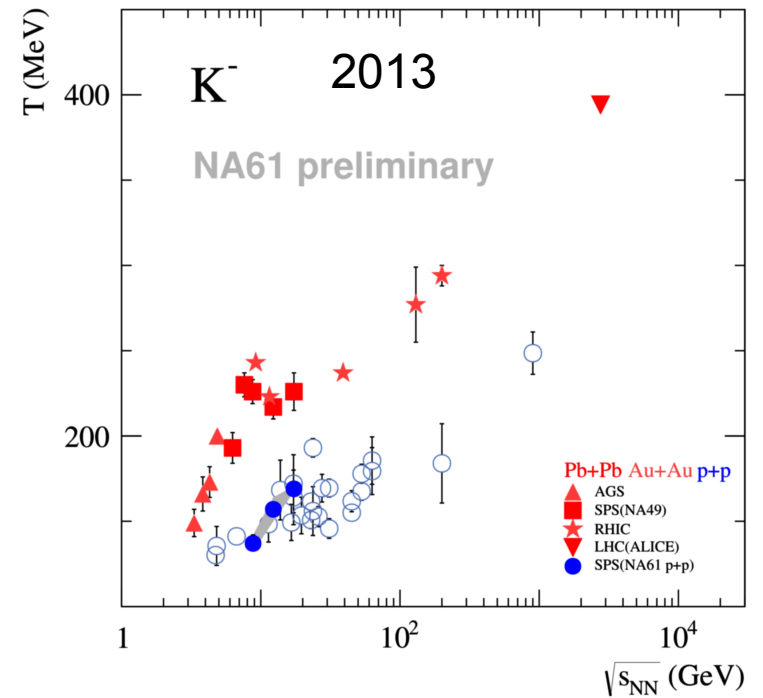


Rys. górne:
arXiv:1701.07065

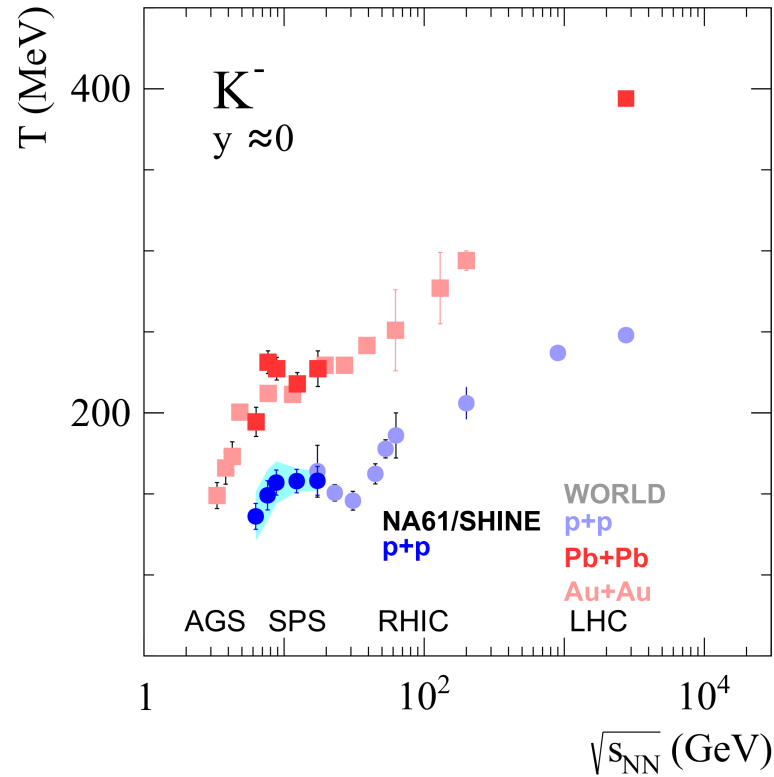
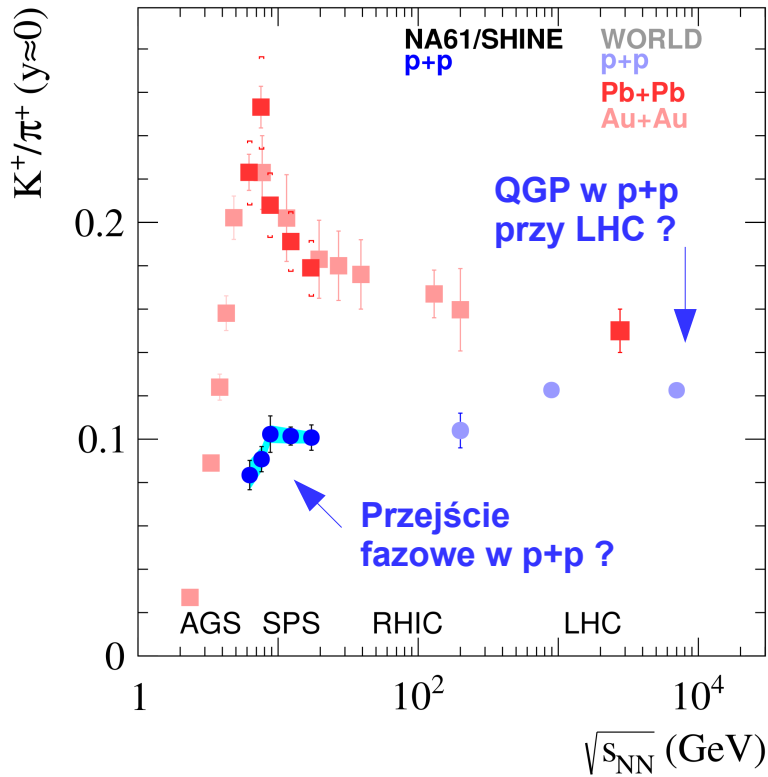


Rys. dolne:
odwrotność par.
nachylenia w
rozkładach m_T

Lewy: KG (for NA49),
APP B43, 609 (2012)
Prawy: KG (for NA61),
PoS CPOD2013, 004

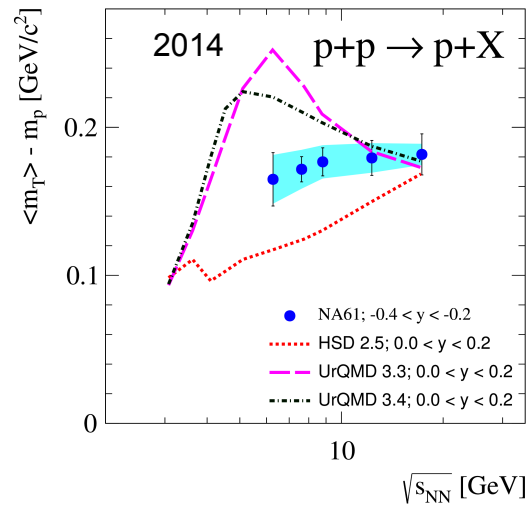
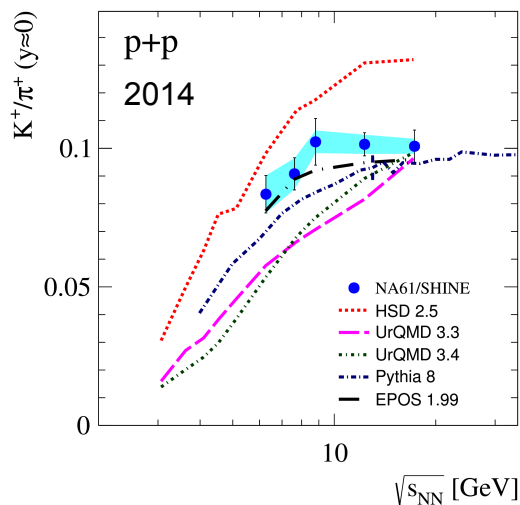


Ciekawy efekt ! „Cień” struktur odkrytych w Pb+Pb / Au+Au (horn, step) wydaje się być widoczny również dla p+p (NA61/SHINE)



Rys. górne: NA61/SHINE, Phys. Rev. C 102 (2020) 1, 011901 [arXiv:1912.10871]

zob. też nowe wyniki NA61 w Ar+Sc i Be+Be (slajdy dodatkowe)

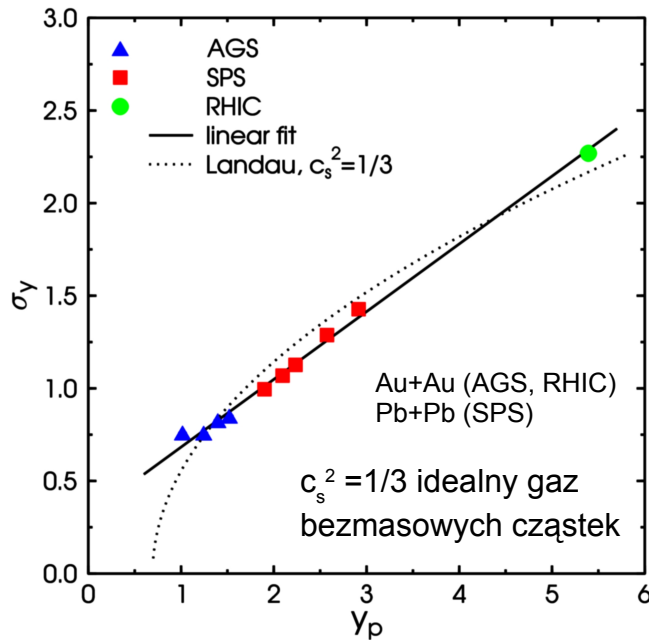


Rys. dolne np. arXiv:1502.07916 (CPOD 2014), 1512.05938
Modele mają problemy z opisaniem p+p

SMES używał GCE do opisu prod. entropii i dziwności w A+A. Do modelowania p+p potrzeba ścisłego zachowania dziwności (CE) → zob. takie rozszerzenie SMES w pracy Poberezhnyuk, Gaździcki, Gorenstein, arXiv:1502.05650; Podobne struktury oczekiwane dla CE !

Jeszcze jeden przykład, że coś ciekawego dzieje się przy pośrednich energiach SPS:

Szerokość rozkładu rapidity (ujemne piony)



Prędkość dźwięku wyznaczona na podstawie modelu hydro Landau'a

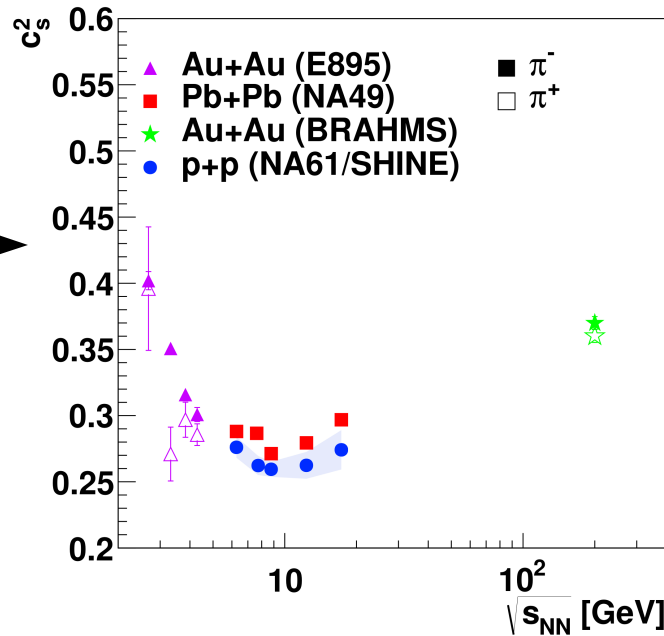
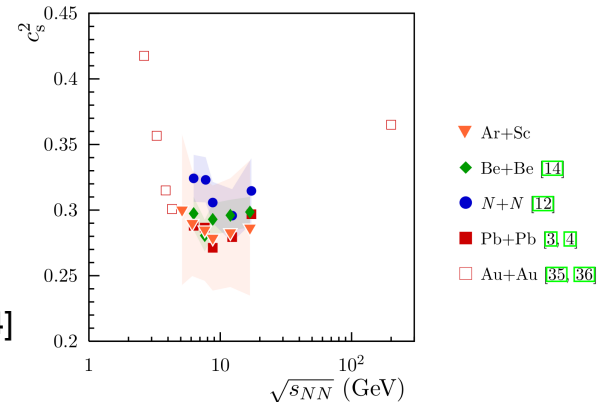


Fig. A. Aduszkiewicz (dane NA61 z Eur. Phys. J. C 74, 2794 (2014); oraz arXiv:1502.07916

Poniżej dla p+p (ozn. N+N) ze średniego rozkładu dla pionów ujemnych i dodatnich; dla reszty A+A z pionów ujemnych



Model hydrodynamiczny Landau'a
(E. Shuryak, Yad. Fiz. 16, 395(1972)):

$$\sigma_y^2(\pi^-) = \frac{8}{3} \frac{c_s^2}{1 - c_s^4} \ln(\sqrt{s_{NN}} / 2m_p)$$

NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021), 397 [arXiv:2101.08494]

Minimum („dale”) w prędkości dźwięku c_s (*softest point of EoS*) w Pb+Pb / Au+Au w okolicach **30A GeV**. Takie zachowanie było przewidziane m.in. dla przejścia fazowego 1-go rodzaju (z fazą mieszaną). Ciekawostka: dane NA61/SHINE pokazują, że **dale może** (spore niepewności) **być widoczny również dla zderzeń p+p**

Obliczenia na sieciach również pokazują minimum prędkości dźwięku w okolicy temperatury przejścia do QGP

Rys. z pracy 1207.5999 (originalnie z A. Bazavov et al. PRD80, 014504 (2009), arXiv:0903.4379)

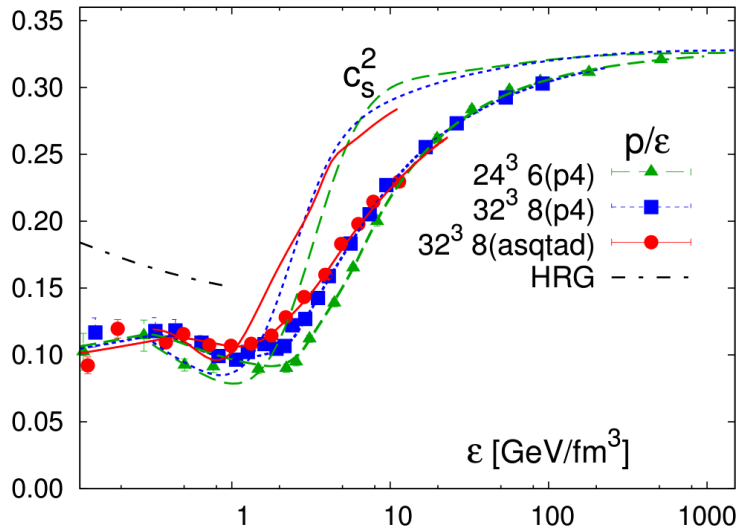
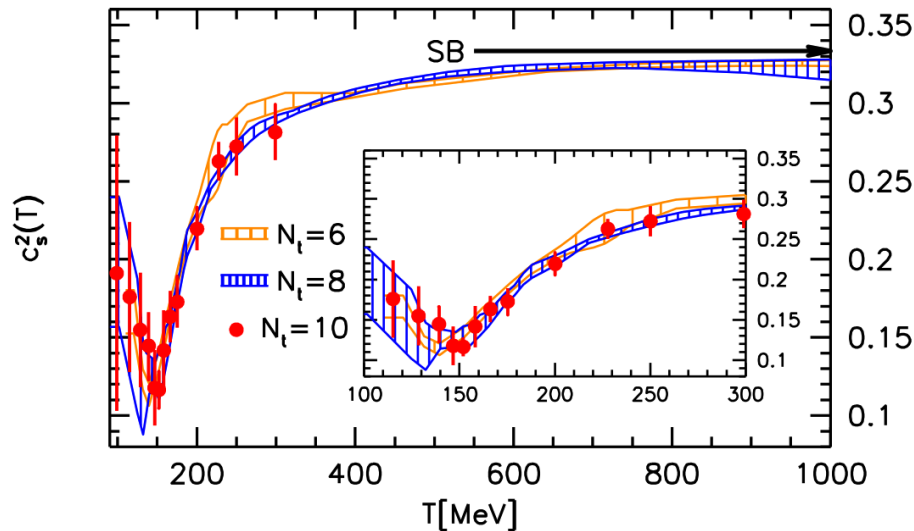


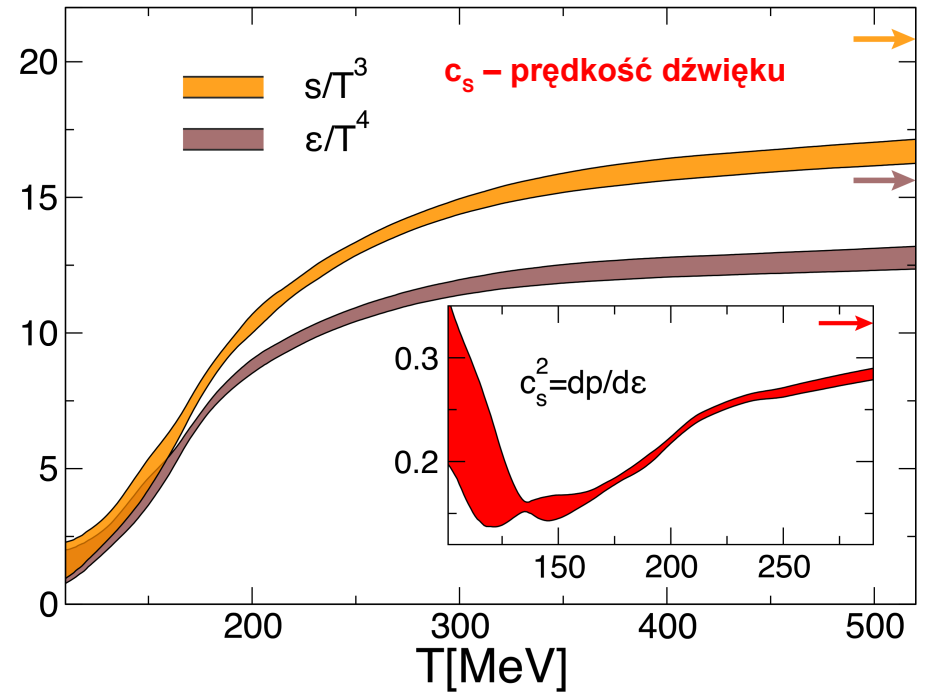
Figure 18: Left: Pressure divided by energy density (p/ϵ) and velocity of sound (c_s^2) Lines without data points give c_s^2 calculated from the interpolating curves for ϵ/T^4 and p/T^4 .

$$c_s^2 = dp/d\epsilon$$

p - ciśnienie
 ϵ - gęstość energii



Rys. z pracy 1207.5999 (oryginalnie z S. Borsanyi et al. JHEP 1011, 077 (2010), arXiv:1007.2580)



Nowsze i dokładniejsze obliczenia (drobniejsze sieci, większe N_t), S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, K. K. Szabo, PL B730, 99 (2014) [arXiv:1309.5258]

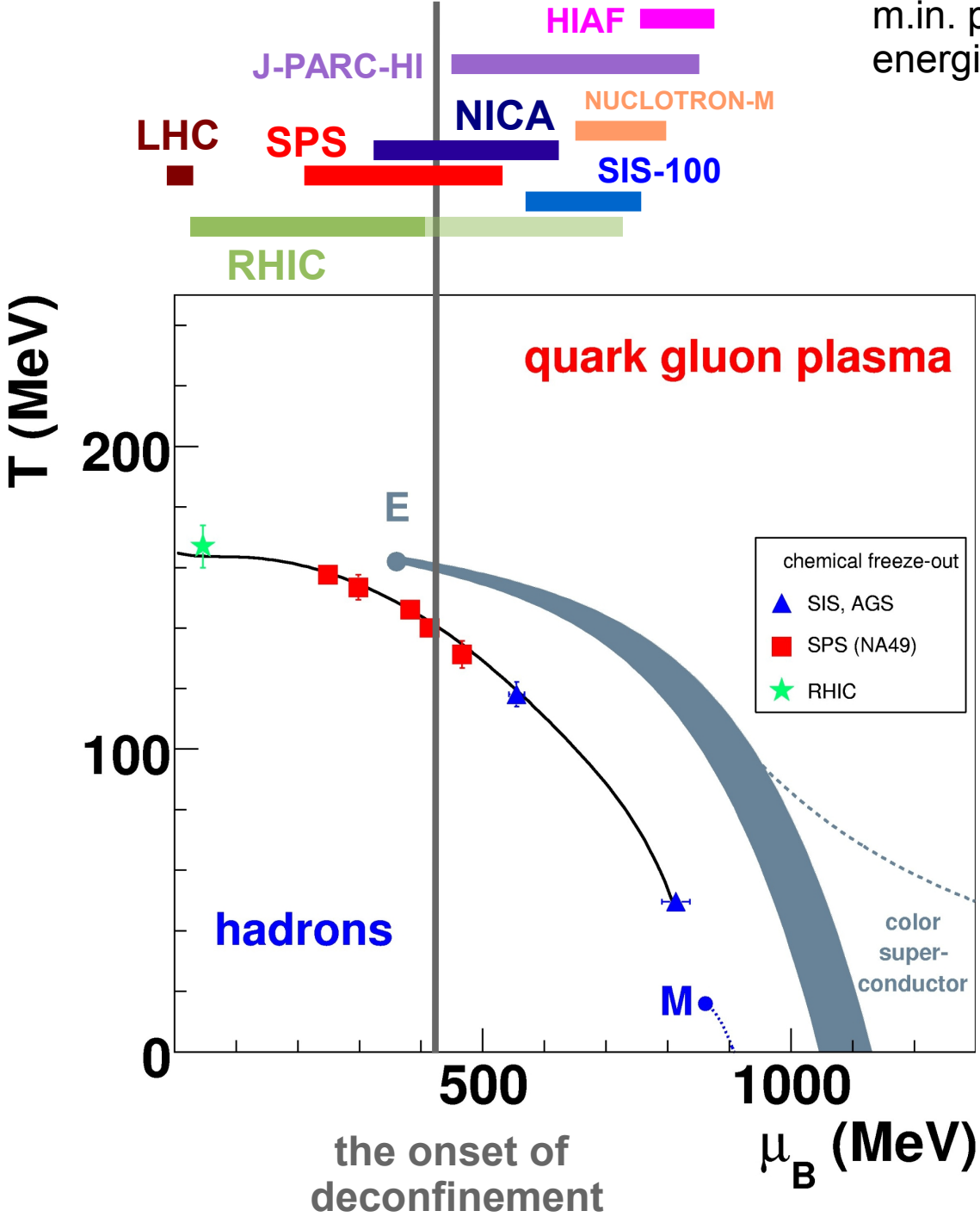
J. Rafelski, J. Letessier Acta Phys. Polon. B37, 3315-3342 (2006)

Many years ago, when the first ideas how to look for quark-matter were born, it seemed that the energy threshold to deconfinement could be low. (...) Just a little push and squeeze with a few GeV beam could perhaps be sufficient to lead to deconfinement. This is where we are today, after a long and dramatic excursion to the very high RHIC energies. (...) The simplest of all possible observables, the K^+ / π^+ ratio shows a threshold between 20 and 30 A GeV projectile energy.

Let us cross our fingers that RHIC can and will run at a few GeV per beam. The existent detectors would in this environment produce very precise and have nearly full coverage in phase space for the data on strange hadron production, including resonances. This would with certainty resolve any doubt about QGP, both its formation and threshold as function of centrality and reaction energy. This will further lead to detailed understanding of the phases of QCD. This work will complement the LHC based study of perturbative QGP.

Program RHIC Beam Energy Scan był trakcie realizacji w latach 2010–2021

Plany na świecie dotyczące poszukiwania m.in. przejścia fazowego (plany dot. zakresu energii – stan na rok 2022/23)

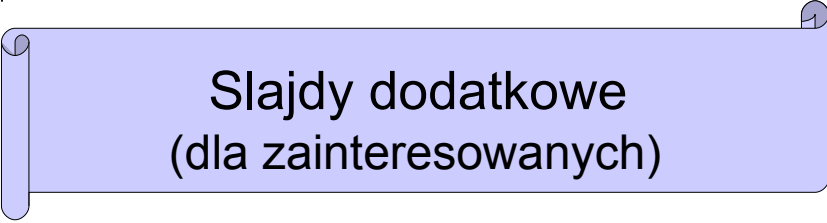


- CERN SPS (**NA61/SHINE** $\sqrt{s_{NN}}=5.1-17.3$ GeV, $\mu_B \sim 540-220$ MeV; + **planowany NA60+** (EM & hard probes) $\sqrt{s_{NN}} \sim 6-17.3$ GeV, $\mu_B \sim 440-220$ MeV)
- CERN LHC (**ALICE, CMS, ATLAS, LHCb**)
- BNL RHIC (**STAR, PHENIX** (< 2016))
- JINR NUCLOTRON-M (**BM@N**)
- JINR NICA (**MPD**)
- GSI FAIR SIS-100 (**HADES, CBM**)
- KEK&JAEA J-PARC-HI (**JHIST**)
- IMP HIAF (**CEE**)

Zbieranie danych (p+p lub A+A) w eksperymentach:

- 2009 (p), 2011 (jony)** ↗
- 2009 (p)** ↗, **2010 (Pb)** ↗
- 2010–2021 BES (Au)**
- 2018 (Ar, Kr), 2022 (Au)** ↗
- 2023** ↗
- 2025** ↗ HADES przy SIS-18 od 2003
- 2026** ↗
- 2024** ↗

Uwaga: LHCb działa od niedawna również w modzie „fixed target” przy niższych energiach (p+He, p+Ar, $\sqrt{s_{NN}} = 86.6$ oraz 110.4 GeV; p+Ne $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$ GeV) → zob. np. LHCb, PRL 122 (2019), 132002; arXiv:2211.11645



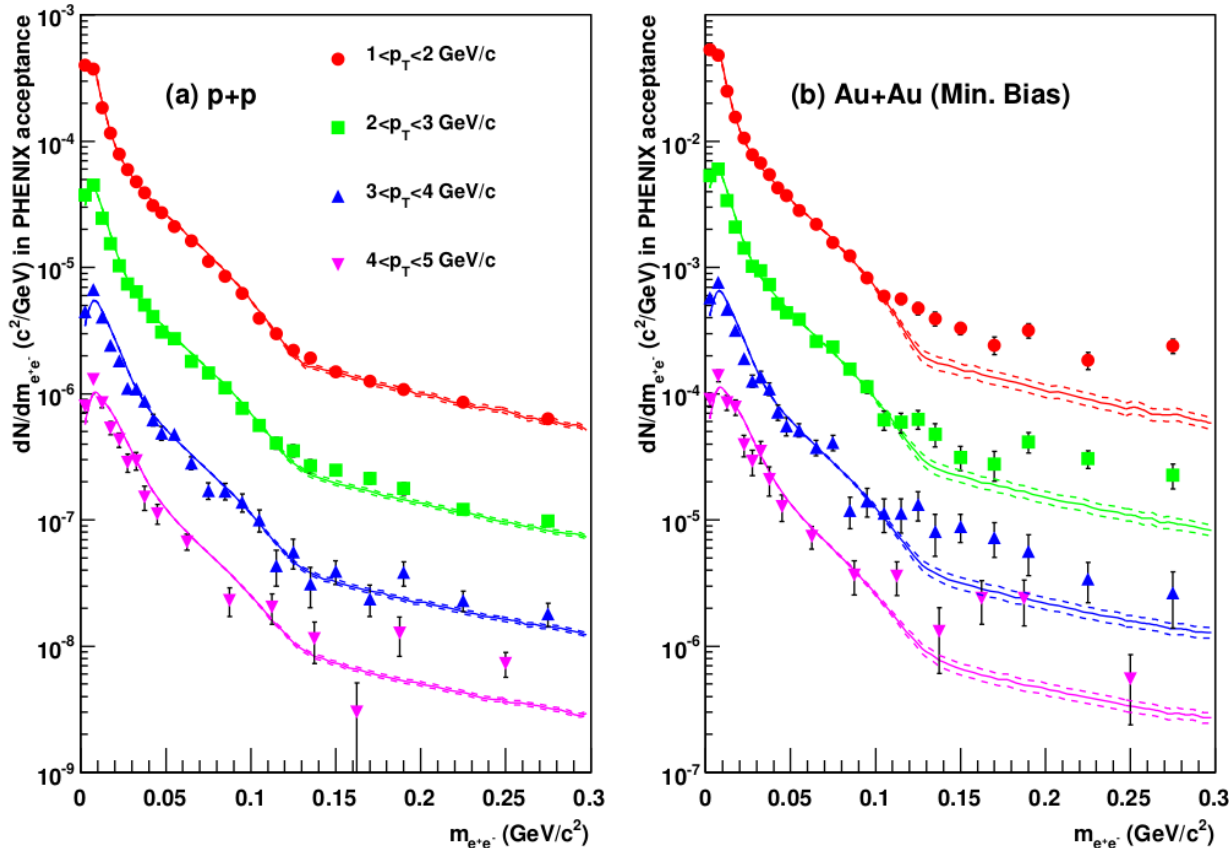
Slajdy dodatkowe
(dla zainteresowanych)

Początkowe slajdy – pomiar rzeczywistych fotonów bezpośrednich

Ale jakkolwiek proces produkujący rzeczywisty foton może również tworzyć wirtualny foton \Rightarrow bada się również spektra fotonów bezpośrednich wirtualnych powstających **np.** w procesie

$q+g \rightarrow q + \gamma^* \rightarrow q + e^+e^-$ czyli mierzymy γ^* poprzez produkty rozpadu – parę e^+e^-

PHENIX – pomiar par e^+e^- dla $m_{e^+e^-} < 300 \text{ MeV}/c^2$ i $1 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ przy najwyższej energii RHIC. **Dla Au+Au obserwuje się nadwyżkę par e^+e^- nad źródłami hadronowymi** (rys. poniżej, prawy) i tę nadwyżkę przelicza się na ilość fotonów wirtualnych (nast. strony, przeliczenie – wzór 1 w arXiv:0804.4168)



linie – wkład od znanych źródeł hadronowych (*hadronic cocktail*)

Zakładamy (!!), że ta nadwyżka dla Au+Au jest wyłącznie z powodu konwersji fotonu wirtualnego na parę e^+e^-

Mając liczbę fotonów bezpośrednich wirtualnych przelicza się je na liczbę fotonów bezpośrednich rzeczywistych korzystając z:

$$\frac{\gamma_{dir}^*}{\gamma_{inclusive}^*} = \frac{\gamma_{dir}}{\gamma_{inclusive}}$$

szczegóły wzoru w PHENIX,
Nucl. Phys. A 774, 731 (2006)

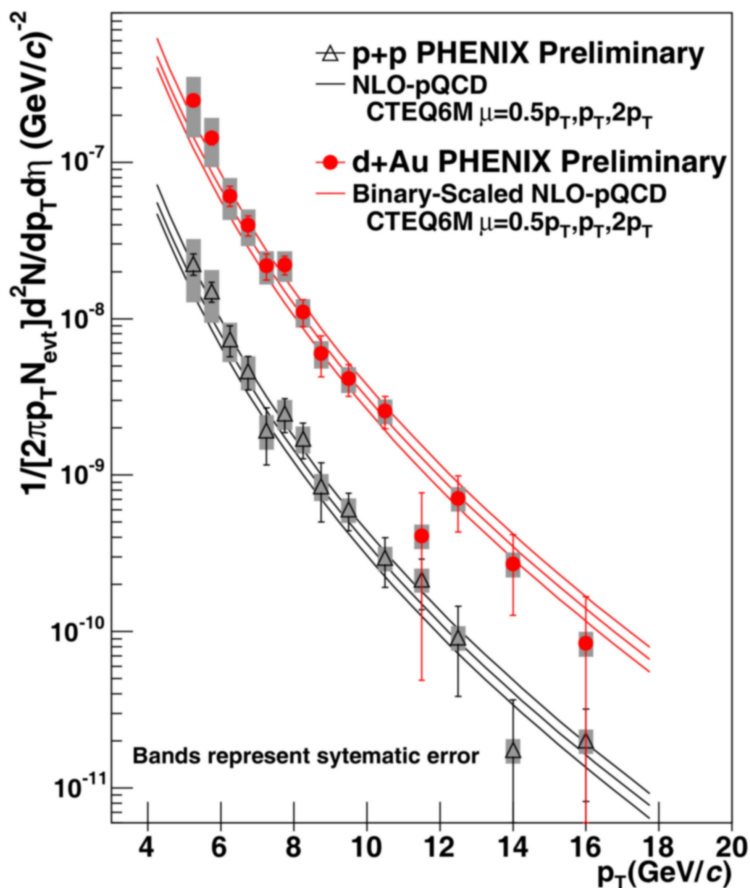
Czyli mierząc γ^* pośrednio mierzymy γ .
Dla p+p i d+Au – opisywane pQCD; dla Au+Au nadwyżka opisywana termicznie (termiczne fotony bezpośrednie)

Co to takiego $\gamma_{inclusive}^*$?

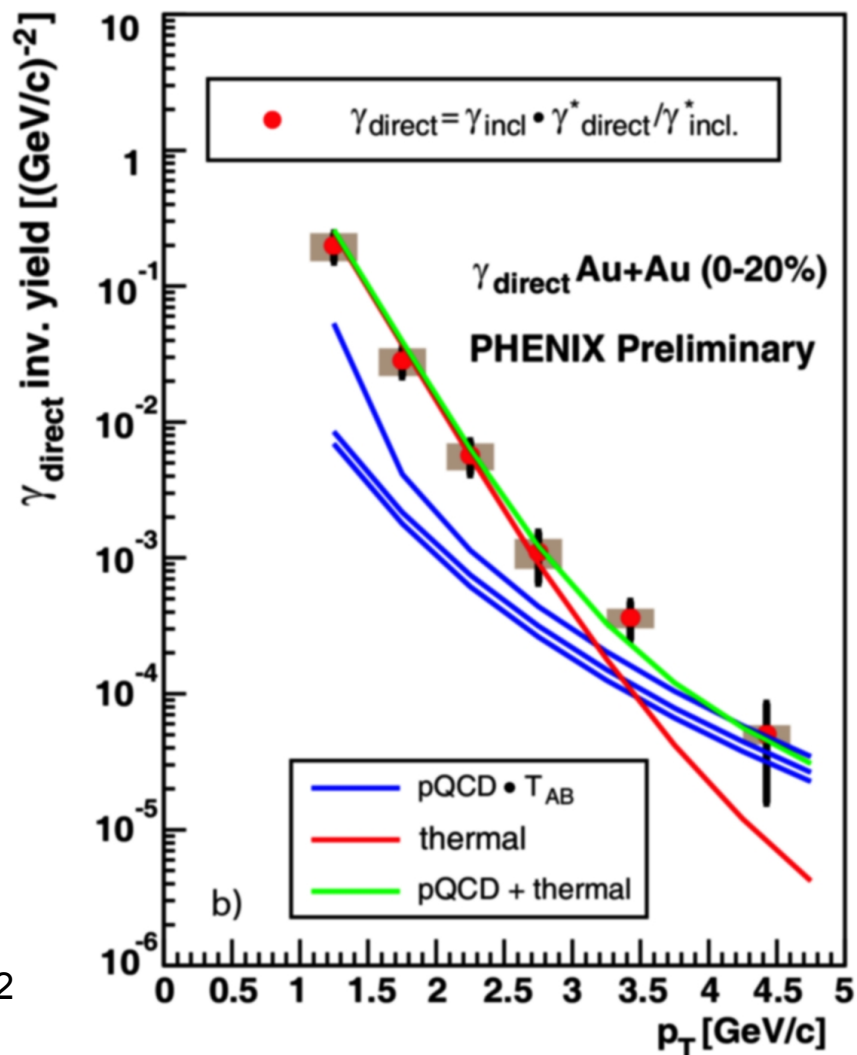
$$\gamma_{inclusive}^* = \gamma_{dir}^* + \gamma_{decays}^*$$

γ_{decays}^* np. z rozpadów Dalitza π^0 (η^0)

czyli wtedy gdy jeden foton jest wirtualny $\pi^0 \rightarrow \gamma^* \gamma \rightarrow e^+e^- \gamma$

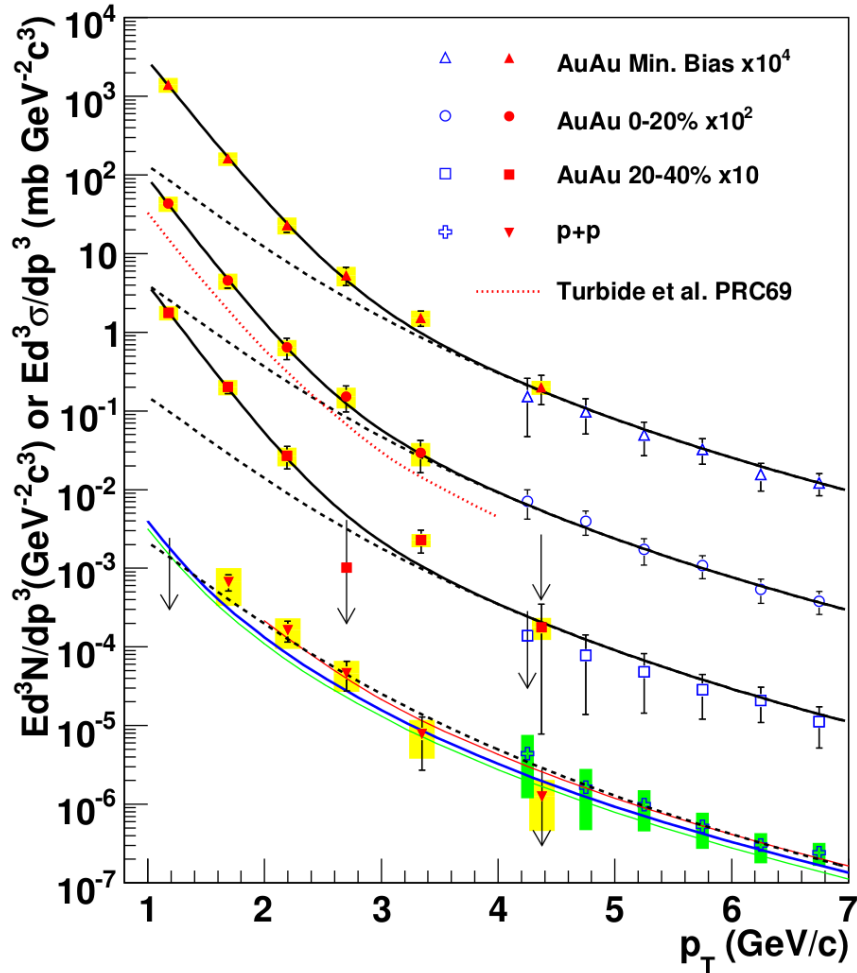


Rys. nucl-ex/0511042



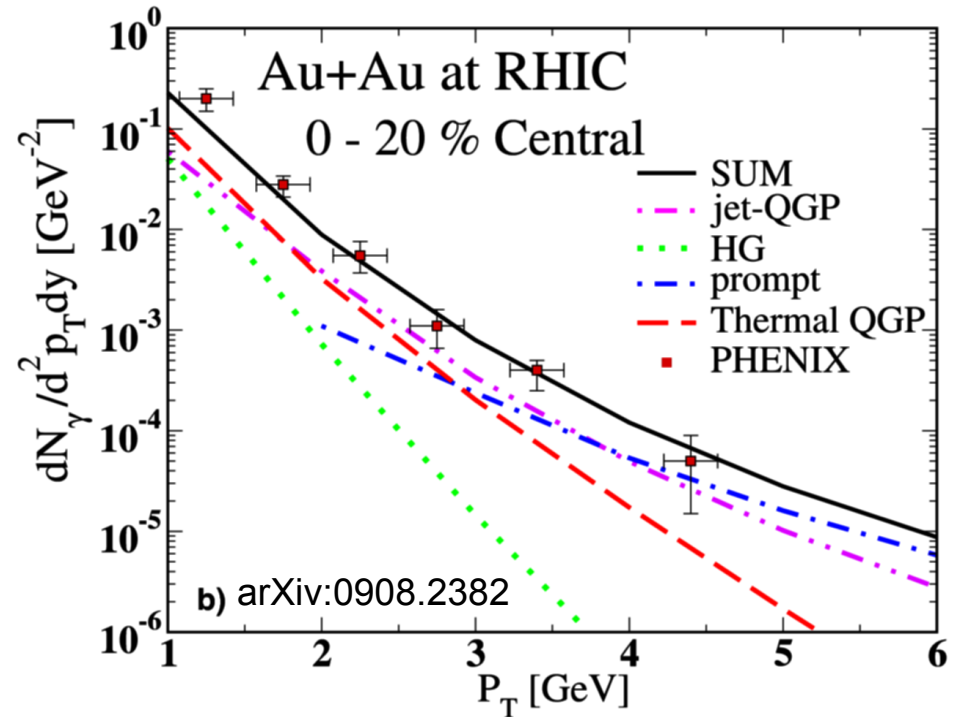
Fotony bezpośrednie dane PHENIX

arXiv:0804.4168v2



kolorowe krzywe dla p+p – obliczenia NLO pQCD kreskowane – fit potęgowy (ew. przeskalowany przez T_{AA} dla Au+Au); $T_{AA} = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{inel}^{NN}$ Glauber nuclear overlap function (pozwala porównywać różne systemy) **ciągłe czarne krzywe – eksponencjalny** (termiczne źródło!) + **potęgowy** (przeskalowany z p+p) **fit; parametrem tego fitu jest T – inverse slope części eksponencjalnej** (około 221 MeV)

Dla zderzeń Au+Au ta nadwyżka nad p+p jest typu eksponencjalnego w p_T z inverse slope dla zderzeń centralnych $T_{av} \approx 221$ MeV (rys. poniżej)



Uwaga: W pracach arXiv:0804.4168v1, arXiv:0804.4309, arXiv:0805.4644, arXiv:0903.0415 podano (powołując się na nowe prace teoretyczne), że **w zderzeniach Au+A przy (top) RHIC termiczne fotony z fazy partonowej są dominującym źródłem fotonów bezpośrednich dla $1 < p_T < 3$ GeV/c**

cd. dla zderzeń Au+Au ta nadwyżka nad p+p jest typu eksponencjalnego w p_T z inverse slope dla zderzeń centralnych $T_{av} = 221 \pm 19(\text{stat}) \pm 19(\text{sys}) \text{ MeV}$ – arXiv:0804.4168v2 (to T_{av} reprezentuje temperaturę systemu uśrednioną po czasowo-przestrzennej ewolucji zderzenia. Uwaga: model gazu hadronowego / blast wave model (wykład 9) zakłada emisję wszystkich cząstek w momencie wymrożenia chemicznego / termicznego, natomiast ww. fotony są emitowane w czasie całego życia fireballu dlatego T_{av} reprezentuje wartość uśrednioną w czasie ewolucji)

Jeśli mierzone fotony bezpośrednio w Au+Au mają pochodzenie termiczne to inverse slope T_{av} ma związek z początkową temperaturą T_{init} gęstej materii

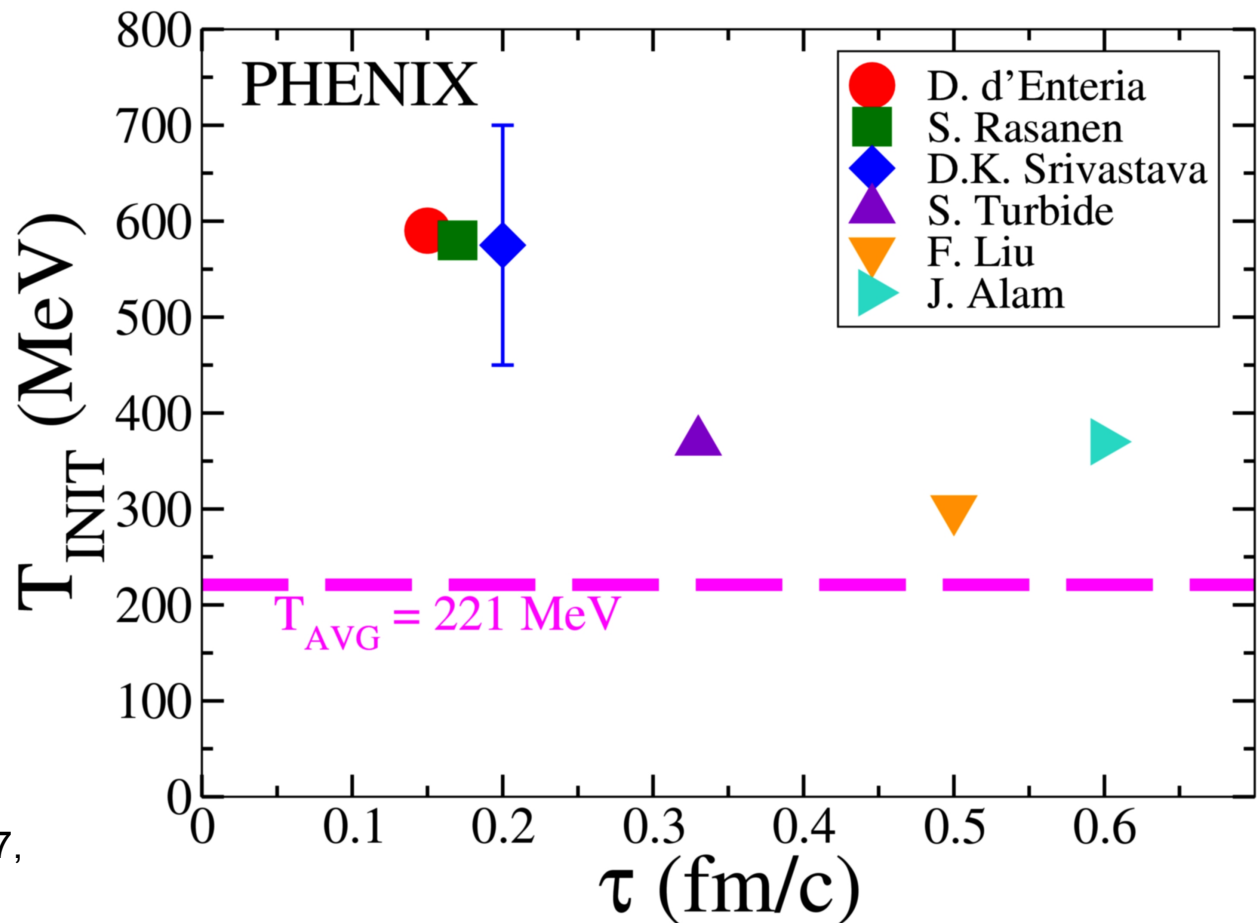
W modelach hydrodynamicznych T_{init} jest 1.5–3 razy większa niż T (z powodu czasowo-przestrzennej ewolucji)

⇒

$T_{init} = 300 - 600 \text{ MeV}$ po czasie termalizacji $\tau_0 = 0.15 - 0.5 \text{ fm/c}$

(arXiv:0907.4602)

(w pracach arXiv:0903.0415 i arXiv:0804.4168v2 podane 300 (600) MeV dla termalizacji 0.6 (0.15) fm/c)



Rys. z arXiv:0907.4627, 0907.4602 (QM 2009)

Znormalizowana nadwyżka dileptonów może być użyta do oszacowania czasu życia systemu, zgodnie z: R. Rapp and H. van Hees, arXiv:1411.4612

Wyniki na podstawie widm dielektronów w STAR (RHIC)

arXiv:1512.09329 (QM 2015)

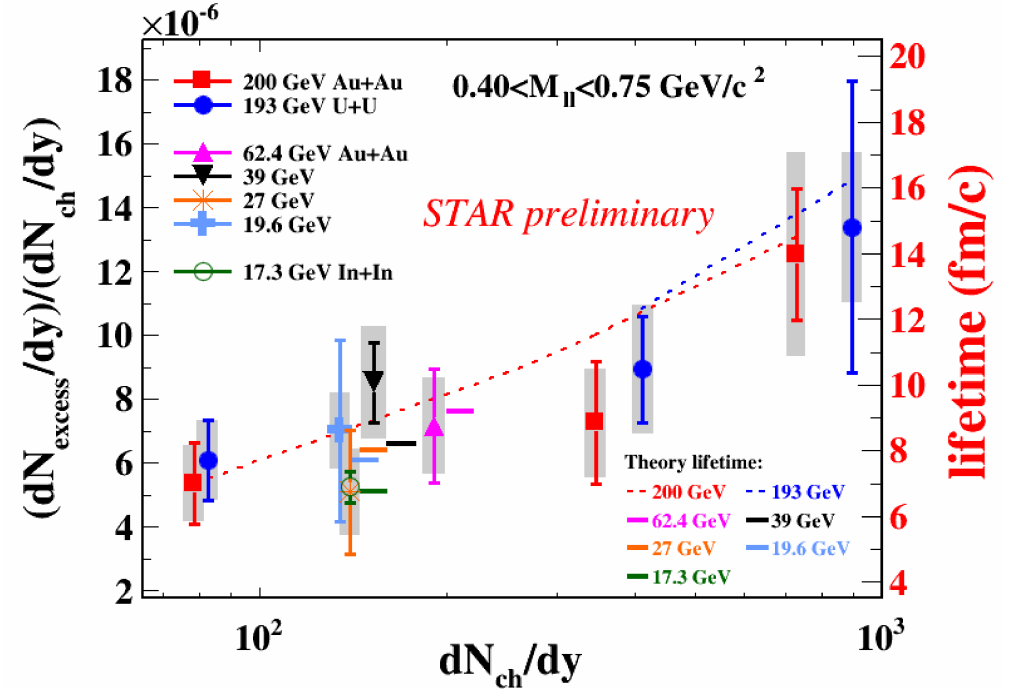
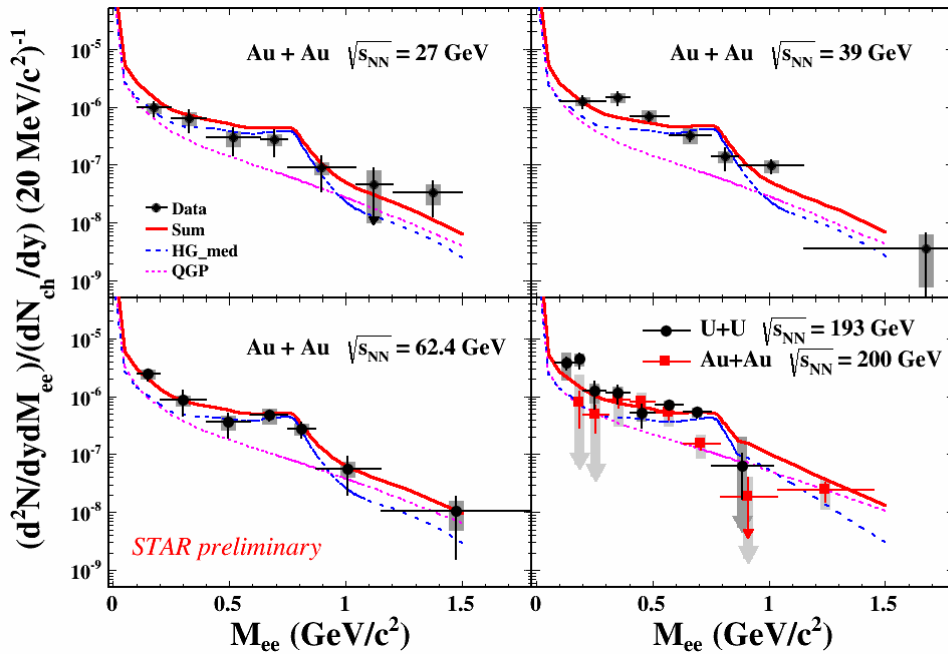
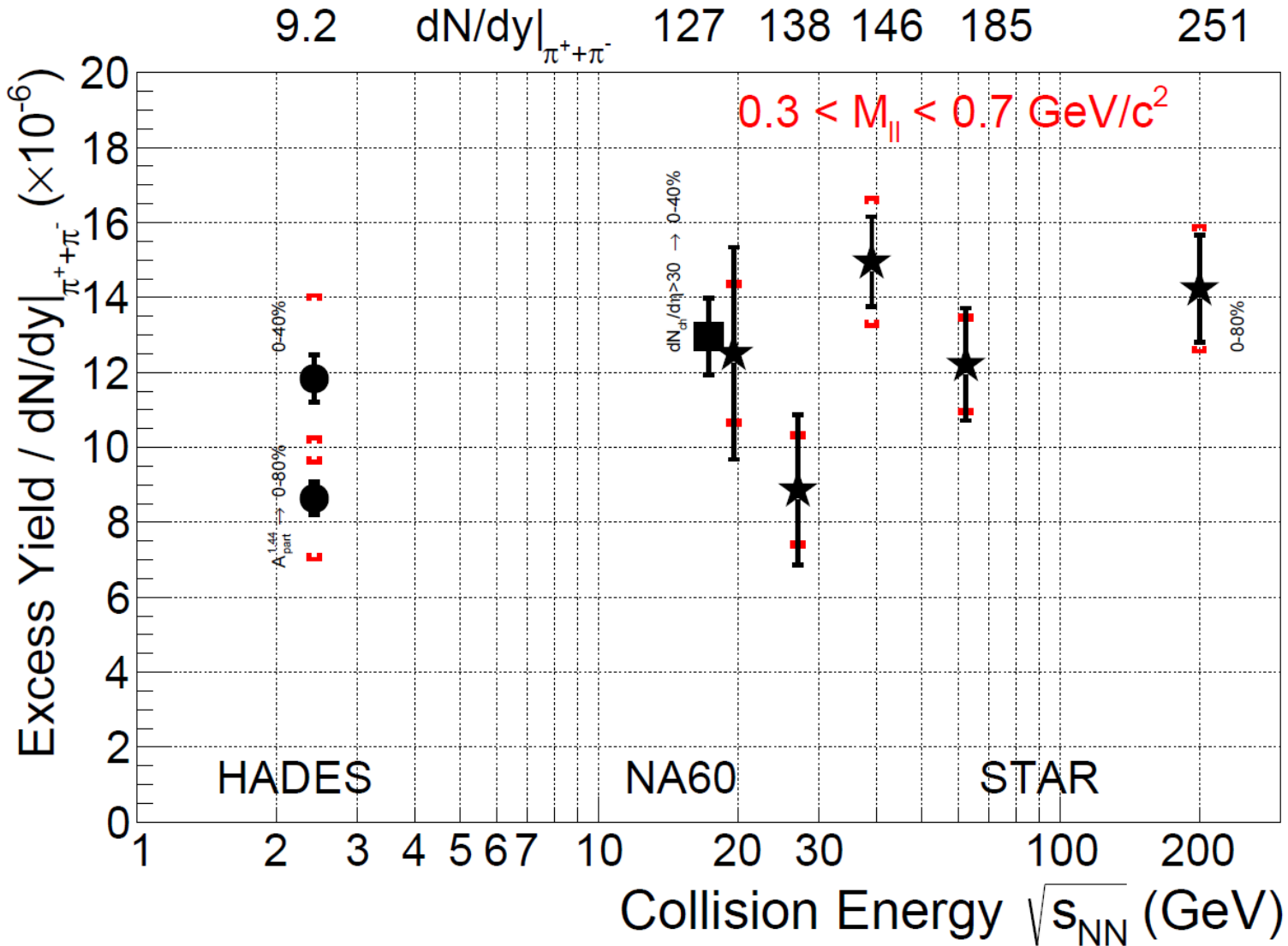


Fig. 5. (Left) Acceptance-corrected di-electron excess invariant-mass spectra normalized by dN_{ch}/dy in minimum-bias Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 27, 39, 62.4$ and 200 GeV [26] and U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV. Model calculations (red solid) with a broadened ρ spectral function which is the sum of QGP radiation contribution and in hadronic medium broadening [27][28] is shown. (Right) Integrated di-electron excess invariant-mass spectra ($0.4 < M_{II} < 0.75$ GeV/c) normalized by dN_{ch}/dy in different collision species and at different collision energies [26][29] compared to the theoretical calculations of the fireball lifetimes [27].



„ ... data points reflect the life-time of the system, which gradually increases towards higher collision energies. Also this observable can be used to indicate a phase transition. In particular, a critical point is expected to show up as a peak in this excitation function since extra radiation will be generated when the system lives longer around such a second-order phase transition.”

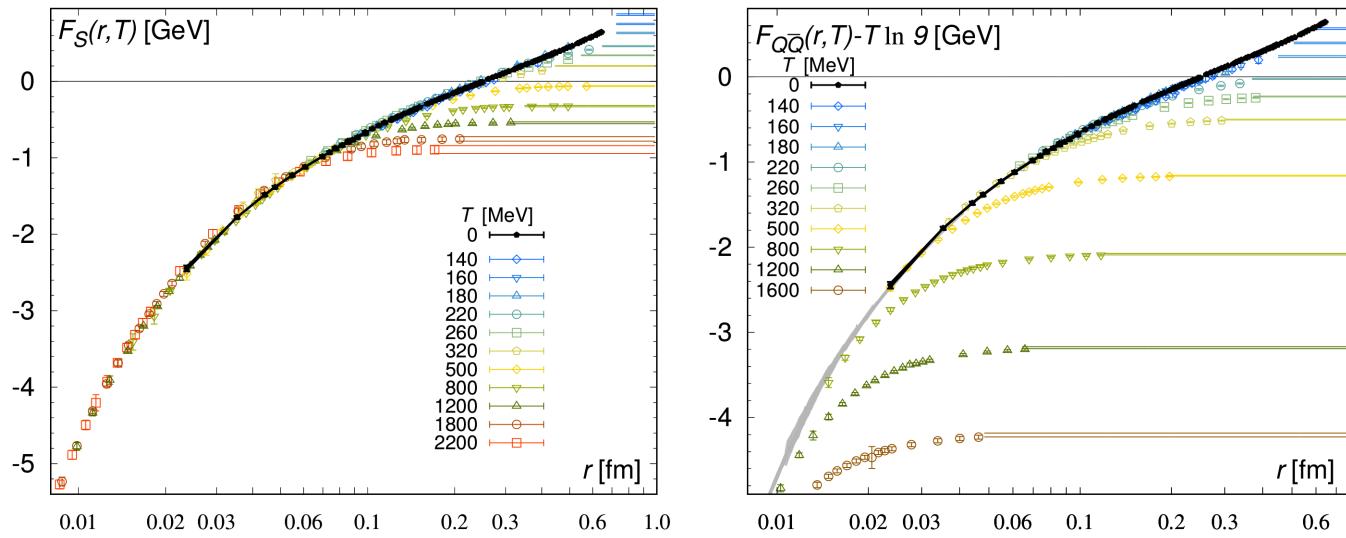


FIG. 1. The continuum limit of the singlet free energy F_S (left) and of the free energy $F_{Q\bar{Q}}$ (right). On the right and left, the black band and symbols show the $T = 0$ static $Q\bar{Q}$ energy V_S ; (right) the light gray band shows F_S at high temperatures and very short distances, where finite temperature effects are smaller than the statistical errors. The horizontal bands correspond to the $r \rightarrow \infty$ limit of F_S and $F_{Q\bar{Q}}$, i.e., $2F_Q$. The subtraction of $T \ln 9$ in the right panel is due to the normalization convention used for $F_{Q\bar{Q}}$ as discussed in the text.

Lattice QCD

A. Bazavov et al.
 Phys.Rev. D98 (2018), 054511
 [arXiv:1804.10600]

Zob. teř A. Bazavov, J. Weber,
 Prog. Part. Nucl. Phys. 116 (2021) 103823
 [arXiv:2010.01873]

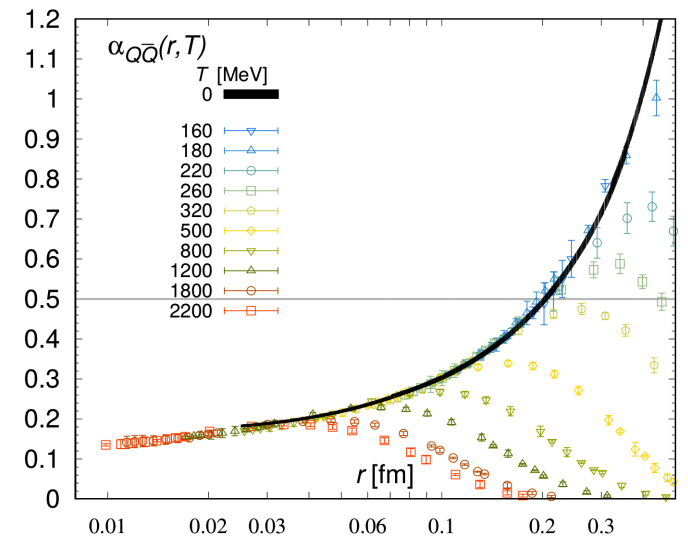


FIG. 2. The effective coupling obtained from the singlet free energy in the continuum limit and compared to the vacuum result (black band).

Quarkonia, the bound states of heavy quark-antiquark pairs have been played an important role for the understanding of the Quark-Gluon Plasma (QGP), particularly after the proposition by Matsui and Satz [1] that the suppression of quarkonium can be an important signal of the formation of QGP. One way to understand the propagation of quarkonia inside the plasma is by defining a thermal static quark-antiquark potential [2, 3]. The potential is defined by the following expression,

$$V(r, T) = i \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\partial \log W_T(r, t)}{\partial t}. \quad (1)$$

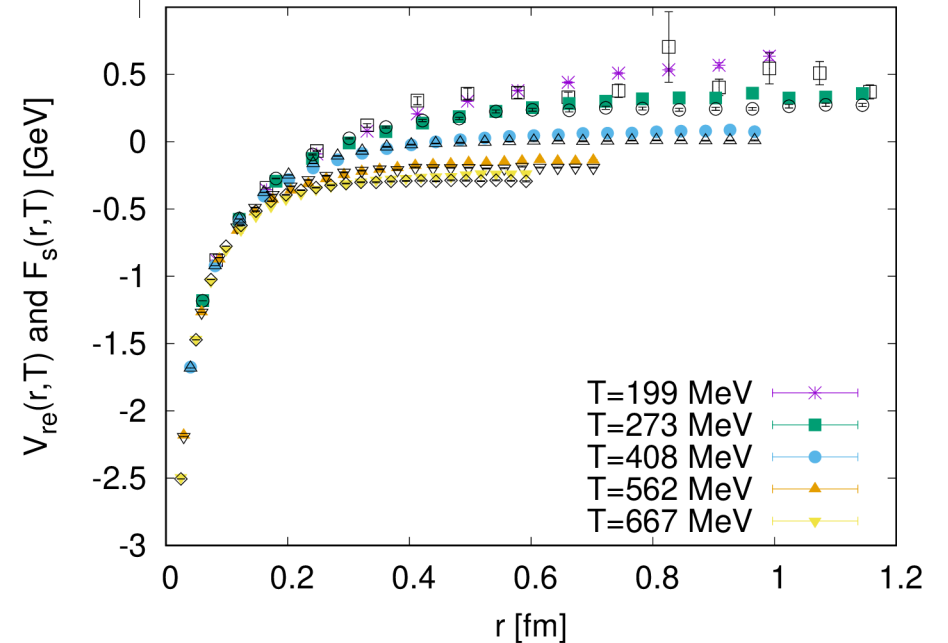
Here $W_T(r, t)$ is a thermal averaged Wilson loop in real-time. The potential is only defined if the above limit exists. At zero temperature, the existence of a potential follows from the transfer matrix argument. At finite temperature, however, the existence of the above limit is a non-trivial condition. In leading order Hard Thermal Loop (HTL) perturbation theory it has been found that a potential can be defined and in contrast to zero temperature the finite temperature potential is complex [2]. The real and imaginary part of the potential for $r \sim 1/m_D$ is given by ,

$$V_{re}(r) = -\frac{g^2 C_F}{4\pi} \left(\frac{e^{-m_D r}}{r} + m_D \right) \quad (2)$$

$$V_{im}(r) = \frac{g^2 C_F}{4\pi} T \int_0^\infty dz \frac{2z}{(z^2 + 1)^2} \left[1 - \frac{\sin z m_D r}{z m_D r} \right].$$

Here g is the QCD coupling constant at scale T and $C_F = 4/3$ for QCD. The real part is the Debye screened version of Coulomb potential with a Debye mass m_D , whereas the imaginary part is approaching zero at short distances and saturates at a long distance.

The singlet free energy $F_s(r, T)$ (black points) and real part of potential $V_{re}(r, T)$ as function of r

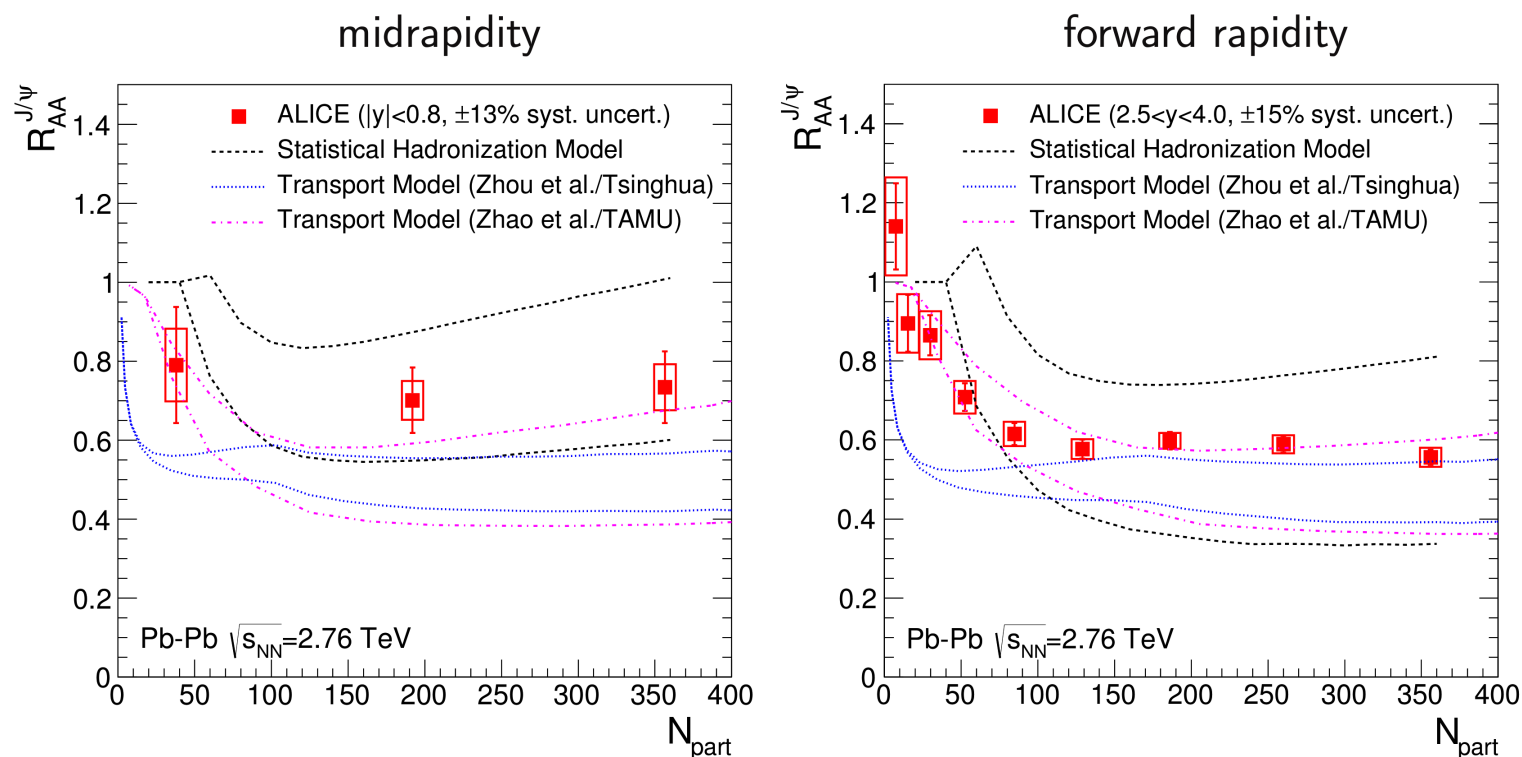


Bala, Kaczmarek, Larsen, Mukherjee, Parkar, Petreczky, Rothkopf, Weber, „The complex potential from 2+1 flavor QCD using HTL inspired approach”, arXiv:2112.00664

Statystyczna hadronizacja (*statistical hadronization model*)

Model alternatywny tłumaczący produkcję czarmonium

- Pary (c, anty-c) są rozpuszczone w QGP tak jak i lekkie kwarki. Kwarki powabne termalizują z całym systemem !
- Wszystkie obserwowane hadrony powabne są formułowane w momencie wymrożenia chemicznego a ich produkcje (krotności) mogą być obliczone w oparciu o całkowity przekrój czynny dla powabu (zob. różne przekroje → linie przerywane, czarne) oraz model termiczny (parametry termiczne). Niepewności modelu są z powodu nieznanego przekroju na produkcję (c, anty-c).



A. Andronic,
QM 2014

Both model categories reproduce the data ... $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ values rather different:
midrapidity: Stat. Hadr.: 0.3-0.4 mb
Transport: 0.5-0.75 mb (TAMU), 0.65-0.8 mb (Tsinghua)

Statistical hadronization model

Braun-Munzinger, Stachel, PLB 490 (2000) 196; NPA 789 (2006) 334, PLB 652 (2007) 259

all charm quarks are produced in primary hard collisions ($t_{c\bar{c}} \sim 1/2m_c \simeq 0.1 \text{ fm}/c$)

...survive and thermalize in QGP (thermal, but not chemical equilibrium)

charmed hadrons are formed at chemical freeze-out together with all hadrons

(“generation”) ...no J/ψ survival in QGP (full screening)

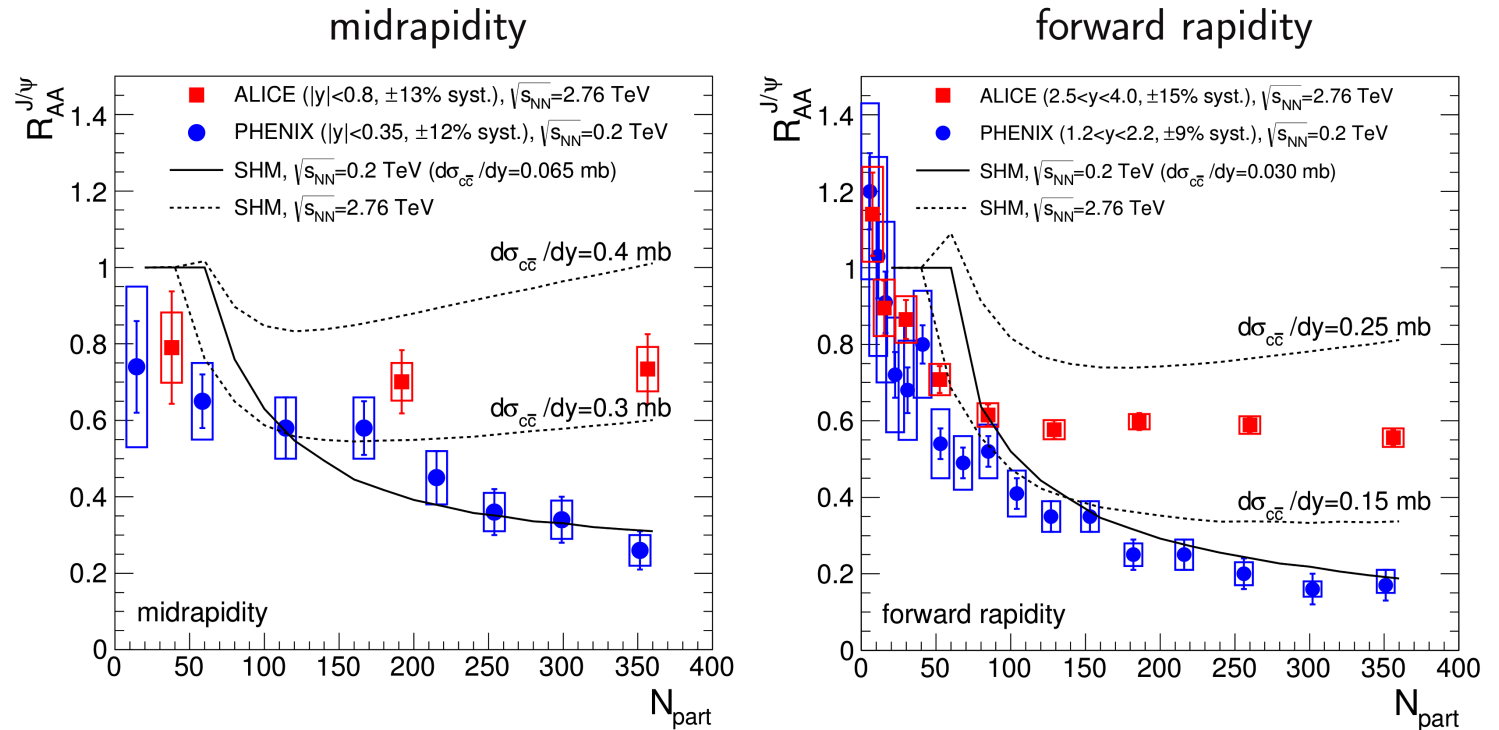
if supported by data, J/ψ loses status as “thermometer” of QGP

...and gains status as a powerful observable for the phase boundary

Charmonium in the statistical hadronization model

A.Andronic@GSI.de

A. Andronic,
QM 2014



the generic prediction by the model is confirmed by data ALICE, arXiv:1311.0214

establishes charmonium as an ultimate observable of the phase boundary

A. Andronic et al.
arXiv:1611.01347

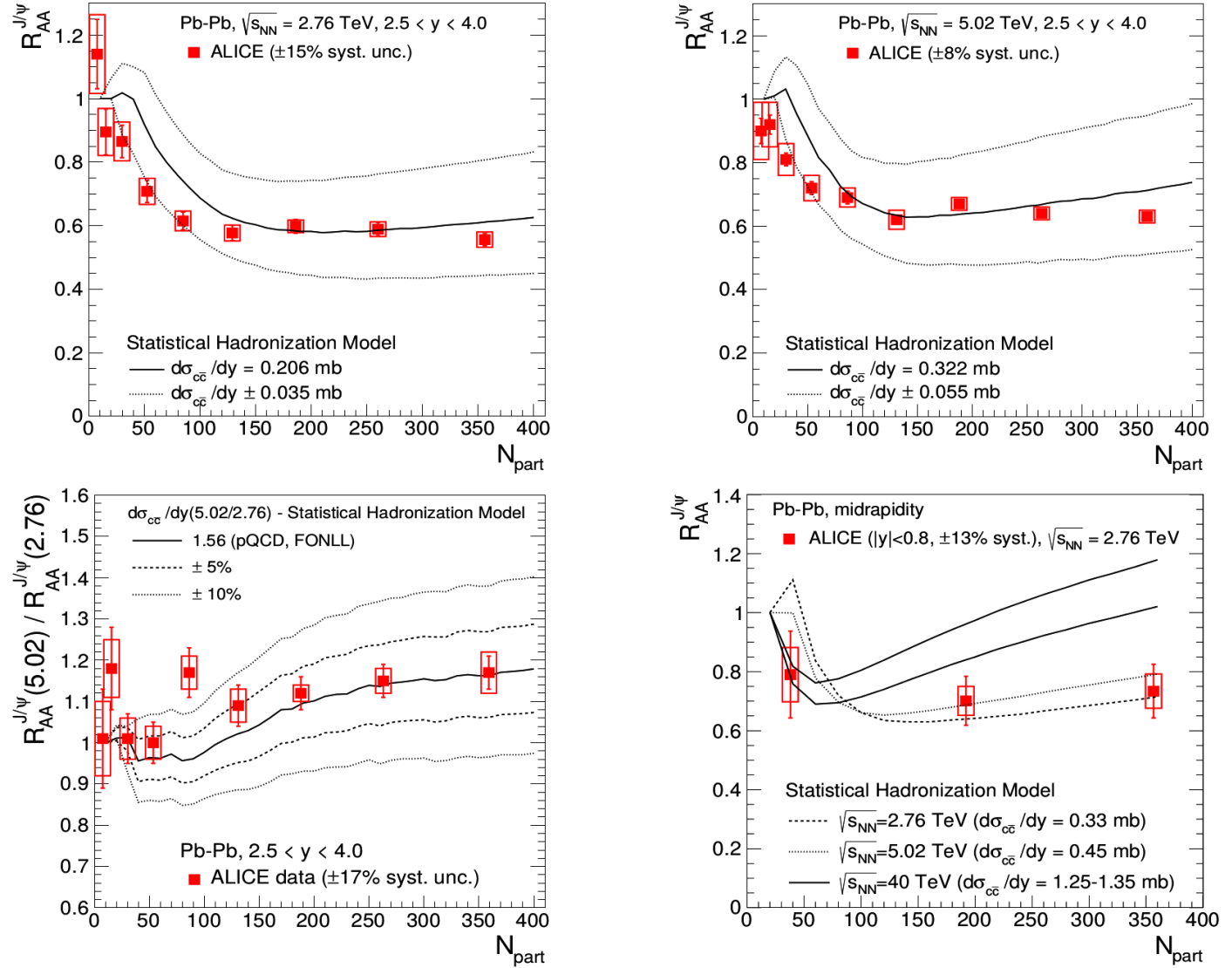


Figure 5. The centrality dependence of the nuclear modification factor of J/ψ production at the LHC. The model is compared to ALICE data [41, 42] at forward rapidity ($2.5 < y < 4$, upper panel for $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ and 5.02 TeV and lower-left panel for the ratio of the 2 energies) and at midrapidity (lower-right panel, for $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV and with predictions for 40 TeV [43]).

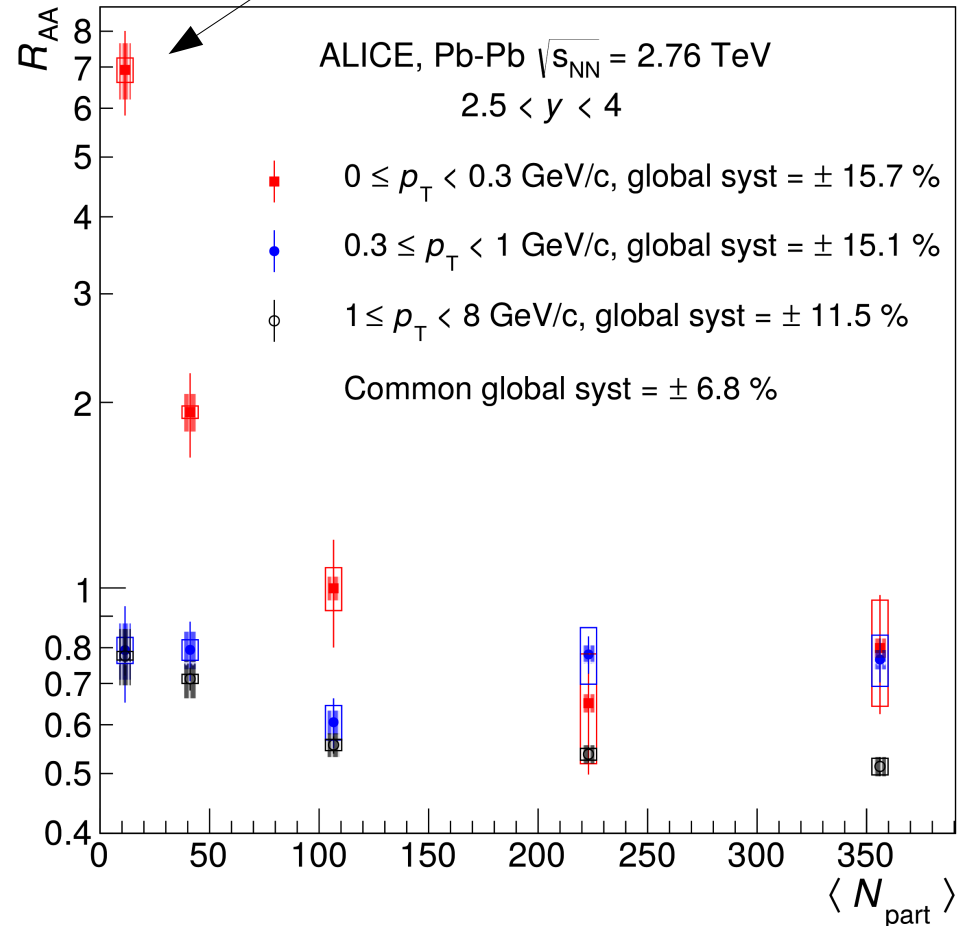
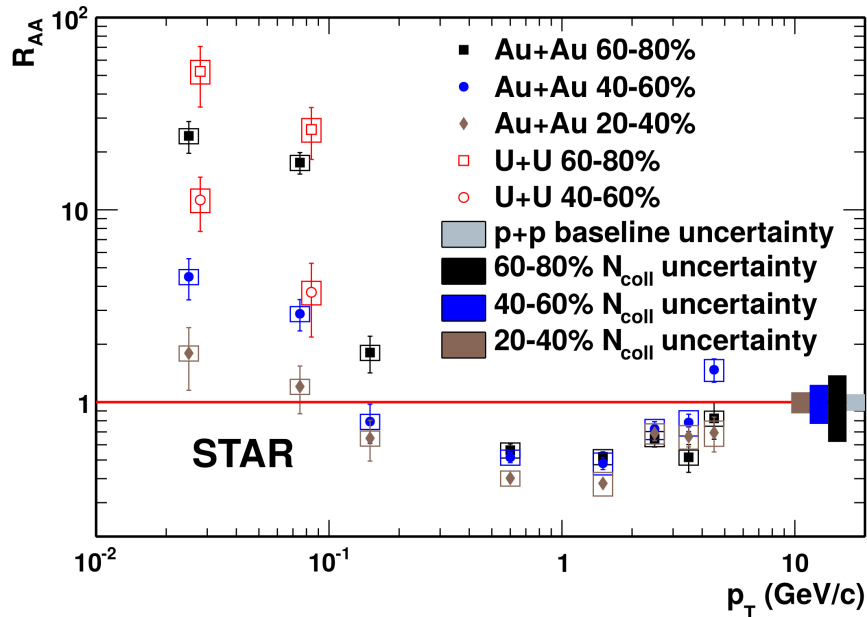
In this letter, we report on the measurement of J/ψ production in hadronic Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV at very low p_T ($p_T < 0.3$ GeV/c). We find an excess in the yield of J/ψ with respect to expectations from hadroproduction within suppression/regeneration scenarios. A plausible explanation is that the excess is caused by coherent photoproduction of J/ψ . In this process, quasi-real photons generated by the strong electromagnetic field of one of the lead nuclei interact coherently with the gluon field of the other nucleus, to produce a J/ψ . The coherence condition imposes a maximum transverse momentum for the produced J/ψ of the order of one over the nuclear radius, so the production occurs at very low p_T . Coherent photoproduction is well known in Ultra-Peripheral Collisions (UPC) and has been studied also at the LHC [14, 15]. These measurements give insight into the gluon distribution of the incoming Pb nuclei over a broad range of Bjorken- x values, providing information complementary to the study of J/ψ hadroproduction in p–Pb and Pb–Pb collisions. However, coherent J/ψ photoproduction has never been observed in nuclear collisions with impact parameters smaller than twice the radius of the nuclei. Although the extension to interactions where the nuclei interact hadronically raises several questions, e.g. how the break-up of the nuclei affects the coherence requirement, we find no other convincing explanation. Assuming, therefore, this mechanism causes the observed excess, we obtain the corresponding cross section in the 30–50%, 50–70% and 70–90% centrality classes.

ALICE: PRL 116 (2016), 222301
[arXiv:1509.08802]

Wyniki dla 5.02 TeV → zob. ALICE, arXiv:2204.10684

Duża nadwyżka w produkcji J/ψ przy bardzo niskich p_T ($p_T < 0.3$ GeV/c). Uwaga: ten punkt to zderzenia peryferyczne (70–90%) !

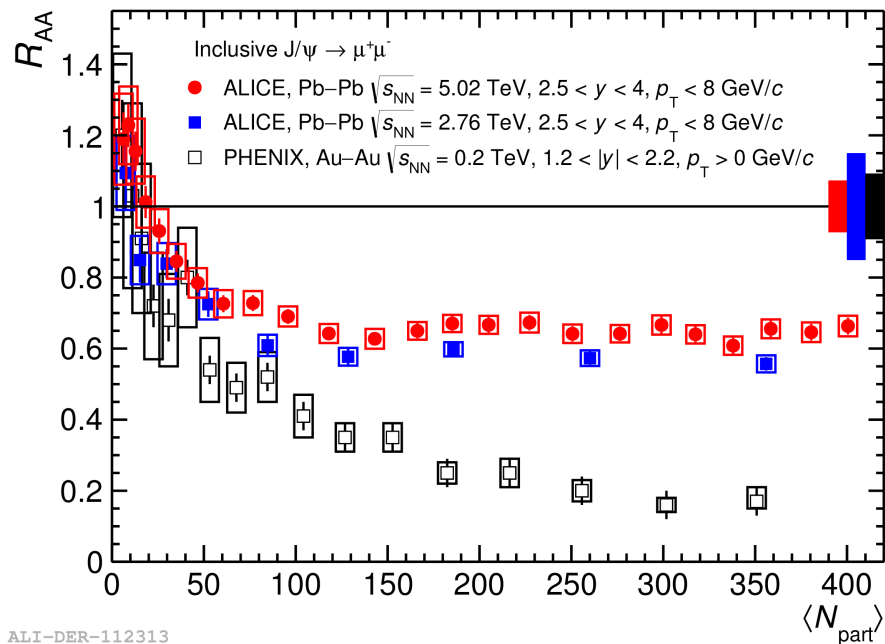
Podobne wyniki dla STAR (RHIC)
arXiv:1904.11658



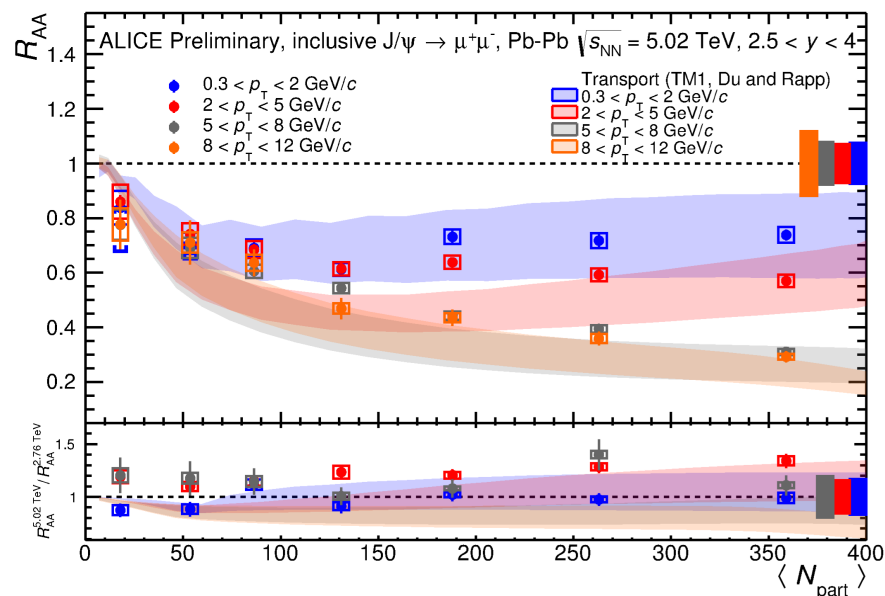
Dodatkowe wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

górne: arXiv:1705.05810 (przeglądowa QM 2017)

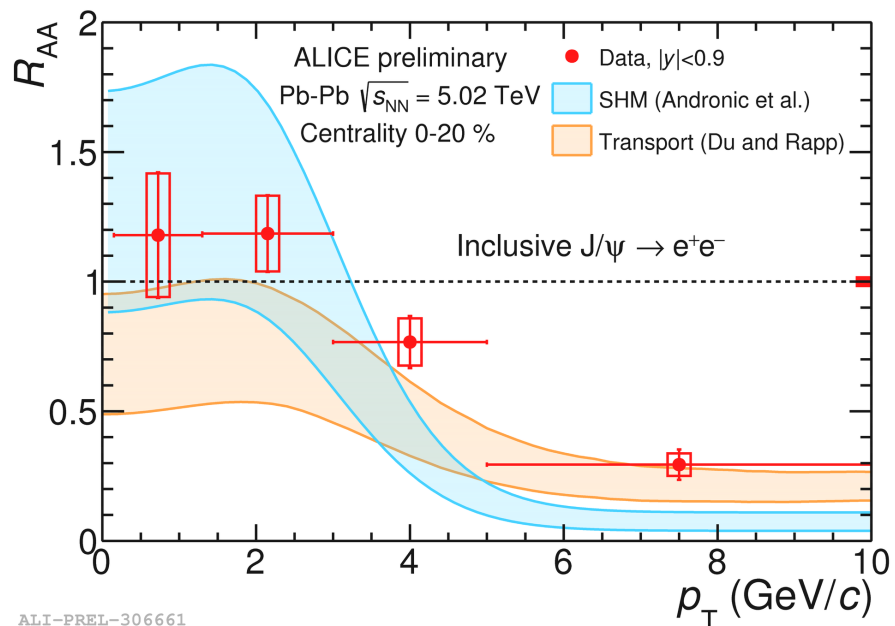
dolne: arXiv:1811.10881 (lewy) oraz arXiv:2001.11925, arXiv:2002.10793 (prawy)



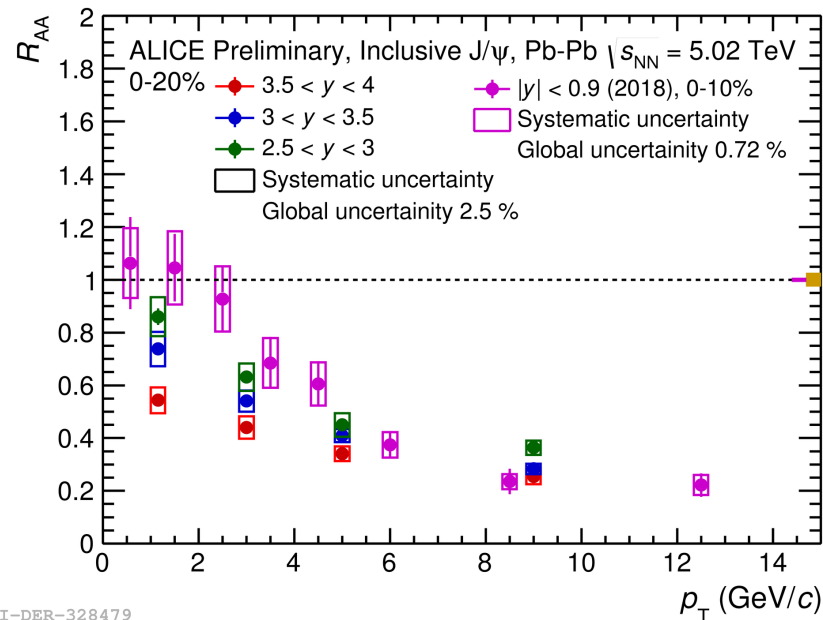
ALI-DER-112313



ALI-PREL-120949

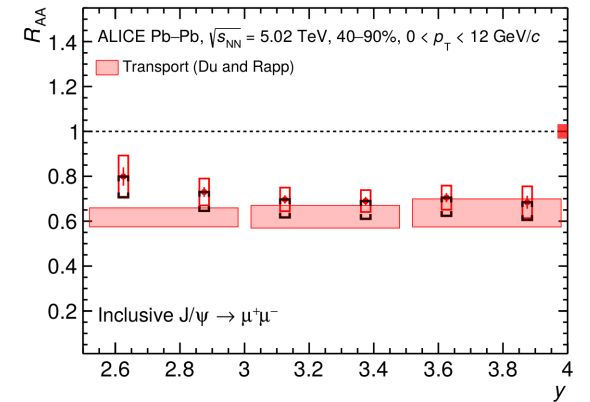
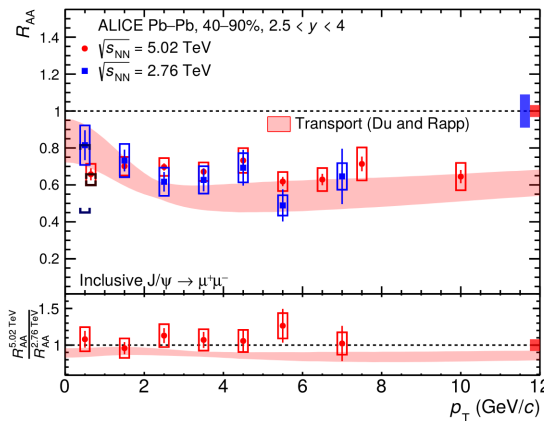
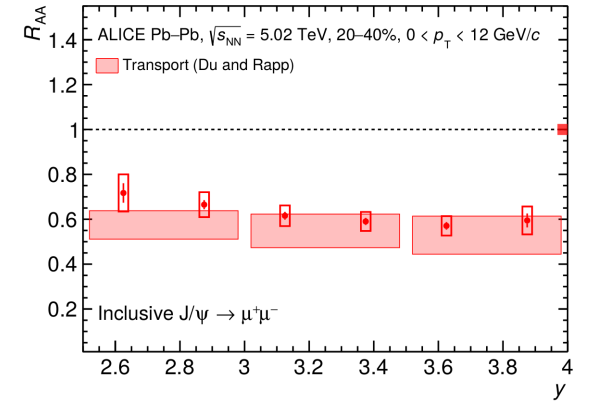
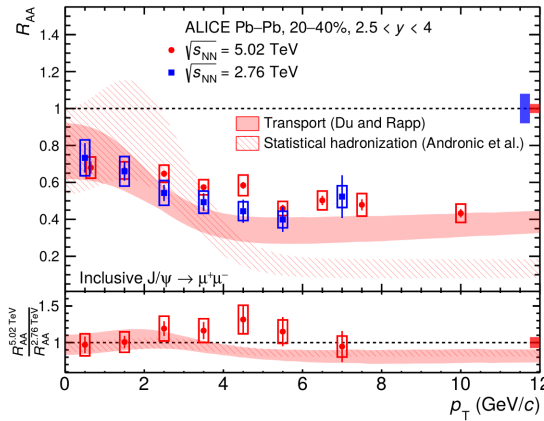
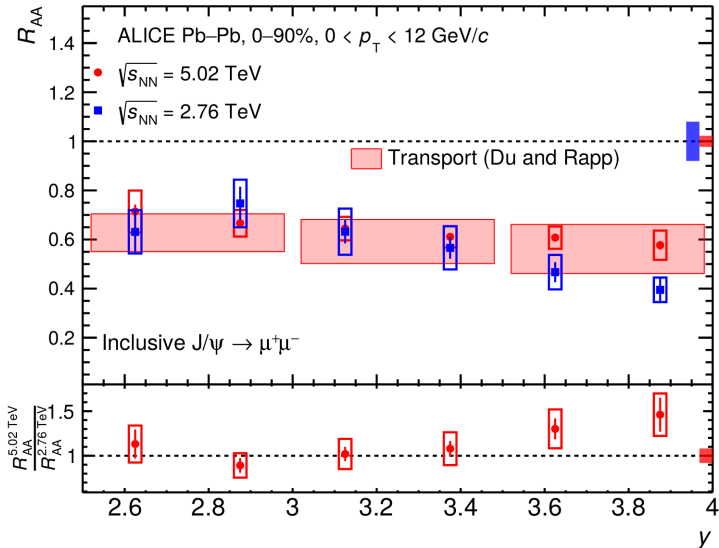
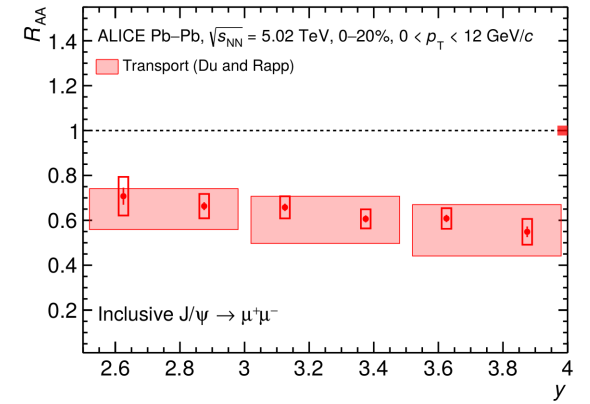
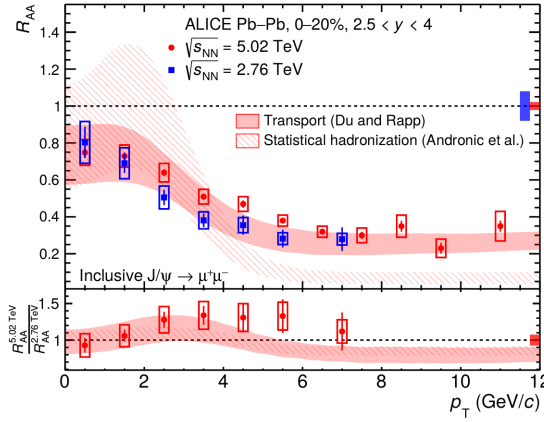
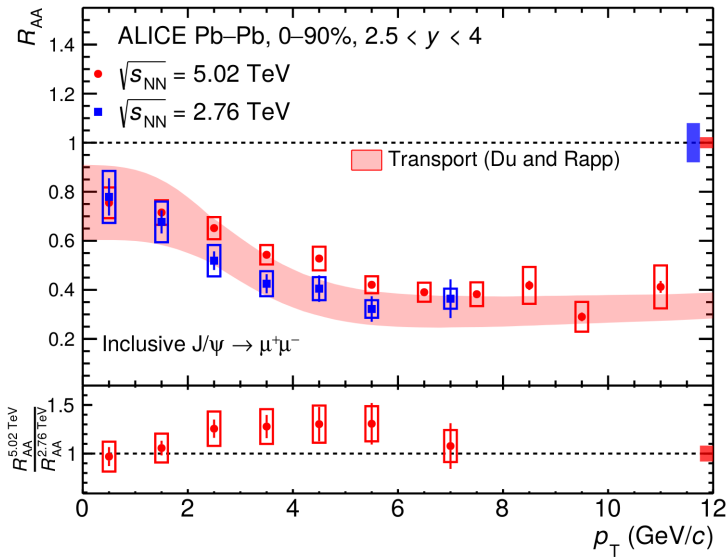


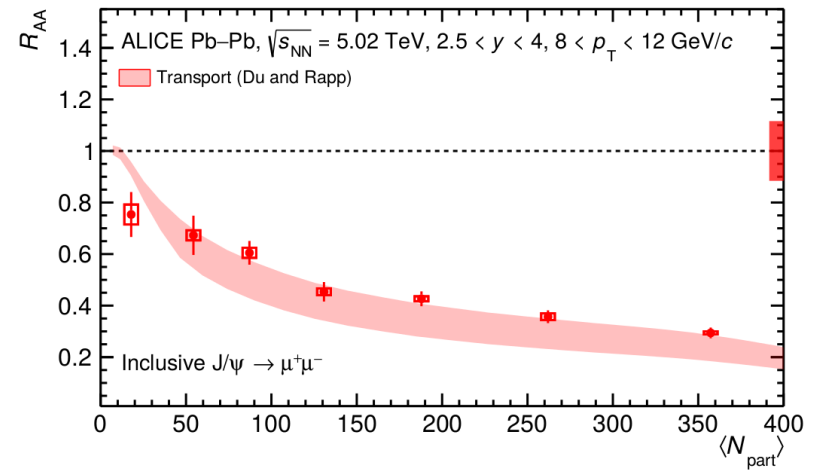
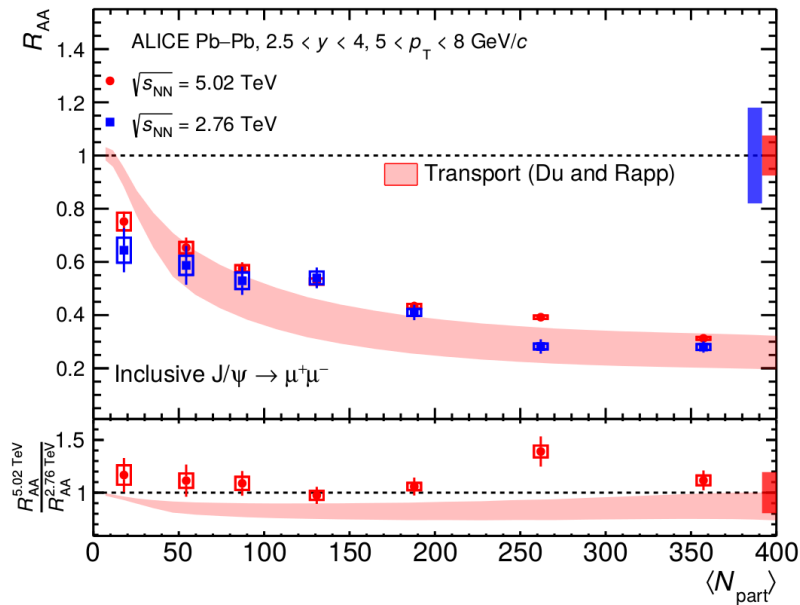
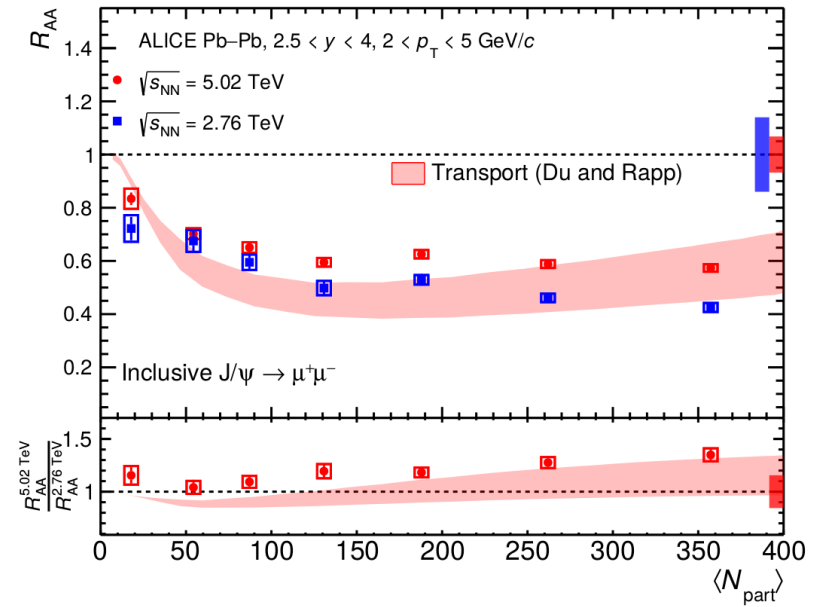
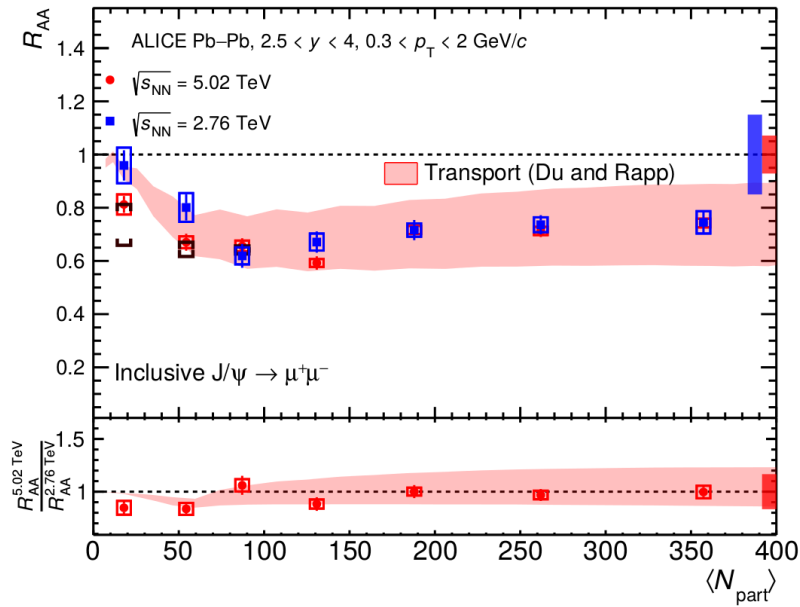
ALI-PREL-306661



ALI-DER-328479

Wyniki $Y(1S)$ dla Pb+Pb przy 5.02 TeV \rightarrow zob. ALICE, arXiv:1805.04387





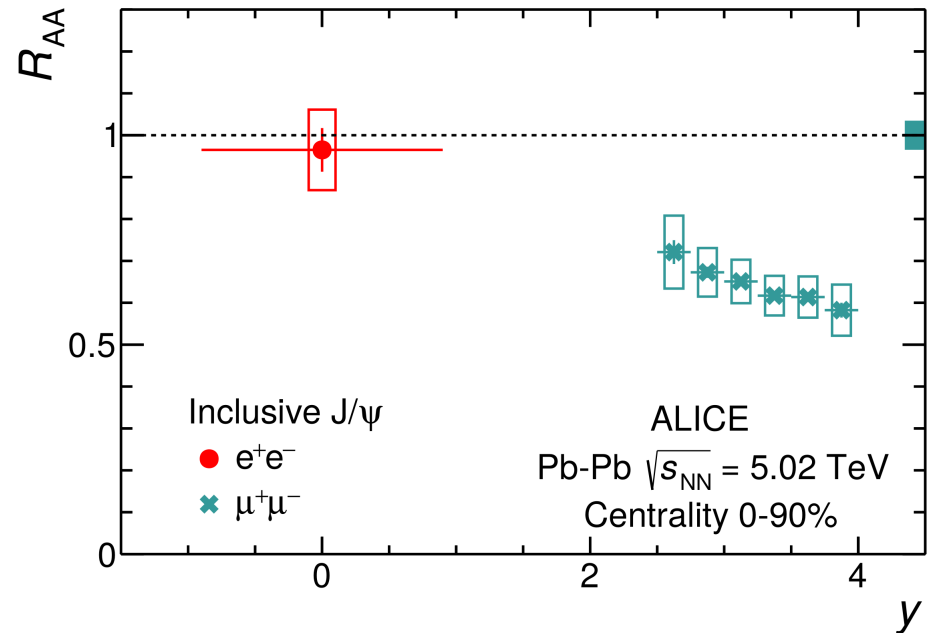
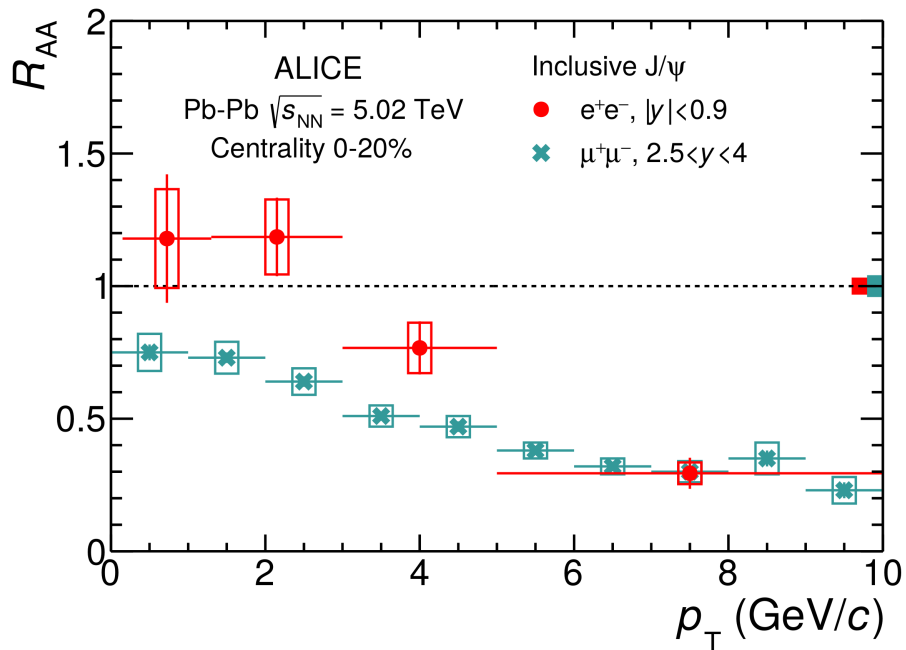
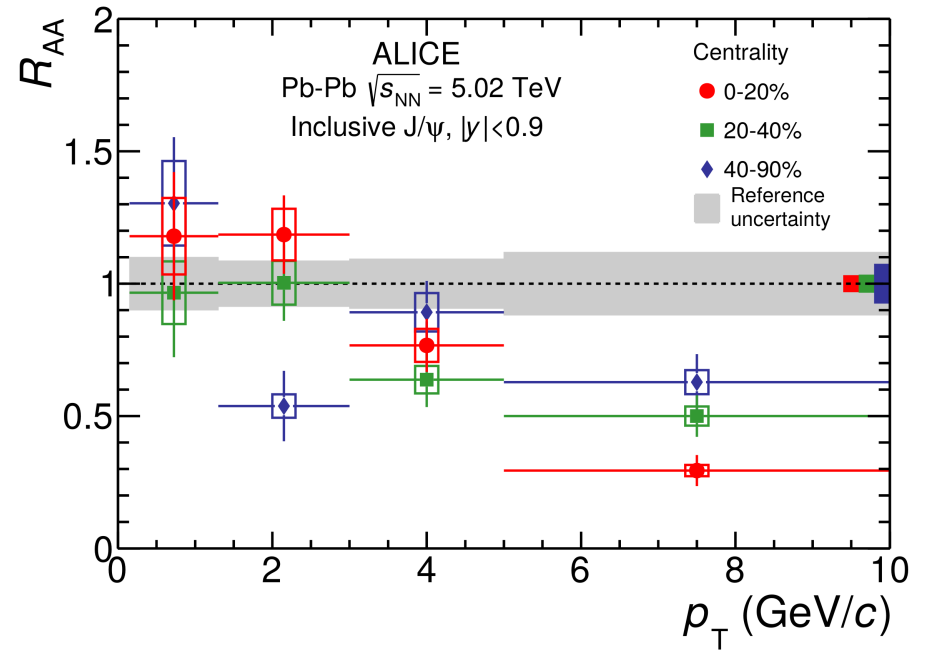
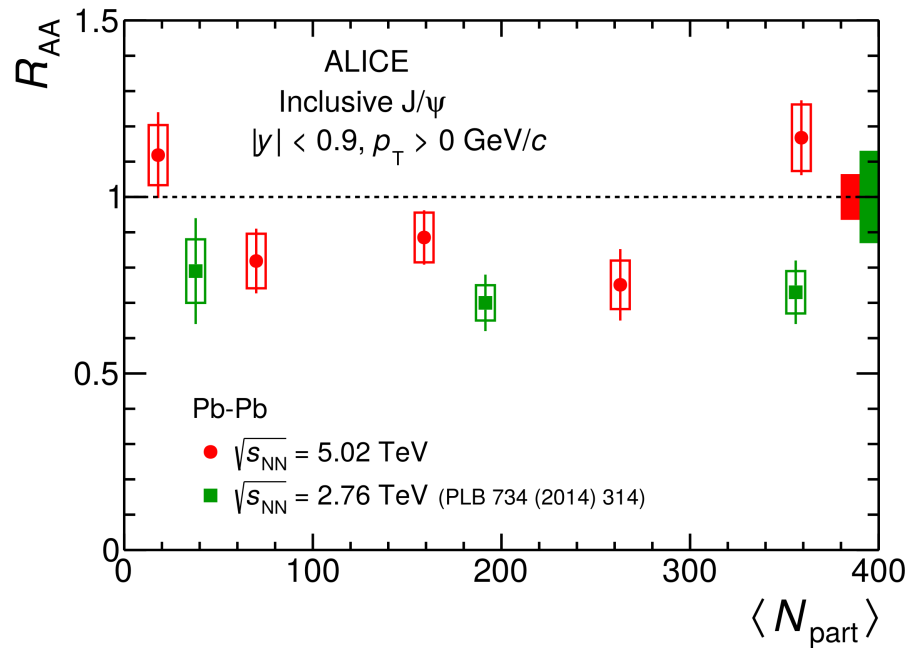
Dodatkowe wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

ALICE, Phys. Lett. B 805 (2020) 135434 [arXiv:1910.14404]

Uwaga: dane w mid-rapidity o znacznie lepszej precyzji

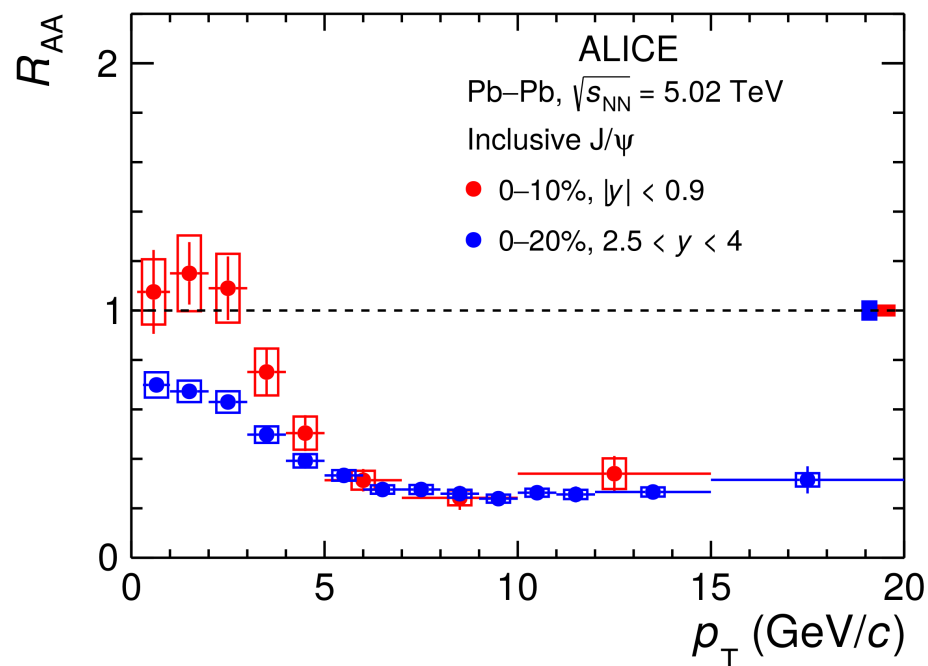
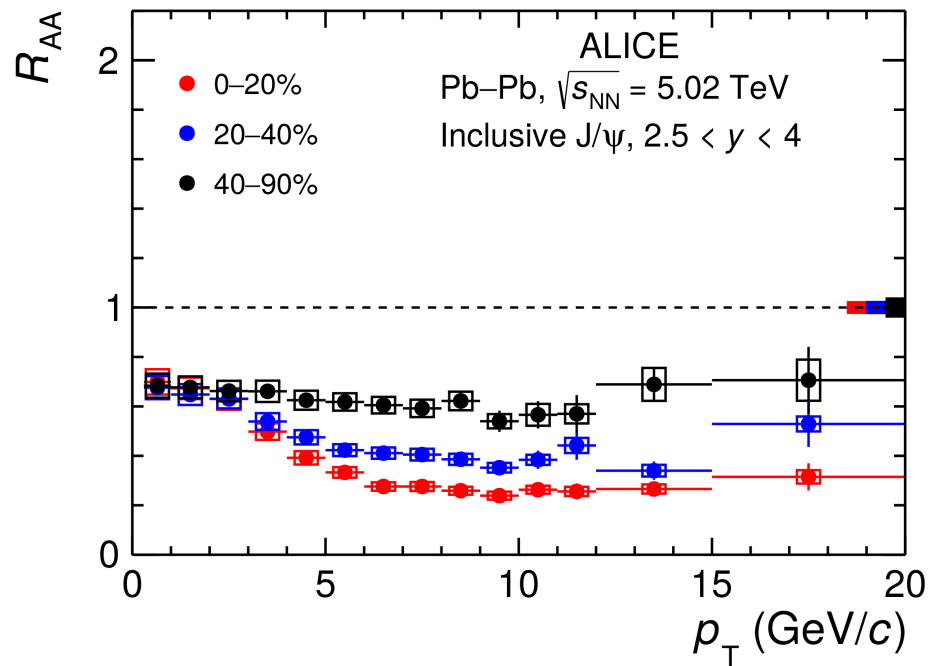
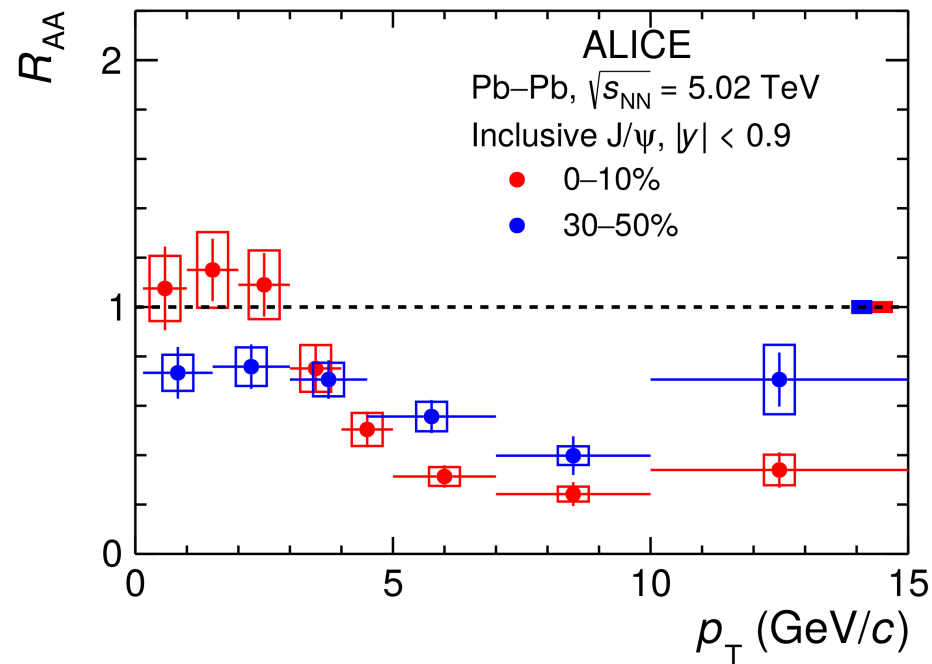
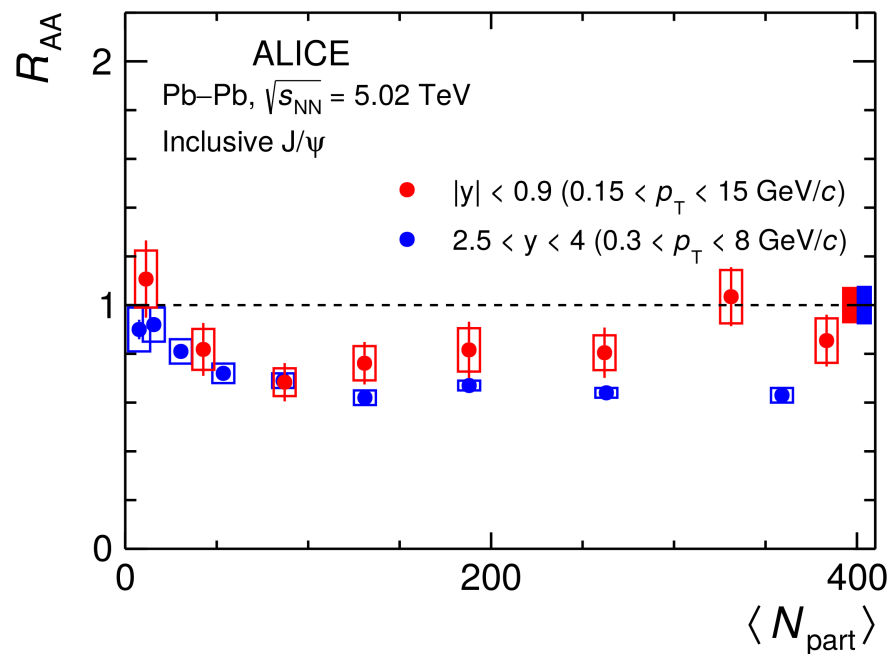
→ zob. L. van Doremalen (for ALICE), arXiv:2005.06648

→ zob. I. Lofnes (for ALICE), arXiv:2108.04524



Dodatkowe wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

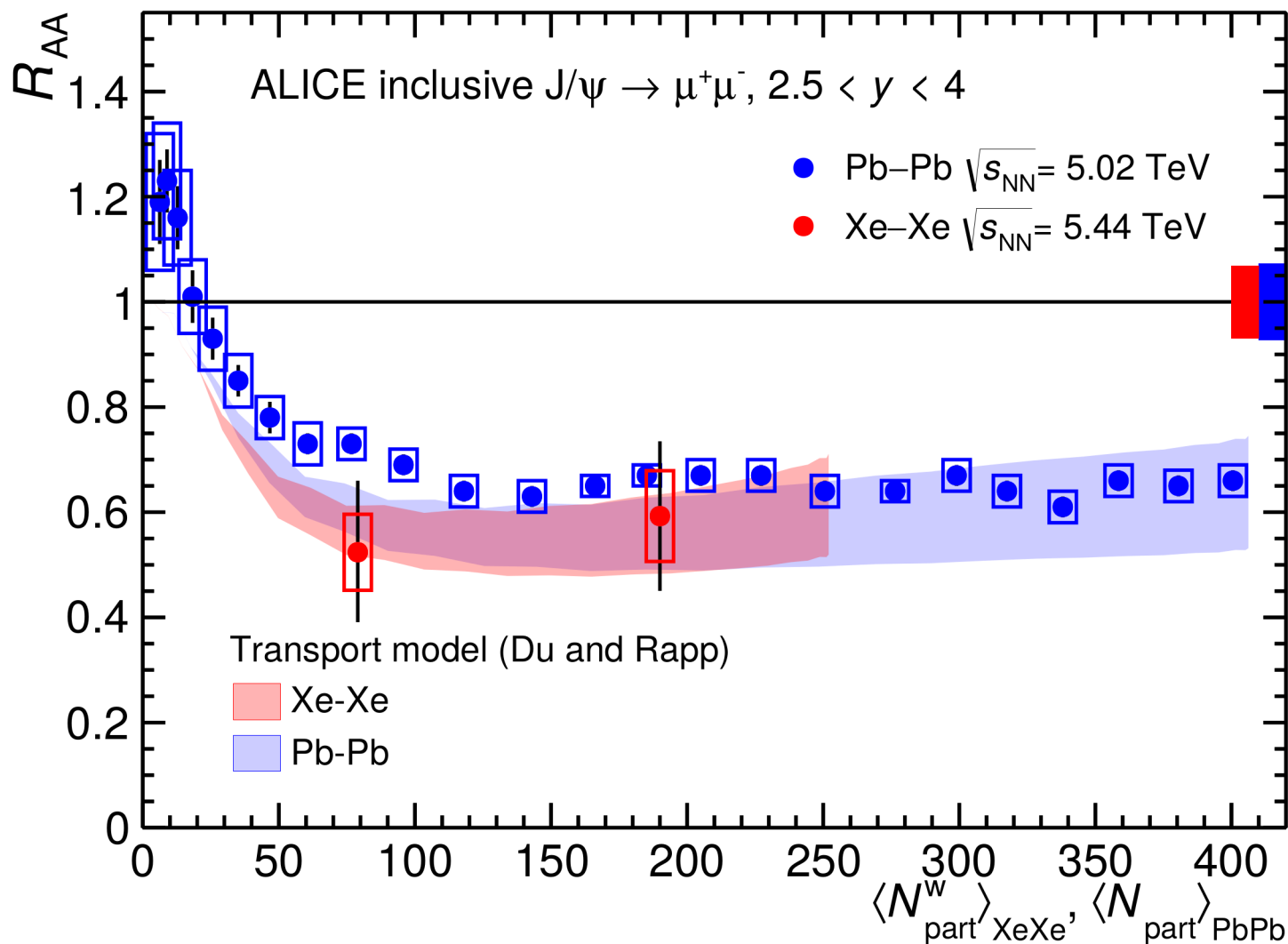
ALICE, arXiv:2303.13361



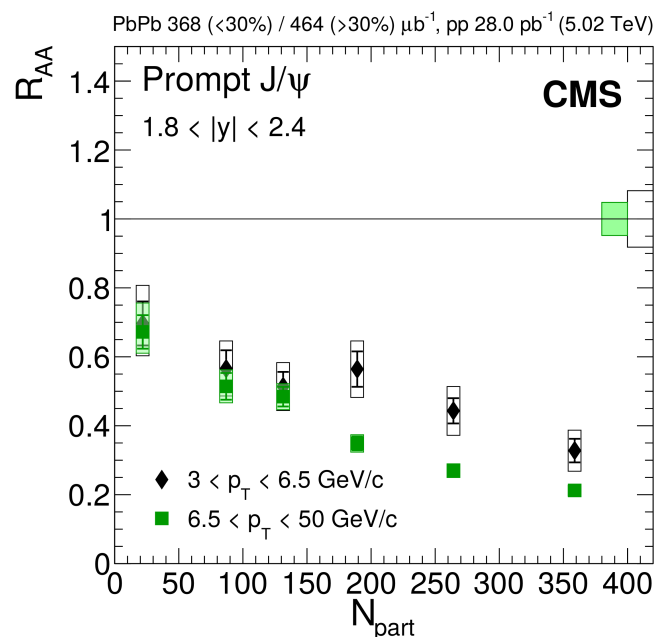
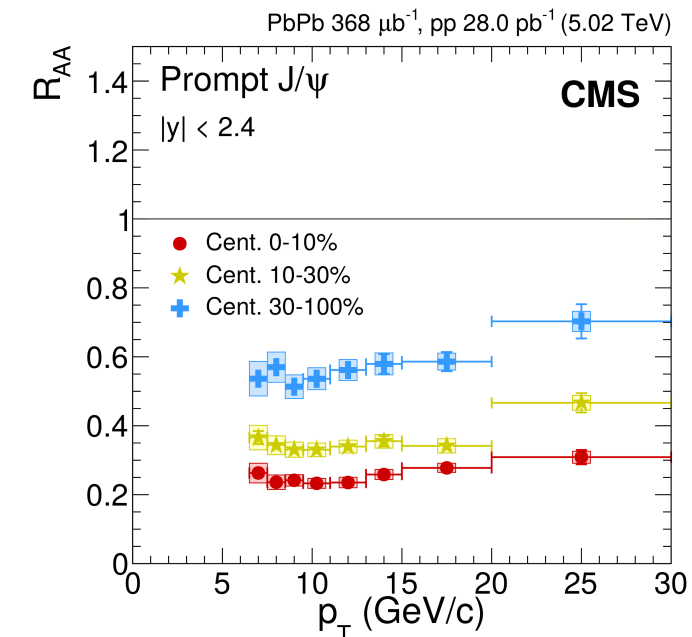
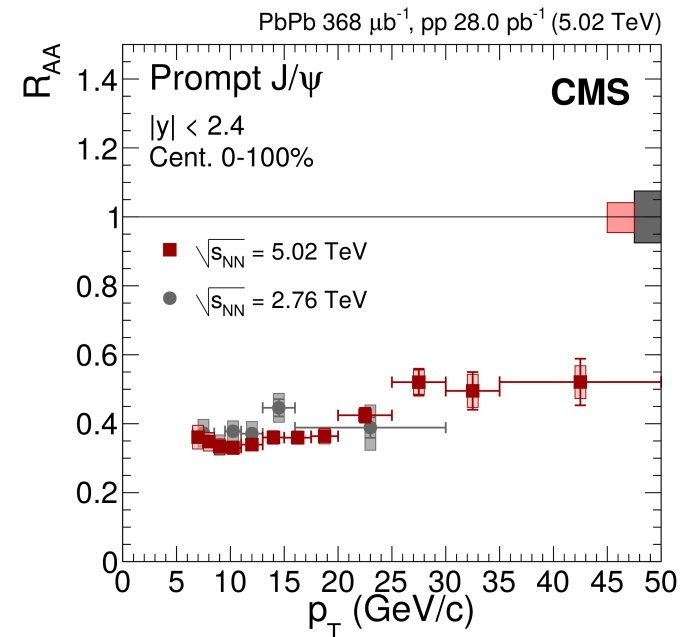
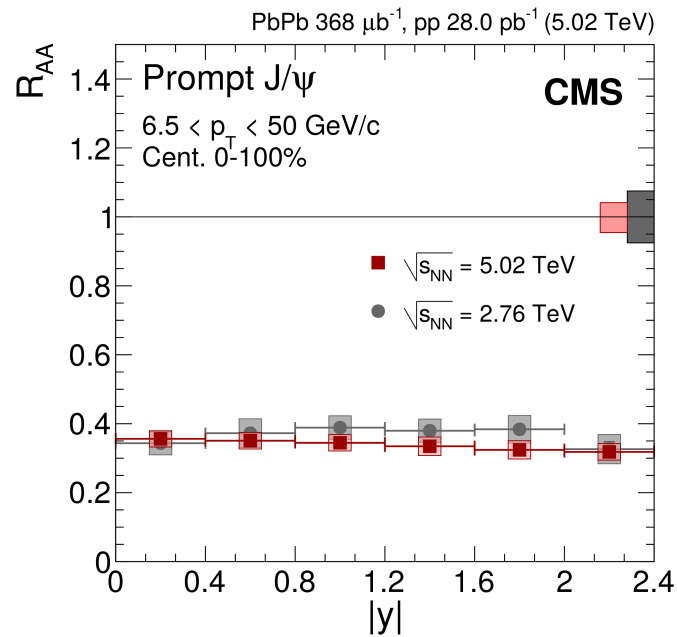
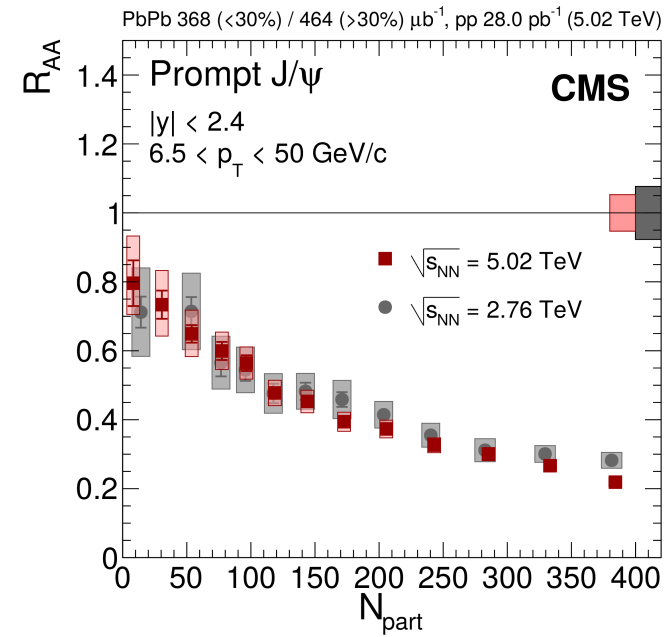
Wyniki z ALICE dla Xe+Xe przy 5.44 TeV

ALICE, Phys. Lett. B785 (2018) 419-428 [arXiv:1805.04383]

W granicach niepewności wyniki dla Xe+Xe i Pb+Pb są zgodne dla podobnych N_{part}



Zob. W. Shaikh (for ALICE), arXiv:1910.06695
→ wyniki dla Xe+Xe w mid-rapidity (1 punkt)

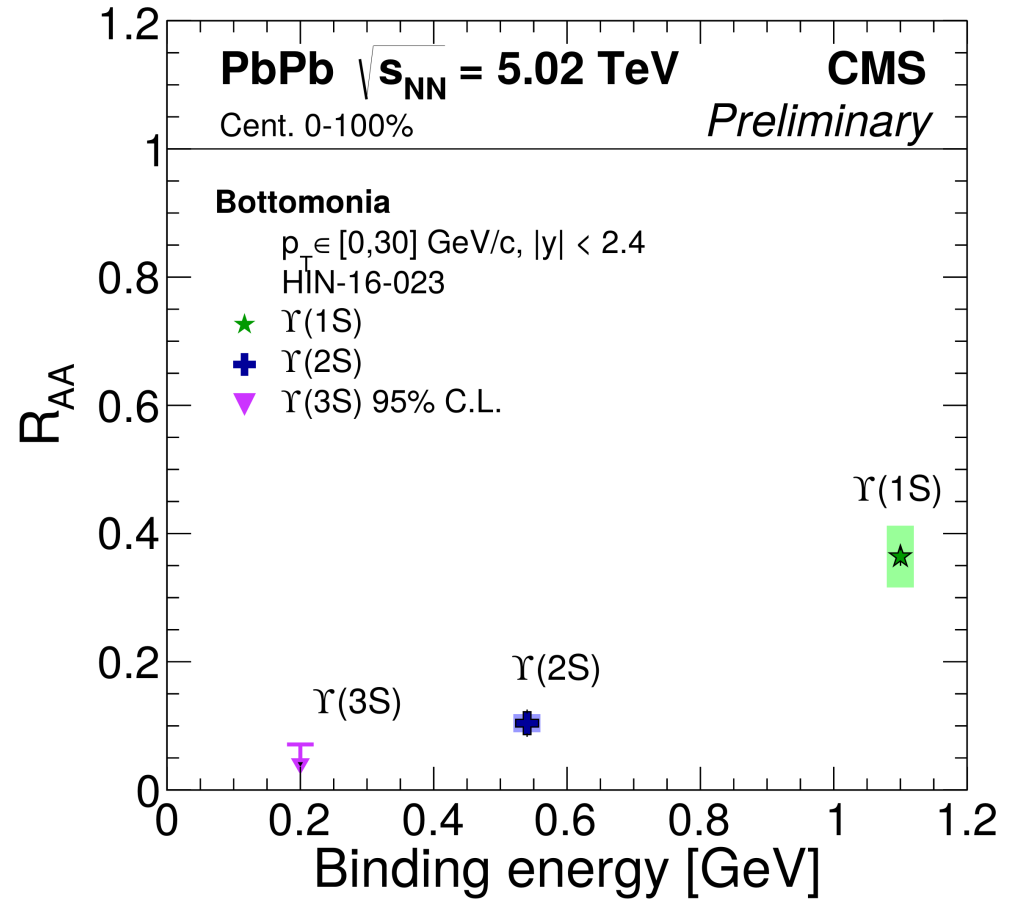
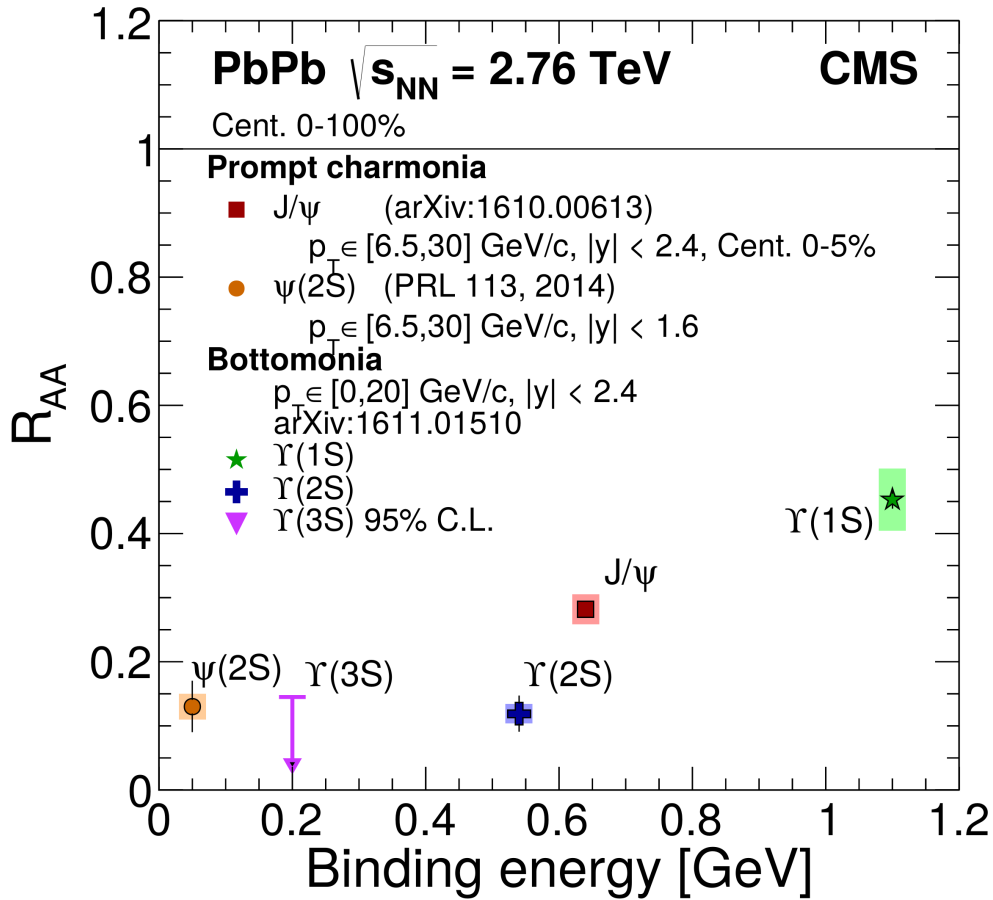


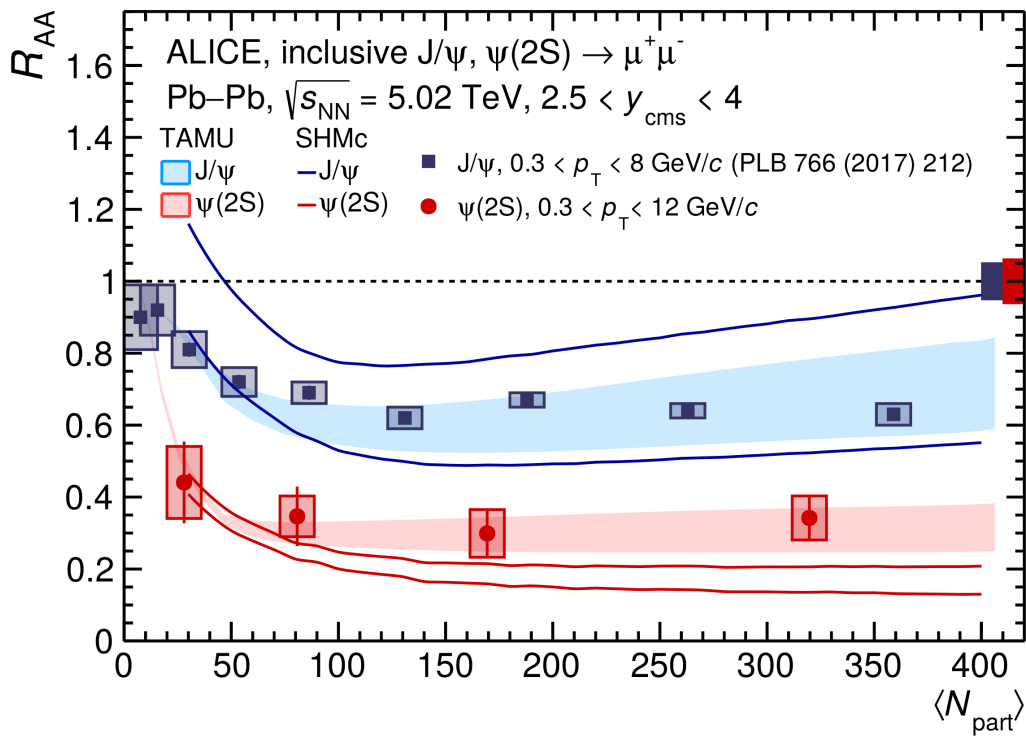
Wyniki z CMS dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

CMS, arXiv:1712.08959

Dla zainteresowanych:
wyniki ATLAS (5.02 TeV)
w pracy:
ATLAS, arXiv:1805.04077

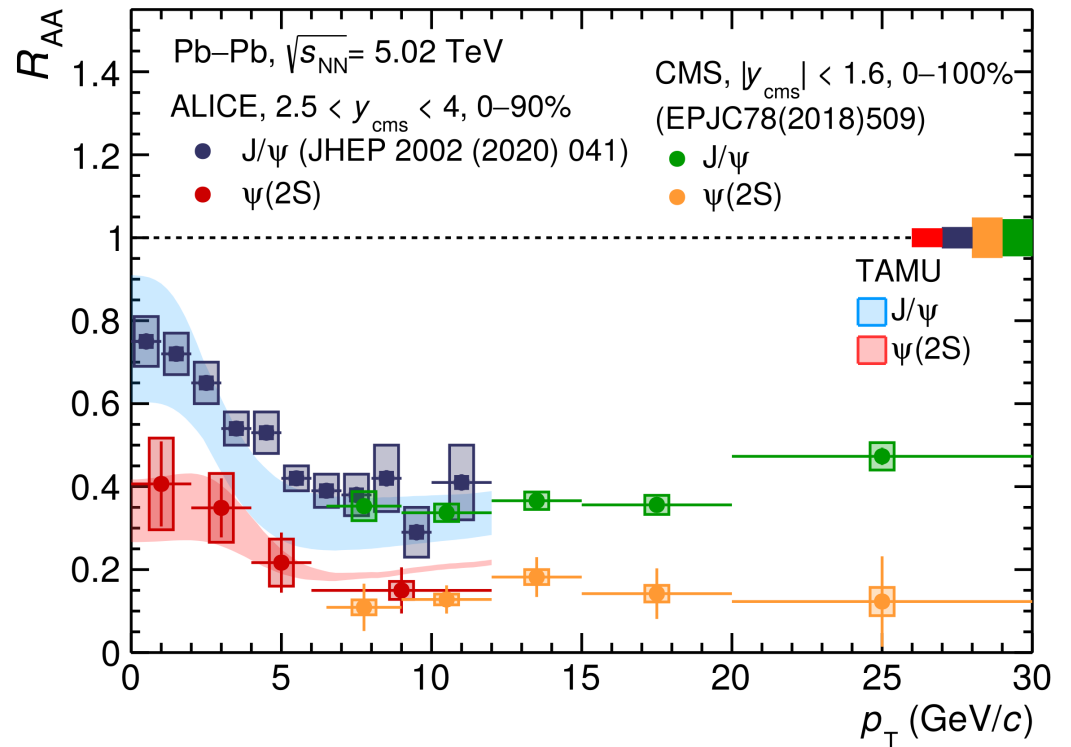
Rys. z pracy przeglądowej o bottomoniach:
 Hu, Leonardo, Liu, Haytmyradov, arXiv:1708.02913

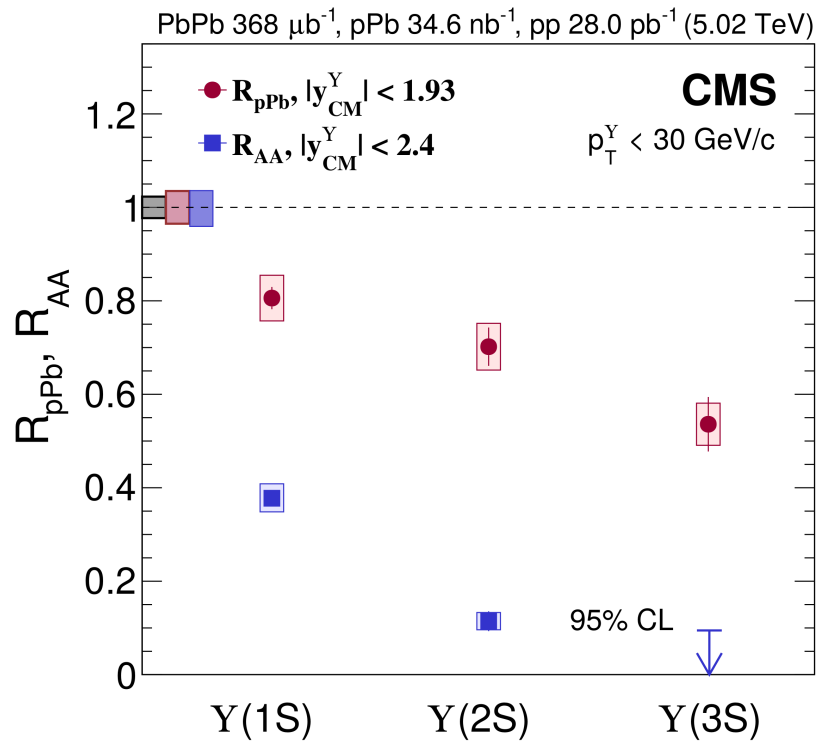




Wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

ALICE, arXiv:2210.08893





CMS, arXiv:2202.11807

M. He, H. van Hees, R. Rapp, Xiv:2204.09299

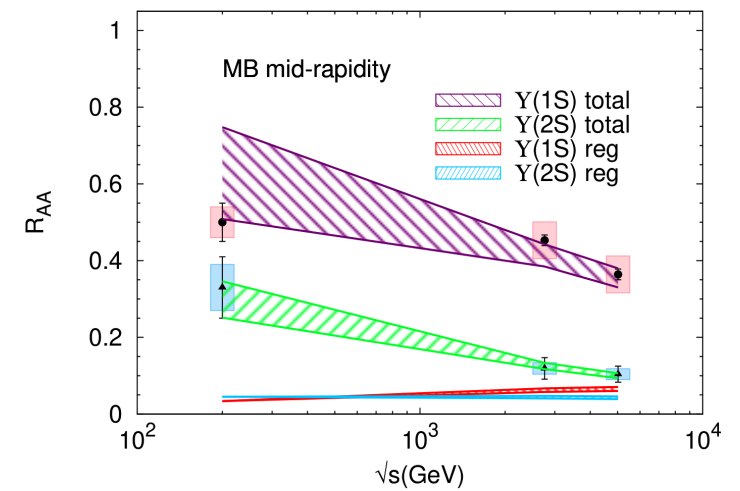
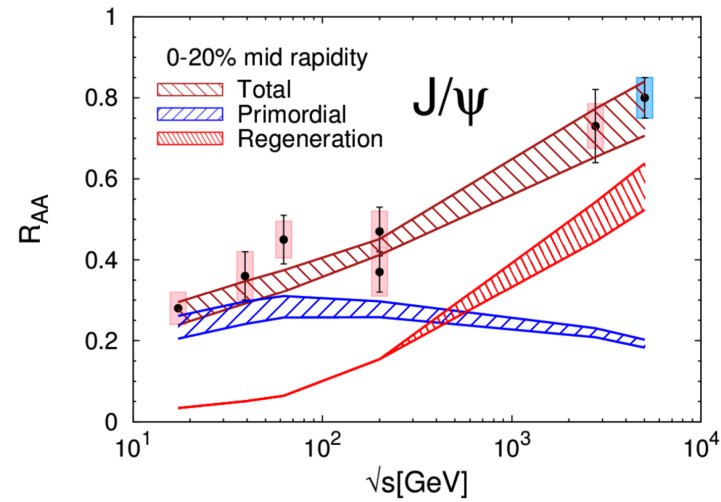
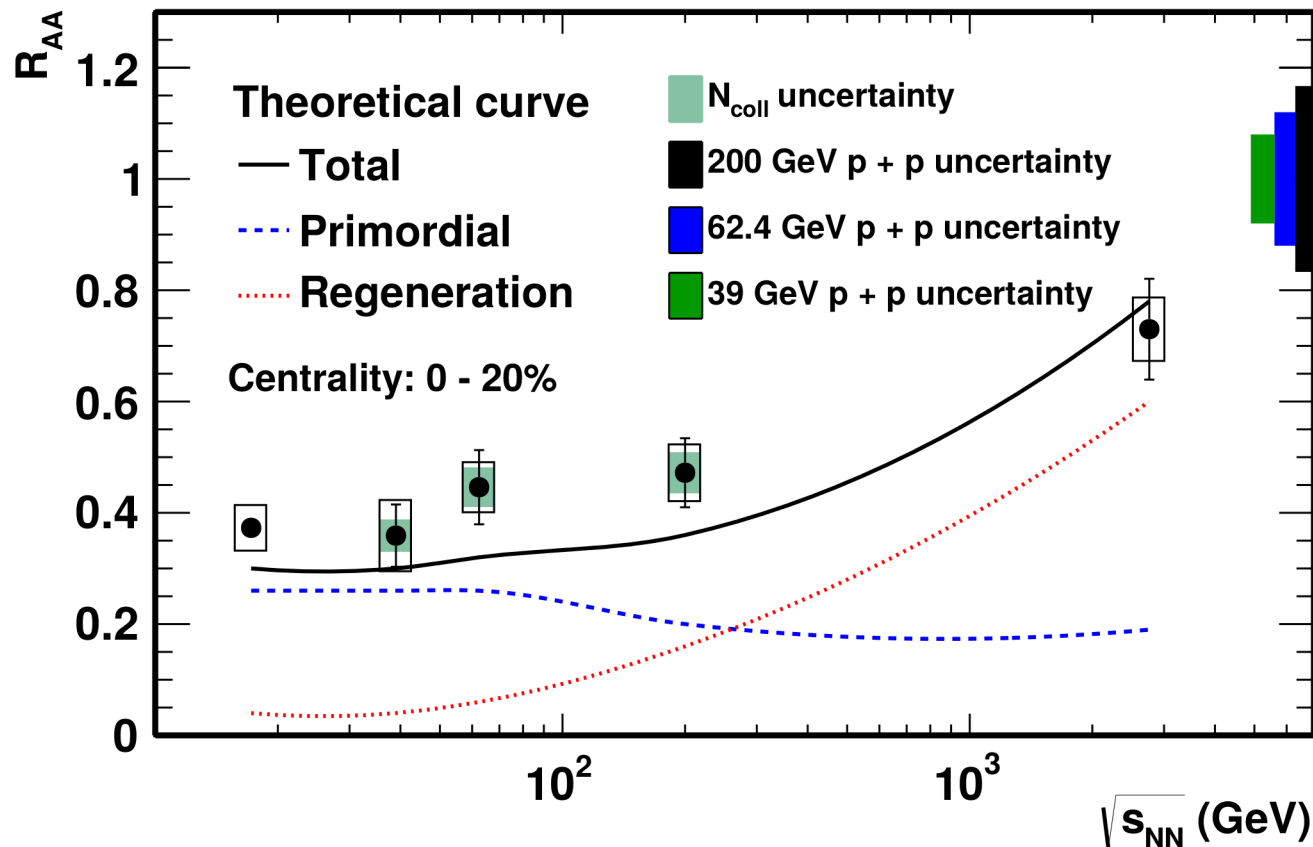


Figure 5.1: Excitation function of the nuclear modification factor for inclusive- J/ψ production in central Au-Au collisions at RHIC and in Pb-Pb collisions at the SPS and LHC (left panel), and for $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ production in minimum-bias collisions Au-Au and Pb-Pb collisions at RHIC and the LHC, respectively (right panel); TAMU transport model calculations are compared to data from the NA50, STAR, ALICE and CMS collaborations; figures are taken from Ref. [95].

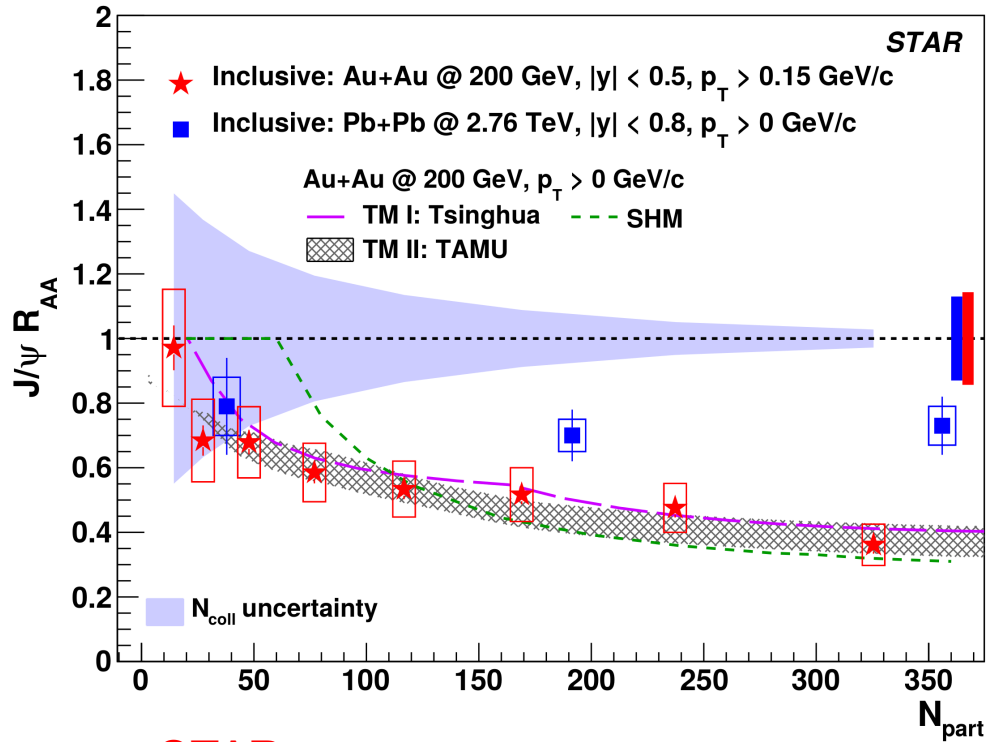
Produkcja J/ψ w funkcji energii (przy **mid-rapidity** $|y| < 1.0$) **jest podobna dla** dla niskich i wysokich energii RHIC (Au+Au przy 39, 62.4, 200 GeV) – **balans efektów tłumienia oraz rekombinacji** (oba efekty rosną ze wzrostem energii ale działają w przeciwnych kierunkach)

Pokazano również punkt dla SPS (17.3 GeV) oraz LHC (2.76 TeV)
Dane STAR – centralność 0–20%, dane ALICE – centralność 0–10%

Rys. z pracy STAR, 1607.07517

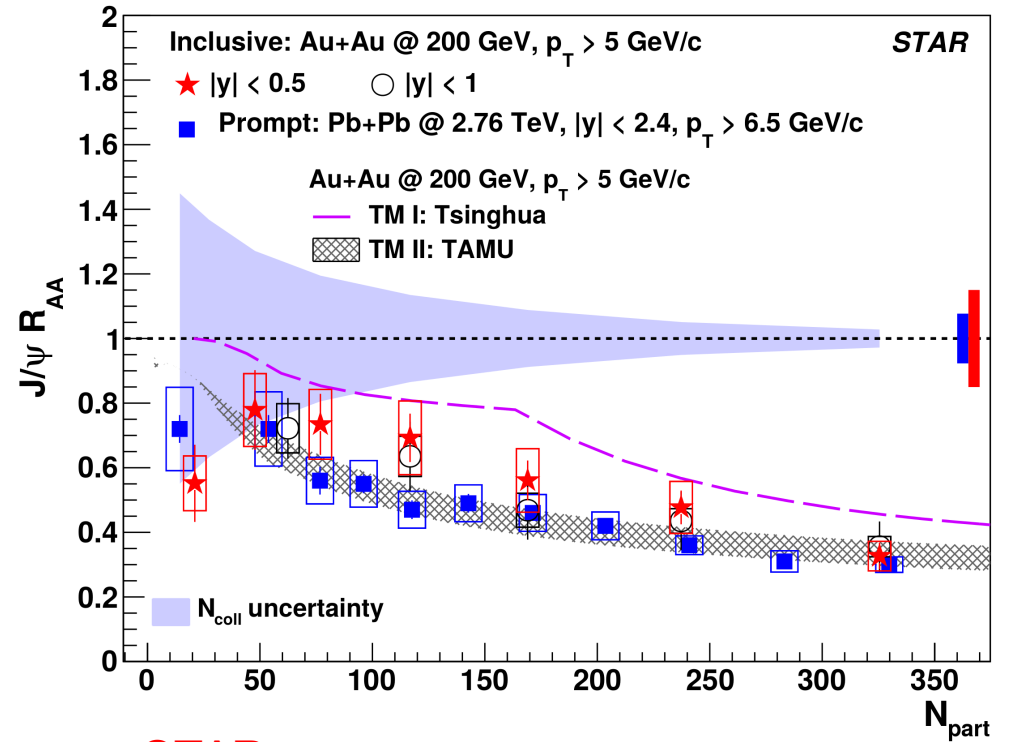


(prawie) pełen zakres p_T , mid-rapidity



STAR
 ALICE

wysokie p_T , mid-rapidity



STAR
 CMS

Wyniki STAR p+Au, d+Au

→ zob. STAR, Phys. Lett. B 825 (2022) 136865 [arXiv:2110.09666]

The CERN lead beam program (1994-2002) at top SPS energy created the conditions and found the signatures predicted for a transient QGP state

- energy density $\approx 3 \text{ GeV/fm}^3$ at the early stage of the collision (NA49)
- enhancement of the production yields of strange particles
factor 2 for total strangeness (NA49)
up to factor 10 for Ω hyperons (WA95, NA47)
- anomalous (beyond CNM effects) suppression of J/ψ and ψ' states
as expected due to screening of the color force (NA50, NA60)
- indications of chiral restoration, manifesting in strong modification of the ρ^0 meson shape (NA45, NA60)

None of the signatures turned out to be unique for the QGP, thus NA49 proposed an energy scan in the SPS range to look for a sharp onset

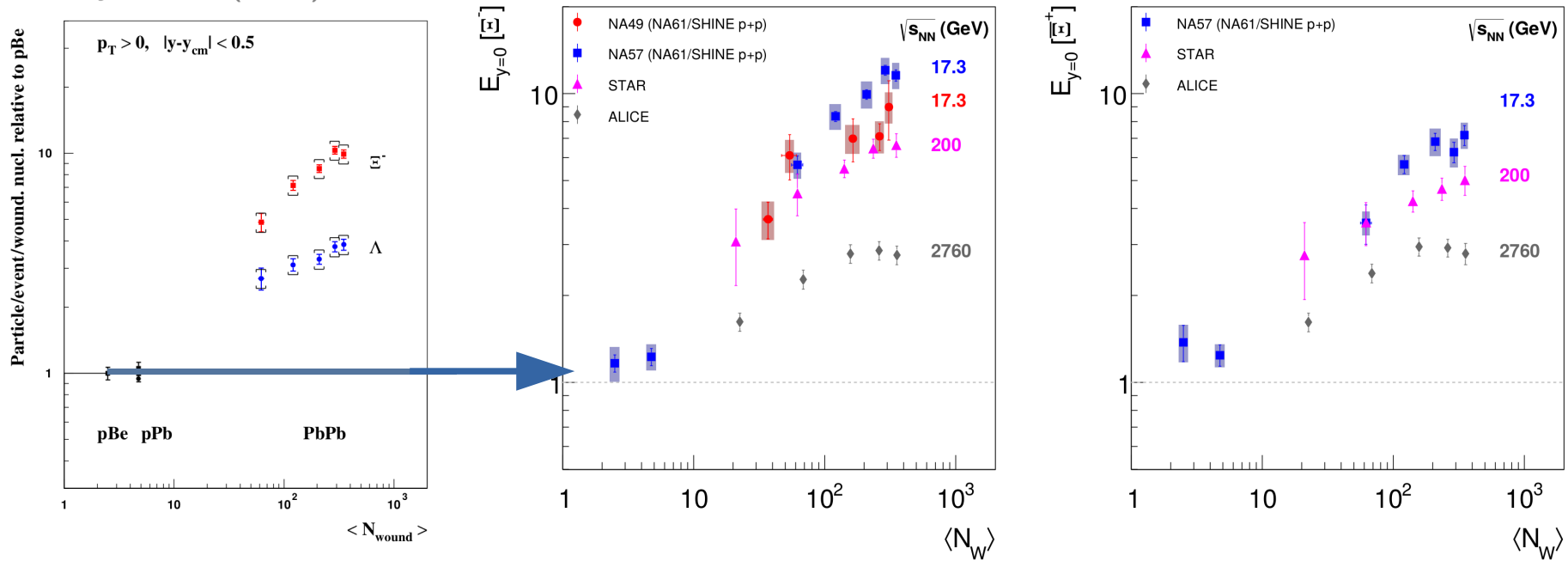
- only NA49 participated in the complete scan, thus results are restricted to hadron production measurements

System size dependence of the strangeness enhancement

J. Phys. G 32 (2006) 427–442

Erratum: EPJ C 82 (2022) 174 [zob. arXiv:2006.02062v2]

Eur.Phys.J.C 80 (2020) 9, 833

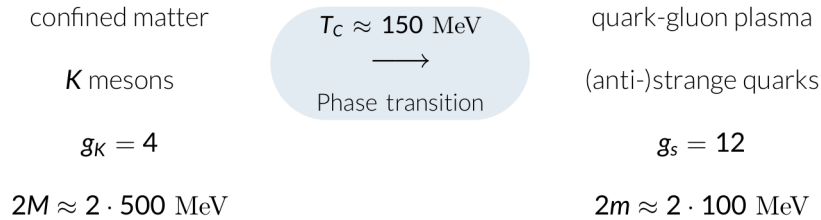


- NA61/SHINE results on Ξ give new base-line for strangeness enhancement study in SPS energy range

The strangeness enhancement factor E

$$E = \frac{2}{\langle N_w \rangle} \frac{dn/dy(A+A)}{dn/dy(p+p)}$$

Strangeness and phase transition



Lightest strangeness carriers:

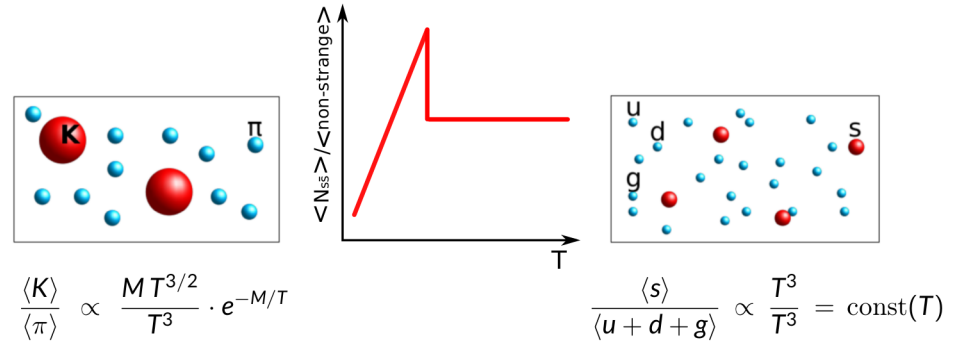
- relatively heavy kaons ($M > T_C$) in the confined phase,
- relatively light strange quarks ($m \lesssim T_C$) in QGP.

Strangeness in Statistical Model of Early Stage toy model

toy model

$$\langle n \rangle = \frac{gV}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{1}{e^{E/T} \pm 1} \approx gV \left(\frac{MT}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-M/T} \quad \text{for heavy particles}$$

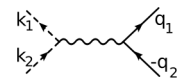
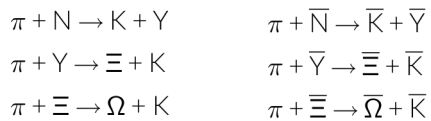
$$\approx gV \frac{2\pi^2}{4.45} T^3 \quad \text{for light particles}$$



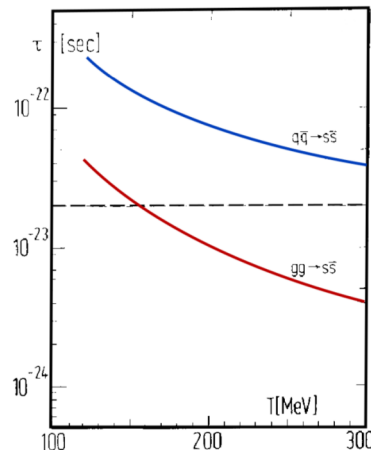
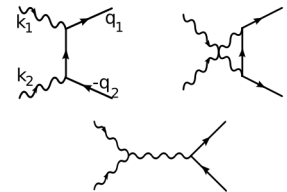
Gaździcki, Gorenstein, Acta Phys.Polon. B30 (1999) 2705

Dynamical Approach by Rafelski-Müller

- strangeness production in confined matter



- strangeness production in QGP

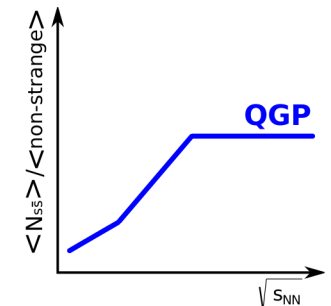
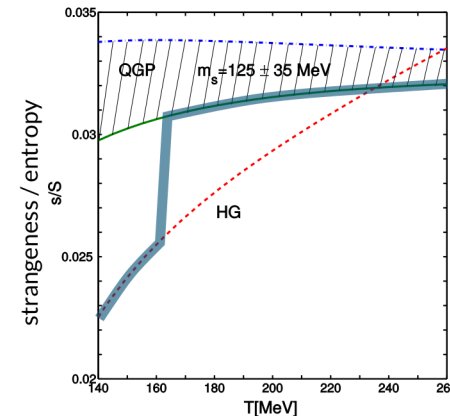


- $gg \rightarrow s\bar{s}$ $\tau \approx 2 \times 10^{-23} \text{ s}$.
- $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ $\approx 10 \times$ slower.
- QGP lifetime $\lesssim 2 \times 10^{-23} \text{ s}$

Rafelski, Müller; Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066

Koch, Müller, Rafelski; Phys. Rep. 142 (4) (1982) 167

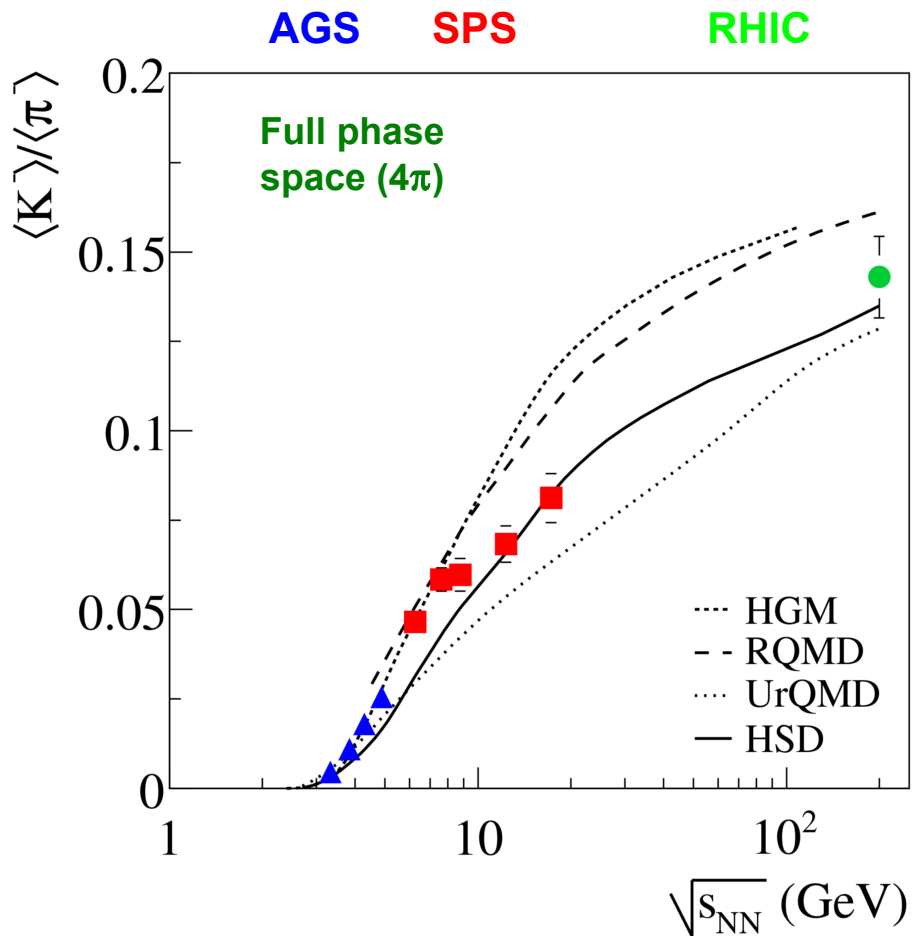
Rafelski-Müller Dynamical Approach



- Equilibrium value reached in QGP \leftarrow fast strangeness production.
- No enhancement in the confined phase \leftarrow slow strangeness production in whole hadronic region.

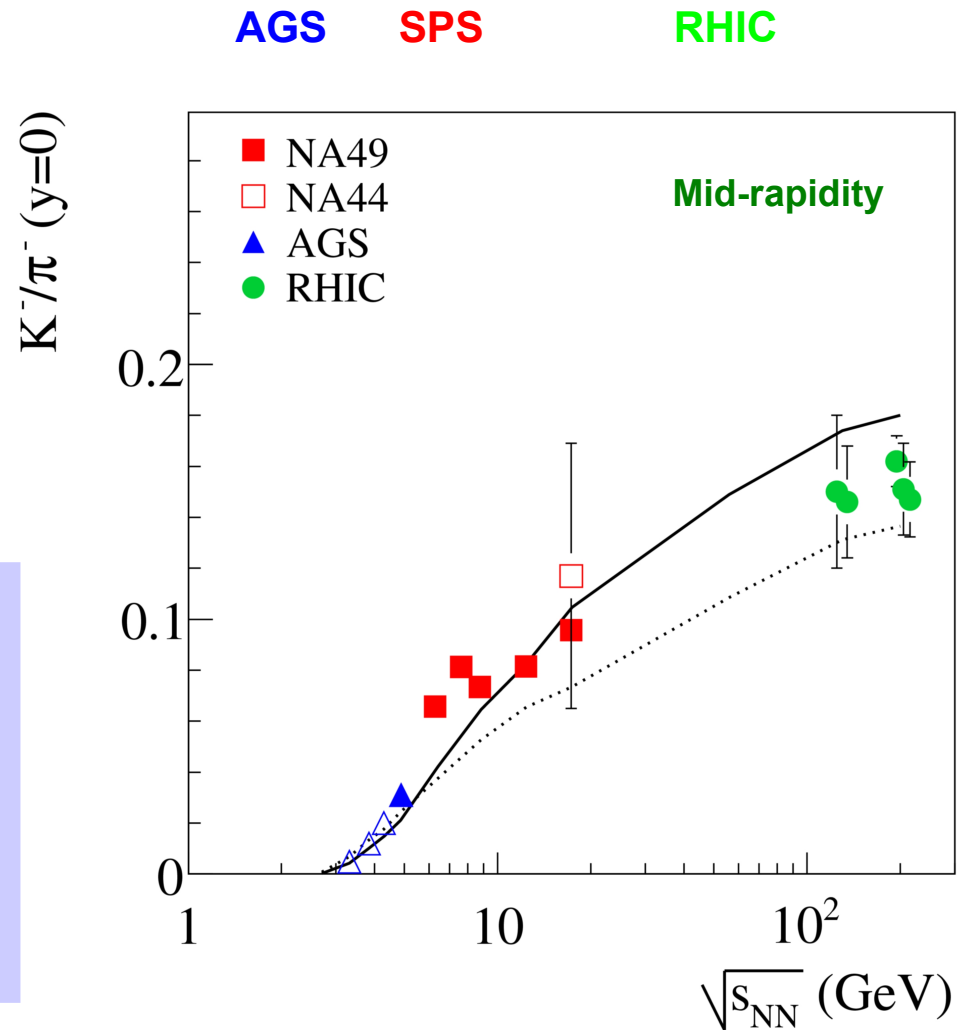
Glendenning, Rafelski; Phys. Rev. C 31 (3) (1982) 823

Kuznetsova, Rafelski; Eur. Phys. J. C 51 (2007) 113



Uwaga: nie wszystkie typy cząstek dziwnych pokazują strukturę typu "horn" – ujemne kaony NIE

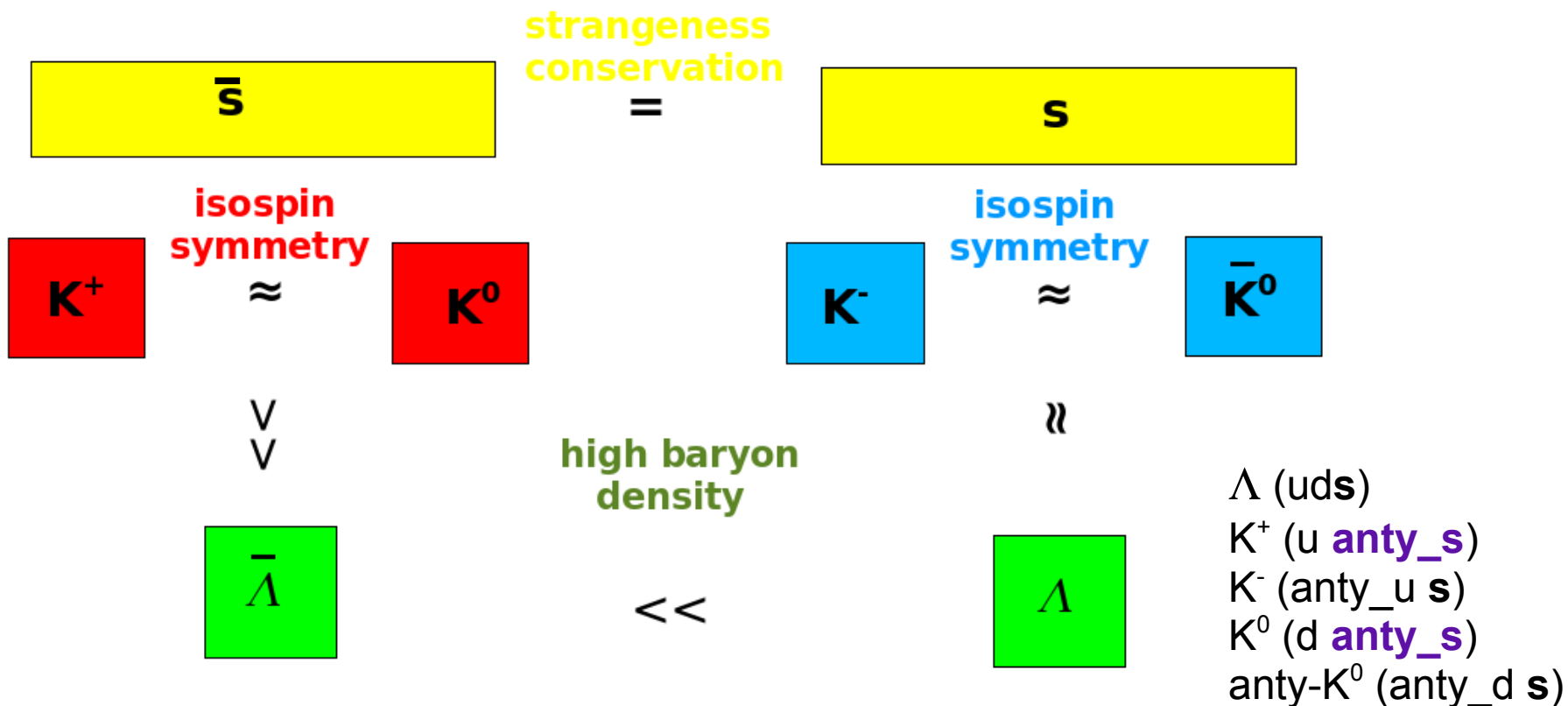
Dane z NA49
arXiv:0710.0118



Produkcja kaonów ujemnych w stosunku do pionów ujemnych w zależności od energii dla akceptancji 4π oraz w okolicy mid-rapidity
 Uwaga: powody różnicy w produkcji $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ (horn) a $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ (brak efektu) → na następnych stronach

main strangeness carriers przy energiach SPS (duże gęstości barionowe)

Dlaczego $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$
pokazują "horn" a
 $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ już nie?

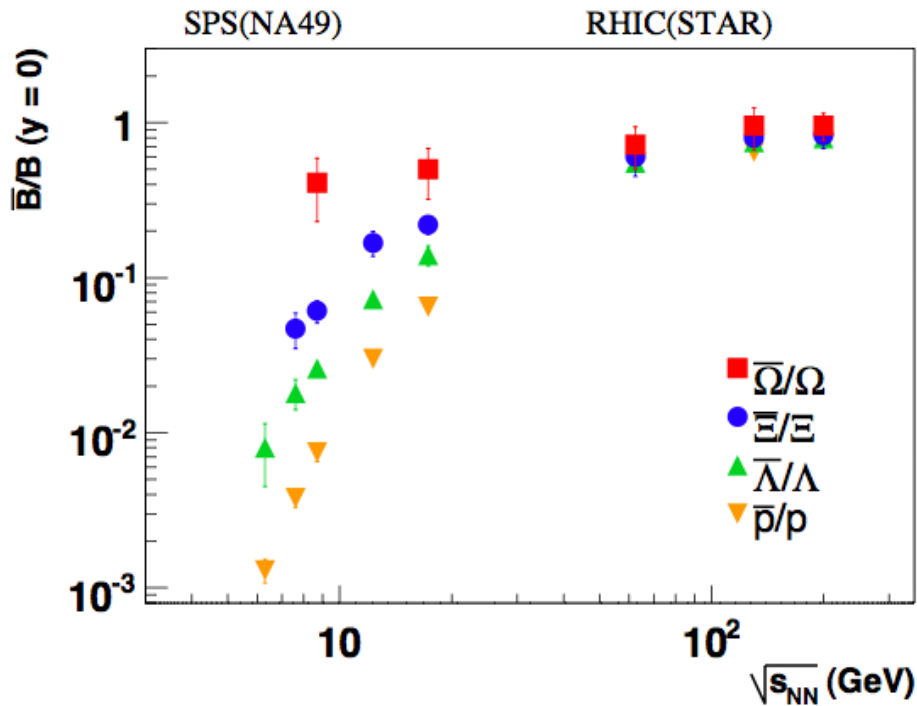


■ sensitive to strangeness content only
■ ■ sensitive to strangeness content and baryon density

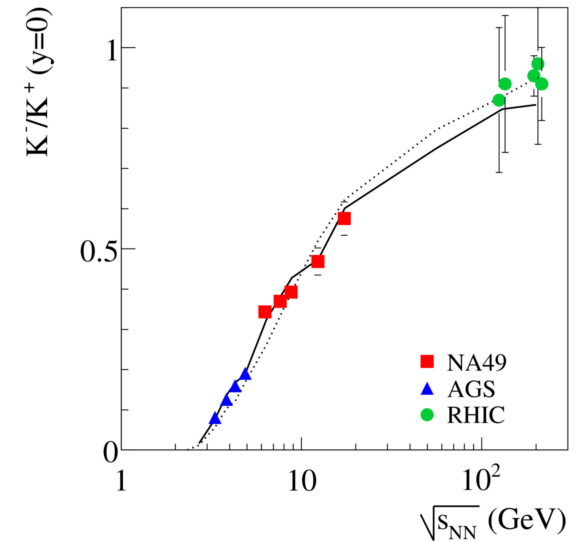
Różnica w produkcji $\langle K^+ \rangle$ i $\langle K^- \rangle$ – z powodu różnej wrażliwości na gęstość barionową
 W zderzeniach jądrowych przy SPS hiperony lambda mają znaczący wpływ na produkcję całkowitej dziwności (anty-lambda już nie)

- W oddziaływaniach silnych dziwność produkuje się parami (kwarki s i anty-s)
- Kaony są najlżejszymi dziwnymi hadronami
- Wyprodukowane **kwarki anty-s są po równo** (reguła Szmuszkiewicza, sym. izospinowa) **dzielone między K^+ i K^0** (antylambdy przy SPS są do zaniebdania), reszty cząstek dziwnych z kwarkami anty-s jest bardzo mało (około 5% rozważając “open strangeness”)
- **kwarki s** natomiast muszą być podzielone nie tylko między **K^- i anty K^0** ale też **lambdy** (przy top SPS lambdy potrafią „zabrać” 50% kwarków s)
- Produkcja hiperonów Λ (bariony) zależy nie tylko od wyprodukowanej w systemie dziwności ale też od gęstości barionowej – a ta zależy od energii i mocno różni się między SPS i RHIC
- Jako, że to ile wyprodukuje się K^- i anty K^0 zależy od tego ile kwarków s dla siebie wezmą lambdy więc w konsekwencji produkcja K^- i anty K^0 również będzie zależec nie tylko od ilości kwarków s w systemie ale i od gęstości barionowej chociaż zależność od gęstości barionowej będzie odwrotna niż w przypadku Λ
- Podsumowując: **K^+ i K^- mają inne wrażliwości na gęstość barionową**
- Dlatego zarówno $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ jak i E_s są w przybliżeniu proporcjonalne (przy SPS ta proporcjonalność z dokładnością do 5%) **do całkowitej liczby kwarków s i anty-s w stosunku do pionów (piony = miara entropii) czyli proporcjonalne do zaproponowanego przez SMES stosunku całkowita dziwność / entropia.** $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ i E_s **pokazują więc “horn”, natomiast $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ jest dodatkowo wrażliwy na gęstość barionową systemu i nie pokazuje “hornu”**
- E_s zawiera wkład od głównych nośników kwarków s i anty-s (a nie tylko od anty-s jak dla K^+) więc najlepiej odzwierciedla strangeness/entropia

cd. dlaczego $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ pokazują "horn" a $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ już nie?



W zderzeniach ciężkojonowych przy SPS produkcja lambd jest znacznie większa niż produkcja antylambd. Ale ich stosunek silnie zależy od energii (podobnie jak dla antyprotonów) i dąży do 1 dla RHIC/LHC



Strange definitions & approximations

Wanted: experimental measure of strangeness / entropy

Strangeness production:

$\langle N_{s\bar{s}} \rangle$ – number of $s\bar{s}$ pairs produced in a collision.

$$2 \cdot \langle N_{s\bar{s}} \rangle = \langle \Lambda + \bar{\Lambda} \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle + \langle \phi \rangle + \dots$$

multistrange hyperons

$$2 \cdot \langle N_{s\bar{s}} \rangle \approx \langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle$$

Entropy production $\propto \langle \pi \rangle$

The experimental ratio defined as:

$$E_S = \frac{\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle}{\langle \pi \rangle} \left(\approx \frac{2 \cdot \langle N_{s\bar{s}} \rangle}{\langle \pi \rangle} \propto \frac{N_{s\bar{s}}}{s} \right)$$

Strange definitions

Strangeness production:

$\langle N_{s\bar{s}} \rangle$ – number of $s\bar{s}$ pairs produced in a collision.

The experimental ratio:

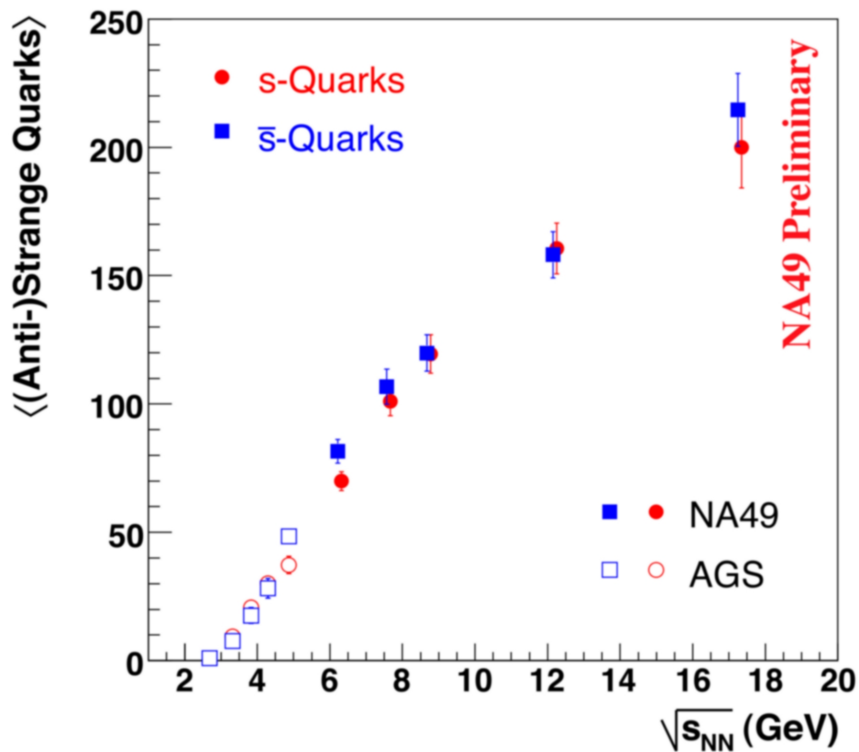
$$E_S = \frac{\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle}{\langle \pi \rangle} \approx \frac{2 \cdot \langle N_{s\bar{s}} \rangle}{\langle \pi \rangle}$$

$$\langle N_{s\bar{s}} \rangle \approx \langle K^+ \rangle + \langle K^0 \rangle \approx 2 \cdot \langle K^+ \rangle, \quad \langle \pi \rangle \approx \frac{3}{2} (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle)$$

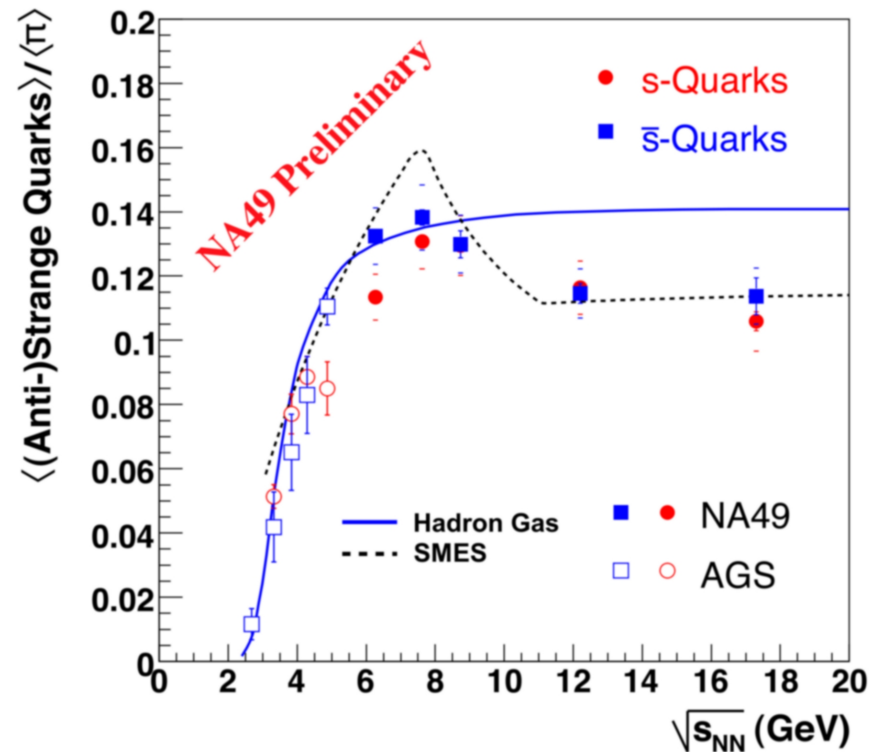
$$\frac{\langle N_{s\bar{s}} \rangle}{\langle \pi \rangle} \approx \frac{2 \langle K^+ \rangle}{3 \langle \pi^+ \rangle}$$

$$E_S \approx \frac{4 \langle K^+ \rangle}{3 \langle \pi^+ \rangle}$$

It is convenient to study the ratio E_S in this form, as the identification of charged hadrons is relatively easy.



- Consistent results for s and \bar{s} quarks.
- Energy dependence of strangeness is changing at 30 AGeV.



- Maximum in strangeness/ π ratio.
- Not reproduced by hadron gas models.
- Can be described assuming the onset of deconfinement.

- (1) $\langle K^0 \rangle \approx \langle K^+ \rangle$, $\langle \bar{K}^0 \rangle \approx \langle \bar{K}^- \rangle$ due to isospin symmetry
- (2) empirical factor $\langle \Sigma^\pm \rangle \approx 0.6 \langle \Lambda \rangle + \langle \Sigma^0 \rangle$
- (3) From hadron gas model if not measured

s-quark carriers : \bar{s} -quark carriers :

K^+ , \bar{K}^0 1) K^+ , K^0 1)
 $\Lambda + \Sigma^0$, Σ^\pm 2) $\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0$, $\bar{\Sigma}^\pm$ 2)
 Ξ^- , Ξ^0 , Ω^- 3) $\bar{\Xi}^+$, $\bar{\Xi}^0$, $\bar{\Omega}^+$ 3)

Hadron Gas: Cleymans et al.: PRC 60 (1999) 054908
 SMES: MG et al.: APP B30 (1999) 2705

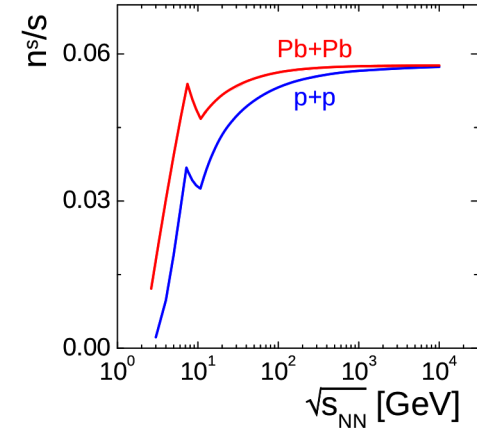
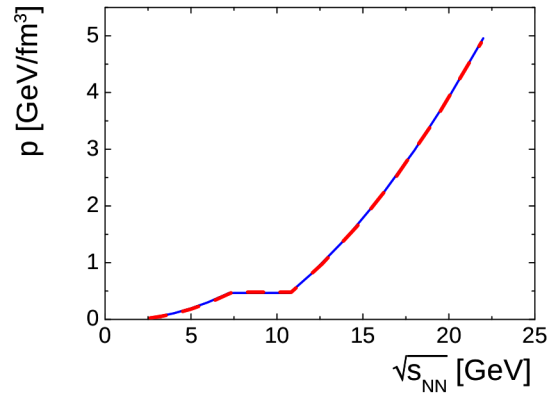
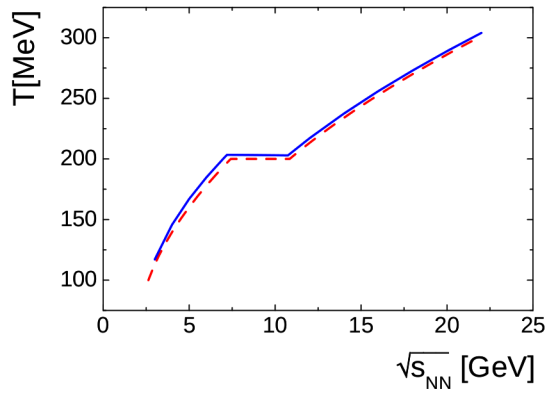


Figure 4: The CE temperature (*left*) and pressure (*right*) as function of collision energy are shown by the solid lines. The dashed lines correspond to the GCE result presented in Fig. [2](#)

SMES używał GCE do opisu prod. entropii i dziwności w A+A. Do modelowania p+p potrzeba ścisłego zachowania dziwności (CE)

→ zob. takie **rozszerzenie SMES** w pracy Poberezhnyuk, Gaździcki, Gorenstein, arXiv:1502.05650

Podobne struktury oczekiwane dla CE !

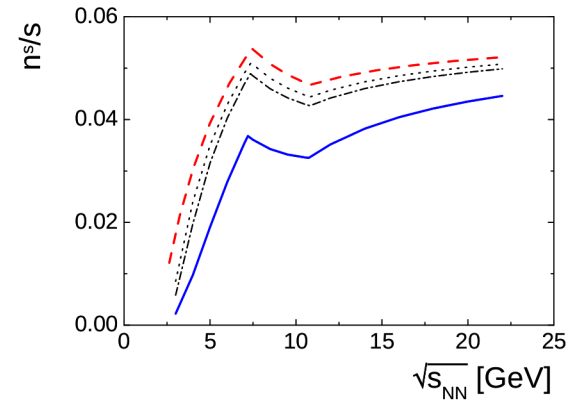
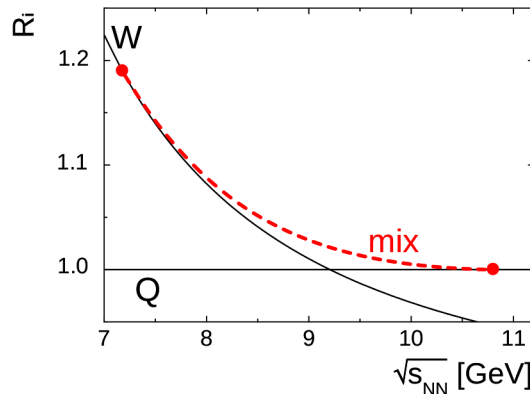
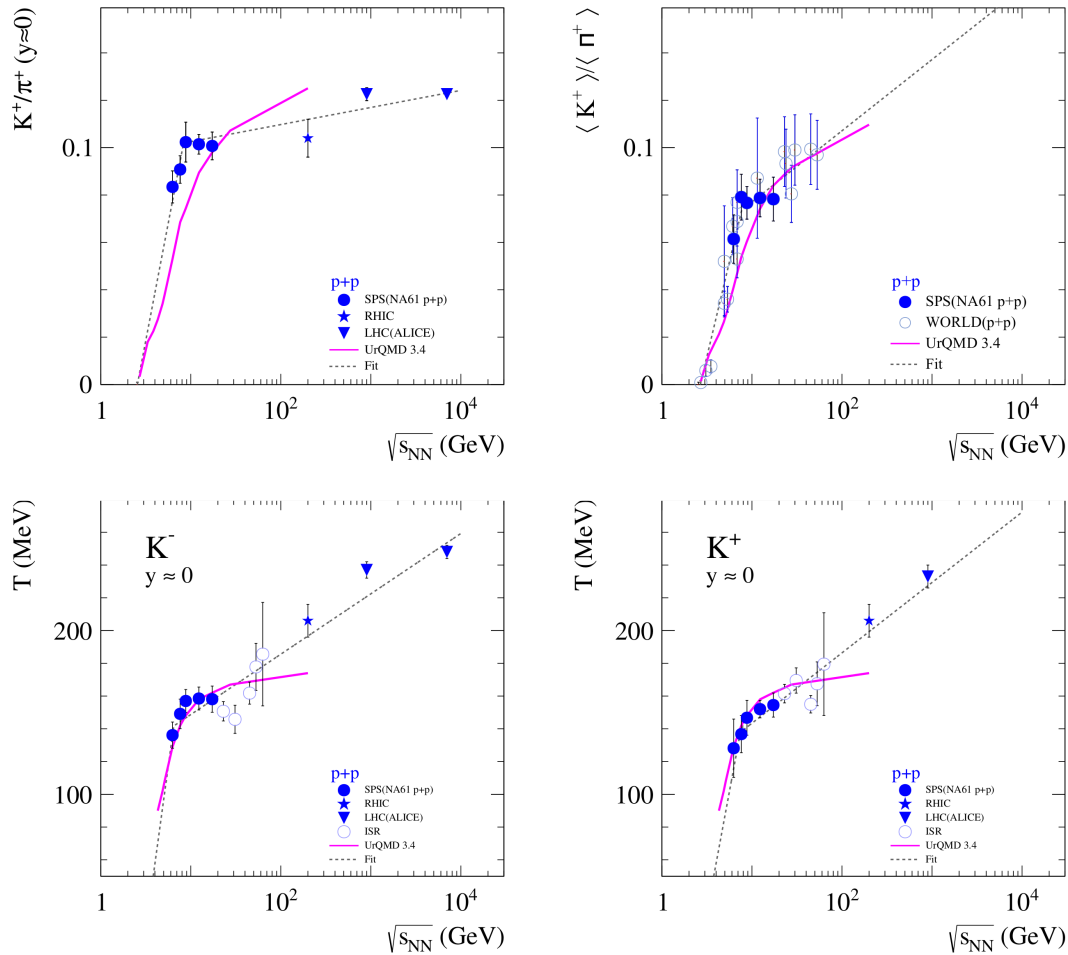


Figure 5: (a): The CE ($A_p = 1$) ratio of entropy densities s_i/s_Q with i referring to the W (solid line), Q (horizontal solid line), and mixed (dashed line) phases as a function of the collision energy. The full circles correspond to the beginning and end of the mixed phase given by Eq. [\(29\)](#) and Eq. [\(30\)](#), respectively. (b): The CE strangeness to entropy ratio as a function of the collision energy. The solid line corresponds to $A_p = 1$ and the dashed line to $A_p \gg 1$ which coincides with the GCE results presented in Fig. [3](#) (b). The dashed-dotted and dotted lines show the CE results for $A_p = 3$ and 5, respectively.

Proton-proton interactions and onset of deconfinement (NA61/SHINE)

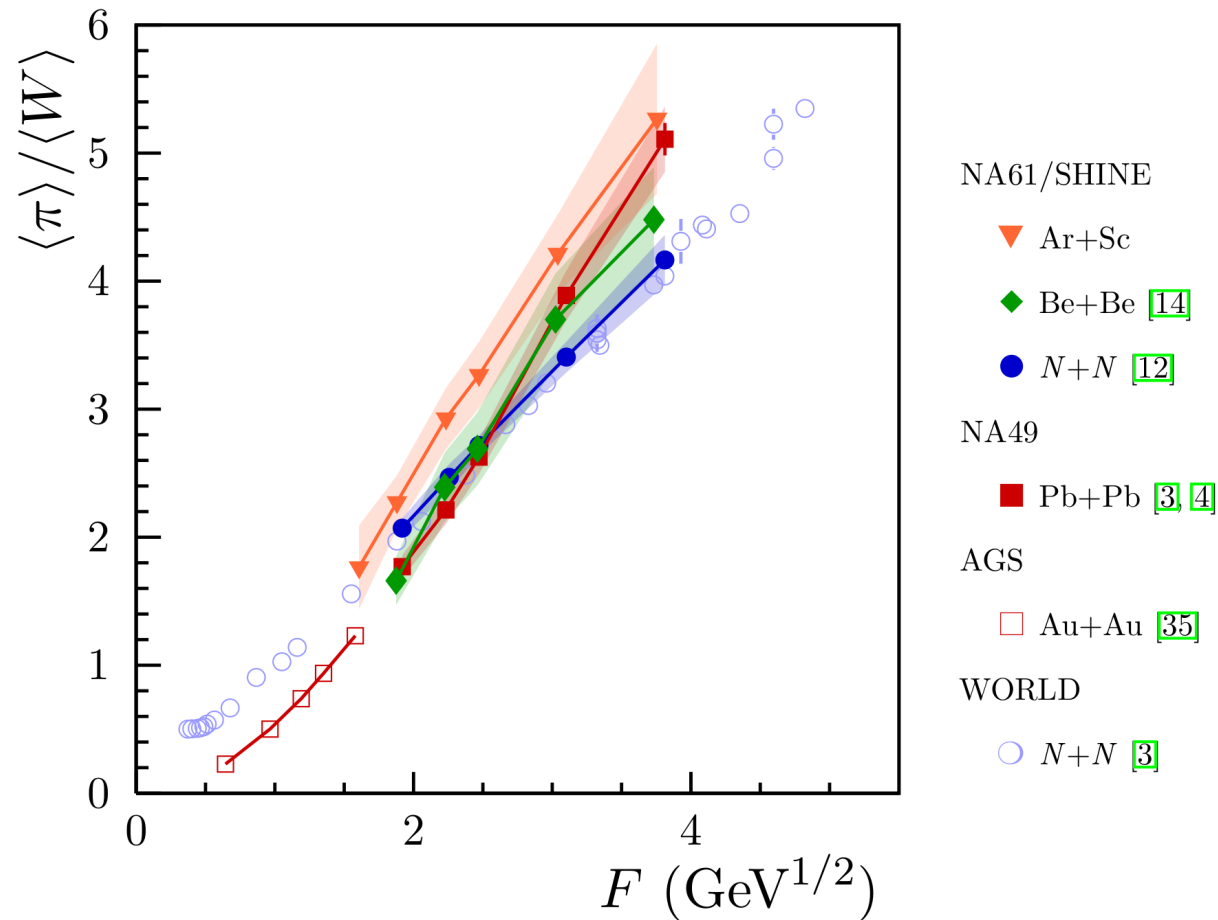


- Rates of increase of K^+/π^+ and T change sharply in p+p collisions at SPS energies
- The fitted change energy is ≈ 7 GeV – close to the energy of the onset of deconfinement ≈ 8 GeV
- Resonance-string model (UrQMD) fails to reproduce data

NA61/SHINE, arXiv:1912.10871

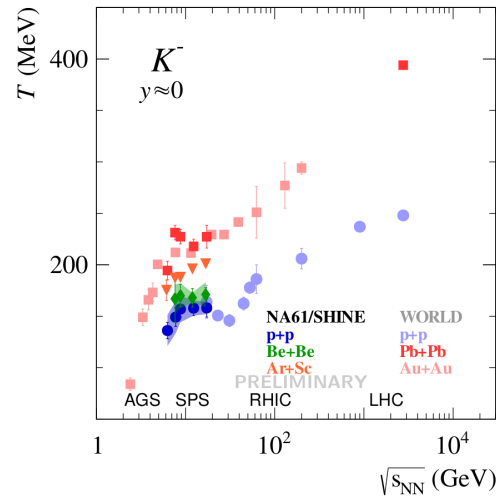
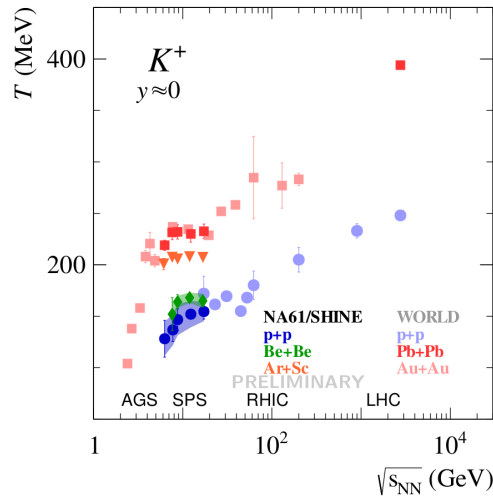
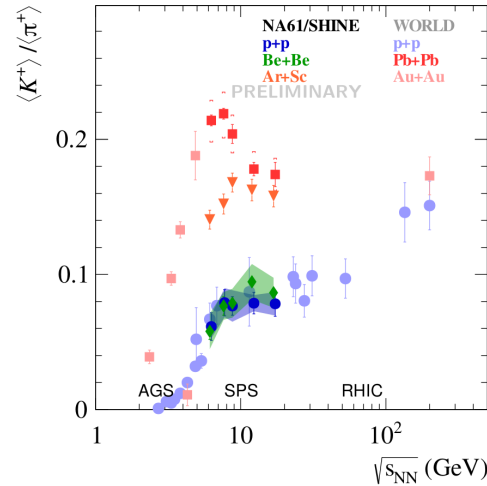
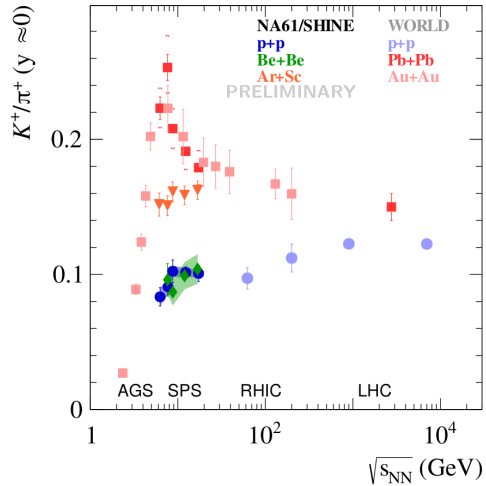
„Kink”: Nowe wyniki NA61/SHINE Be+Be oraz Ar+Sc

NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021), 397 [arXiv:2101.08494]



- Wyniki Be+Be – blisko Pb+Pb dla niższych energii; bliżej p+p dla wyższych energii SPS
- Wyniki Ar+Sc – dla niższych energii systematycznie wyżej niż N+N, Be+Be czy Pb+Pb, dla wysokich energii SPS blisko krzywej dla Pb+Pb / Au+Au

Horn and Step plots (2023):



Rys. z M. Kuich (NA61), Workshop on Highly Baryonic Matter at RHIC-BES and Future Facilities (2023)

Zob. też: M. Kuich (NA61), CPOD 2021; M. Maćkowiak-Pawłowska, arXiv:2112.01877

K^+/π^+ and $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$:

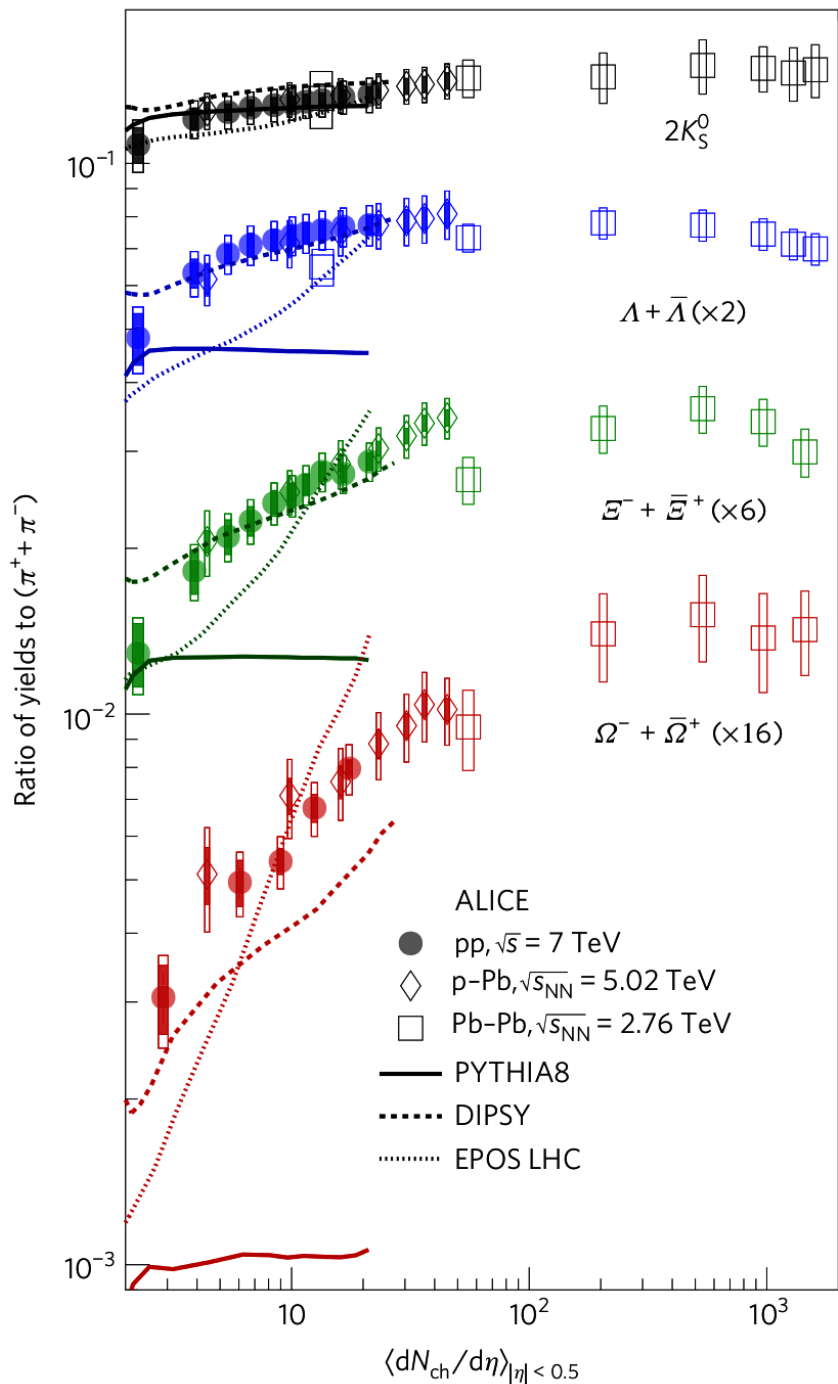
- No horn-like structure in Ar+Sc
- Be+Be close to p+p

Inverse slope parameter:

- Be+Be slightly above $p + p$
- Ar+Sc significantly above Be+Be

$$p+p \approx \text{Be+Be} \neq \text{Ar+Sc} \leq \text{Pb+Pb}$$

Plateau w odwrotnym parametrze nachylenia rozkładu m_T widoczny dla wszystkich systemów

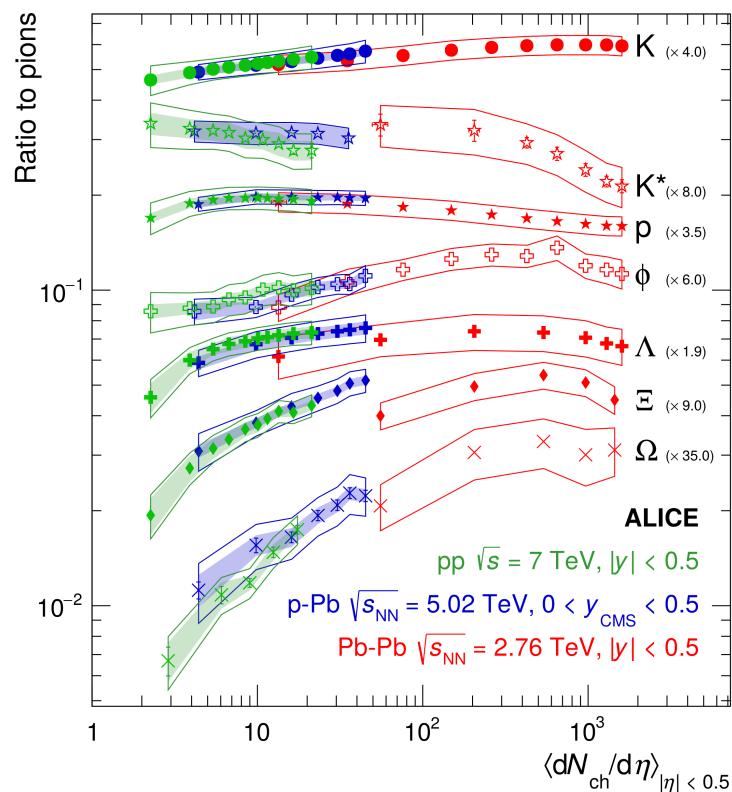


Ciekawy wynik ALICE (LHC): **wzmocniona produkcja multi-dziwnych hadronów w zderzeniach p+p (oraz p+Pb) o wysokich krotnościach**

W zderzeniach p+p o najwyższych krotnościach produkcja multi-dziwnych cząstek (skalowana do produkcji pionów) osiąga wartości podobne jak w zderzeniach Pb+Pb, czyli tam gdzie jest tworzona QGP

← Nature Physics (2017) doi:10.1038/nphys4111

Poniżej: uaktualnione wyniki ALICE, PR C99 (2019), 024906

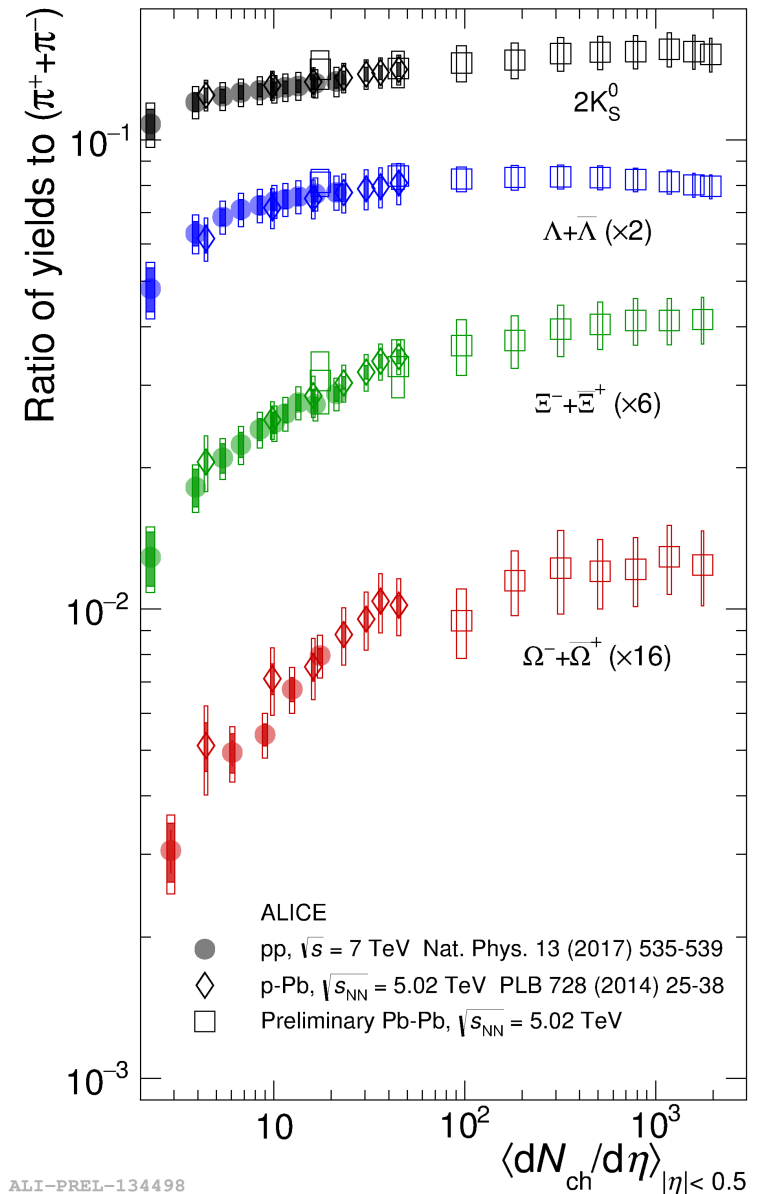
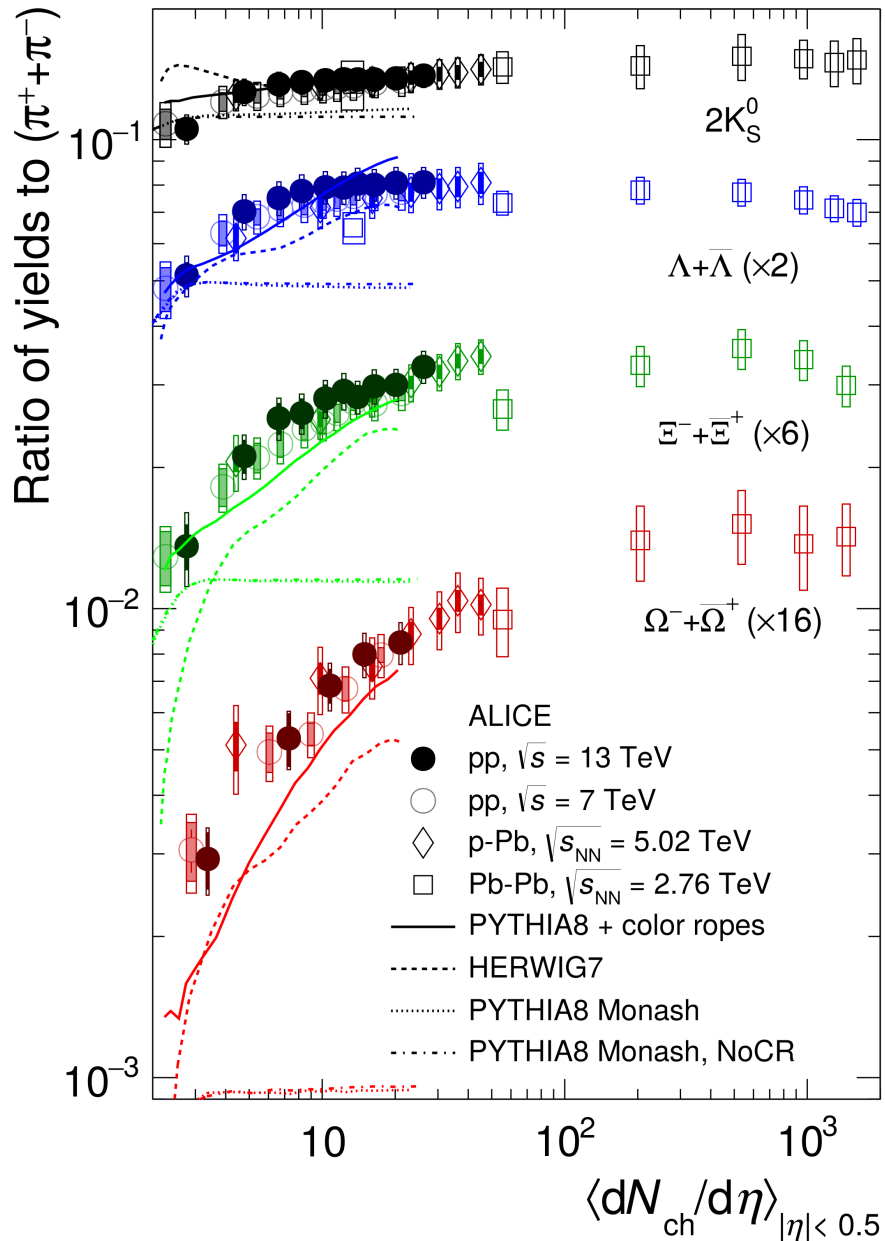


Opis ww. danych w ramach modelu statystycznego
→ zob. J. Cleymans et al. arXiv:2010.02714

... oraz najnowsze wyniki ALICE uwzględniające p+p przy 13 TeV i Pb+Pb przy 5.02 TeV

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

O. V. Rueda (for ALICE), arXiv:2001.03156



ALI-PREL-134498

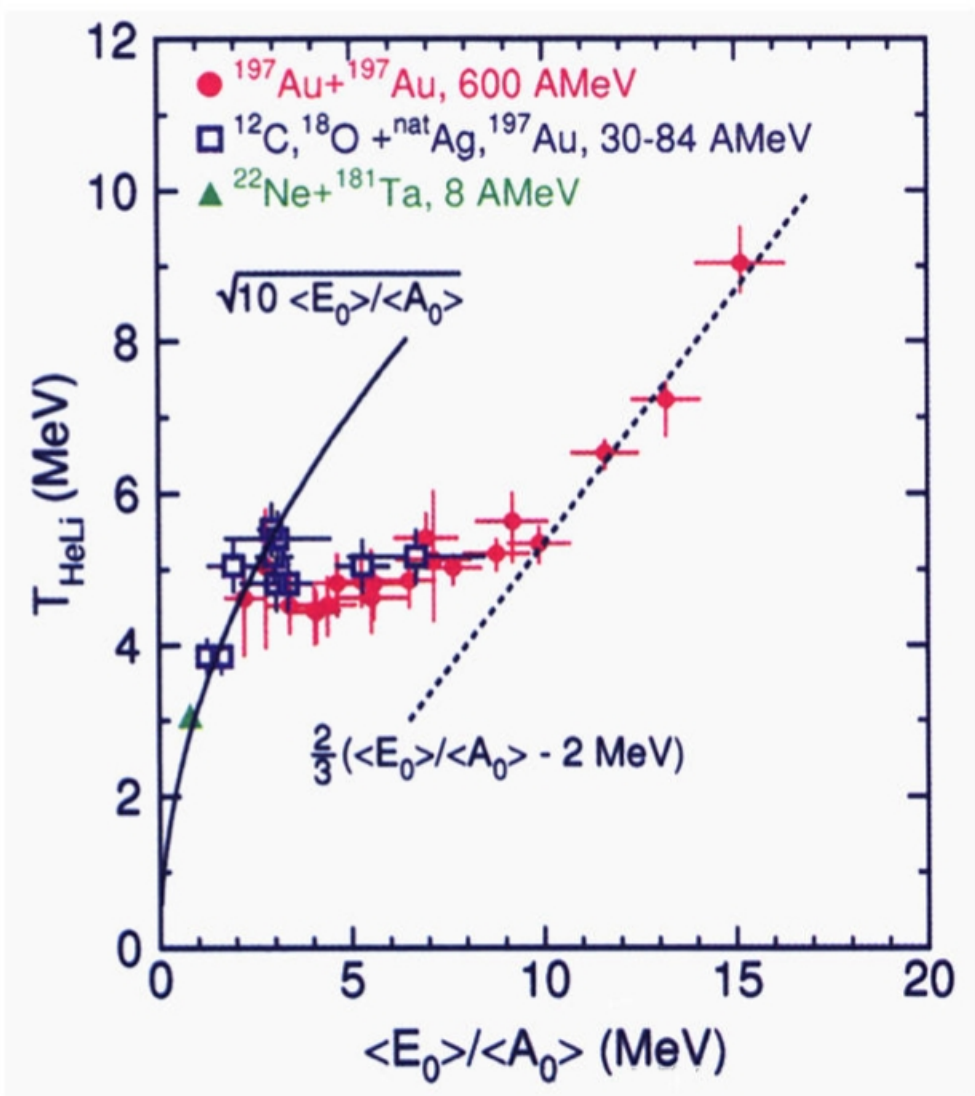


FIG. 2. Caloric curve of nuclei determined by the dependence of the isotope temperature T_{HeLi} on the excitation energy per nucleon. The lines are explained in the text.

Phys. Rev. Lett. 75, 1040 (1995)

Przejście fazowe materii jądrowej obserwowane przy niskich energiach

nuclear liquid → *gas phase transition*