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

”Fizyka zderzeń ciężkich jonów”

semestr letni 2024/2025

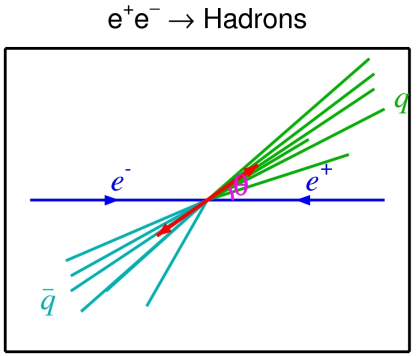
Wykład 13

Produkcja jetów w zderzeniach jądrowych:

1. Czynnik modyfikacji jądrowej,
2. Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym.

Jet: zlokalizowana (skierowana w jedną stronę) grupa cząstek pochodząca z fragmentującego partonu ((anty)kwarka lub gluonu) **o wysokiej energii (pędzie); spray hadronów**

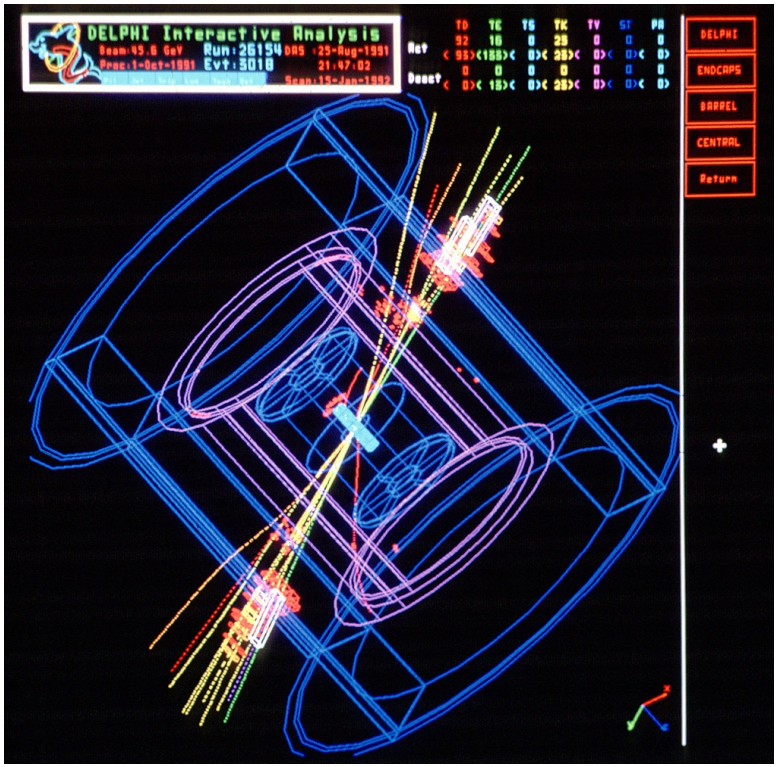
dijet w zderzeniach $e^+ + e^-$

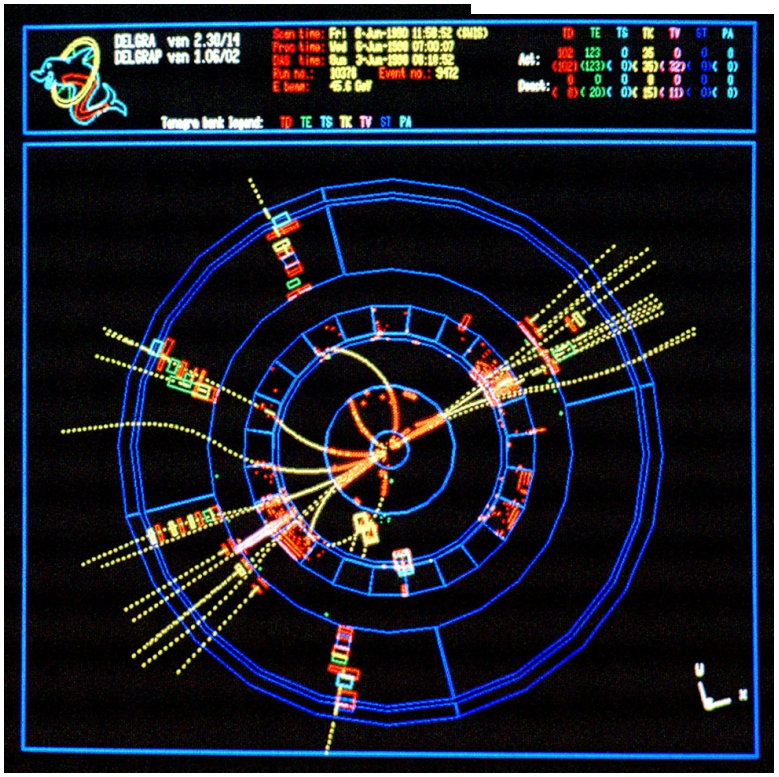


Detektor DELPHI przy LEP w CERN – zderzenie elektron+pozyton (QED)

$$e^+e^-\left(wymiana\ \gamma^*, Z^{0(*)}\right) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow hadrony$$

fragmentacja powstałych kwarków w hadrony





Wysokoenergetyczne kolorowe cząstki (q, anty-q) wyprodukowane w zderzeniu oddalają się od siebie i ulegają fragmentacji (zgodne z modelem strunowym; fragmentację opisuje np. model PYTHIA) aż dochodzą do stanu końcowego składającego się z pozbawionych koloru hadronów

Dijet w zderzeniach p+p/N+N

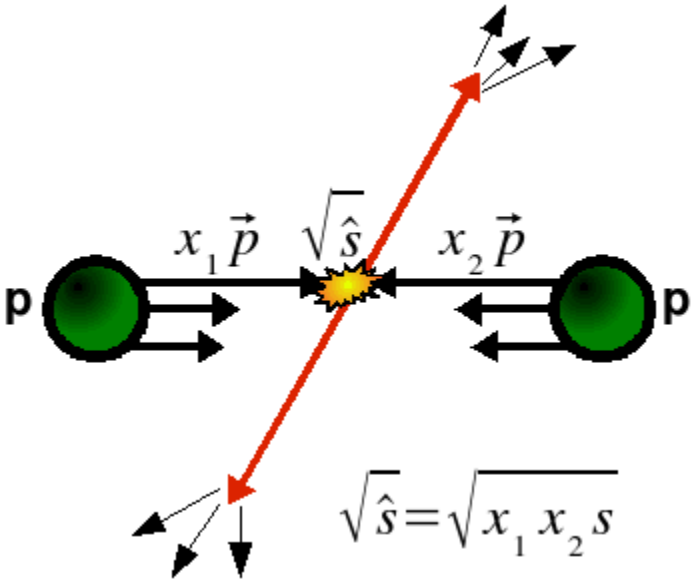
Gdy energia zderzenia p+p/N+N staje się wysoka to coraz częściej zamiast miękkiego oddział. zdarza się **twarde rozpraszanie (duże przekazy Q^2) na poziomie pojedynczych partonów (nadlatujące kwarki, antykwarki lub gluony)**

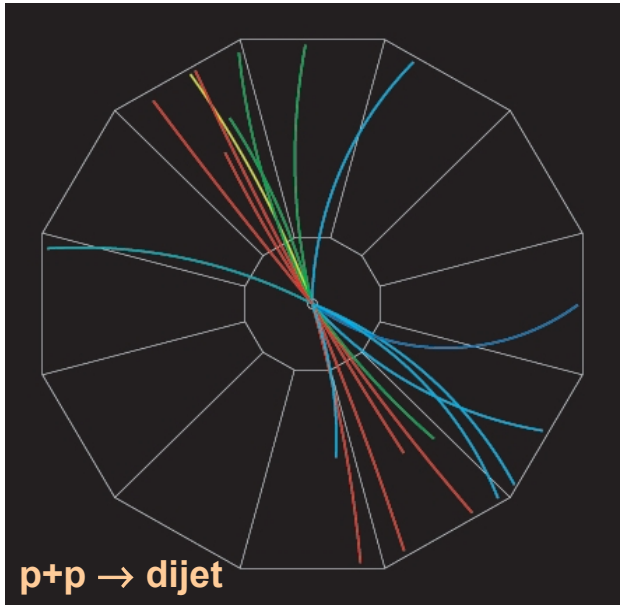
Proces jest dwuetapowy:

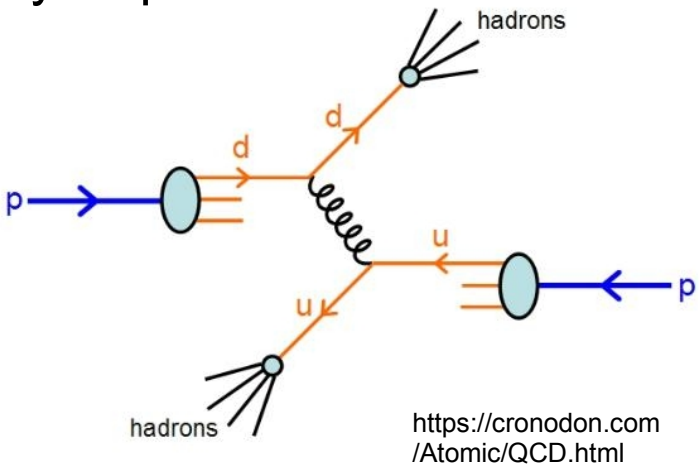
1. powstanie pary np. kwark-antykwark (mają duże pędy)
2. fragmentacja na hadrony (hadronizacja)

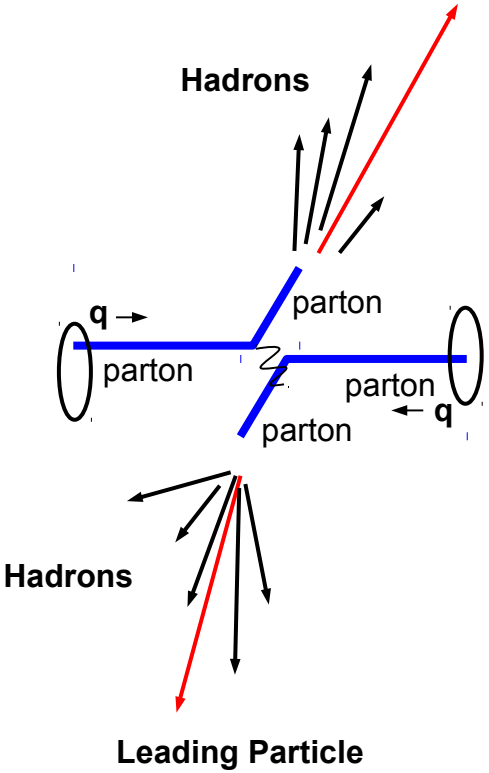
Przekrój na produkcję jetów gwałtownie rośnie ze wzrostem energii zderzenia! ⇒ jeden z głównych i pierwotnych powodów zbudowania RHIC

Produkcję jetów można policzyć z pQCD





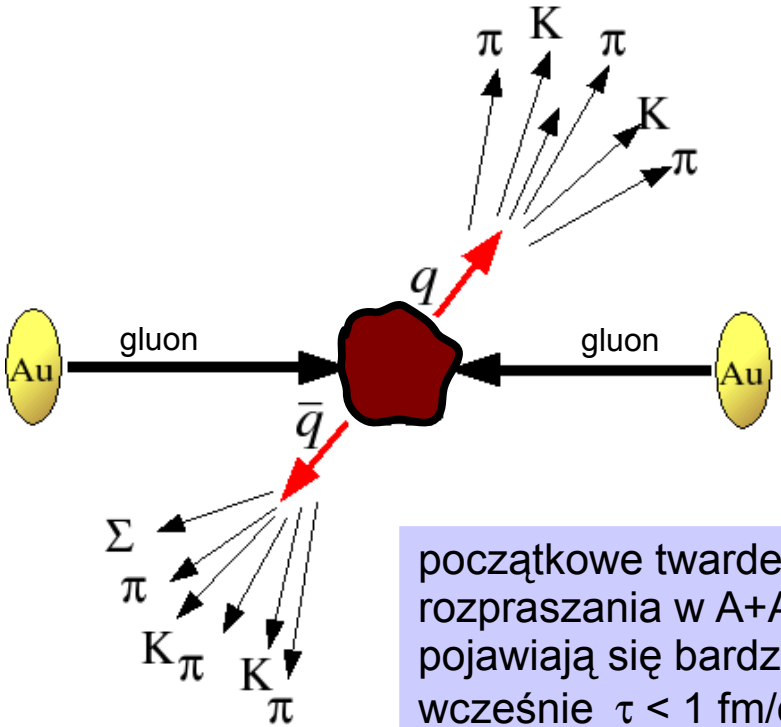




Uwaga: twarde rozpraszanie dotyczy nie tylko kwarków/antykwarków ale i gluonów (generalnie partonów)

Jety w zderzeniach A+A

q, g → hadrony (hadronizacja)

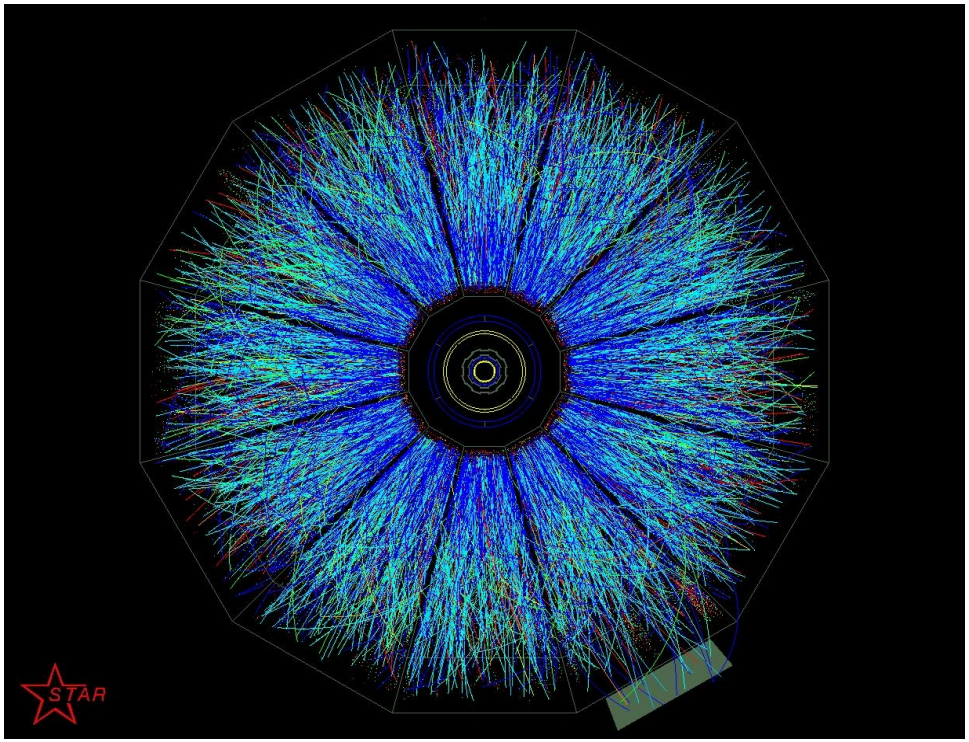


Jety (pęki hadronów) **w zderzeniach A+A** powstają **w wyniku procesów twardych N+N (p+p, p+n, n+n)** na początku ewolucji układu
(o ile energia w ogóle jest wystarczająca)
tzw. dijety powstają w wyniku
gg → gg, qg → qg, gg → q anty-q, qq → qq

Badanie produkcji jetów → m.in. testowanie teorii oddziaływań silnych (QCD)

początkowe twarde rozpraszania w A+A pojawiają się bardzo wcześnie $\tau < 1$ fm/c

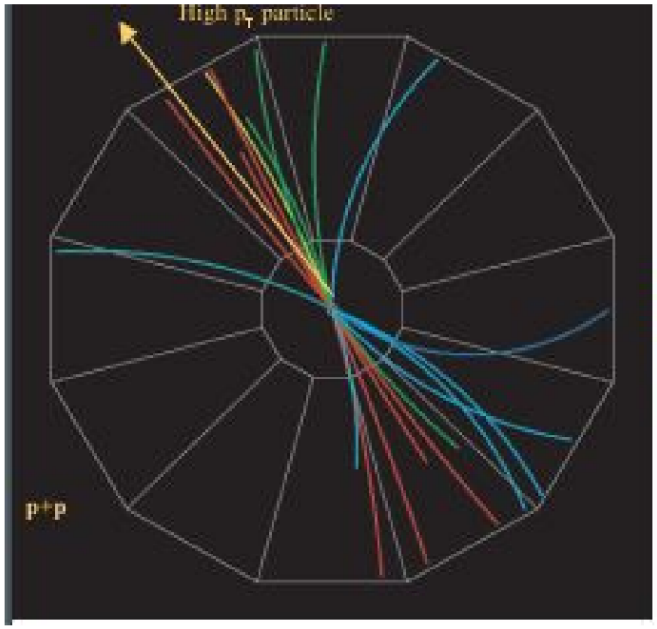
Jest jednak problem...
Jak wśród wielu zderzeń N+N tworzących zderzenie A+A znaleźć takie które miały oddziaływanie twarde (jest ich mało, czasami wcale) i **jak w tym gąszczu znaleźć cząstki pochodzące z takich dwóch skolimowanych jetów?**
Czyli jak wśród tysięcy cząstek z miękkich oddziaływań znaleźć niewielki procent tych z jetów?

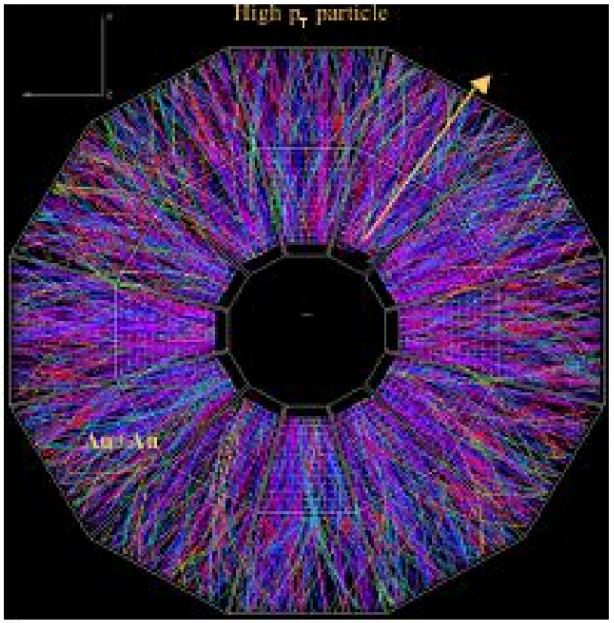


- Przy SPS „twarde” zderzenia możliwe właściwie tylko w pierwotnym zderzeniu (w bardzo wczesnym stadium)

- Przy RHIC/LHC możliwe „twarde” zderz. również w czasie oddziaływań wtórnych

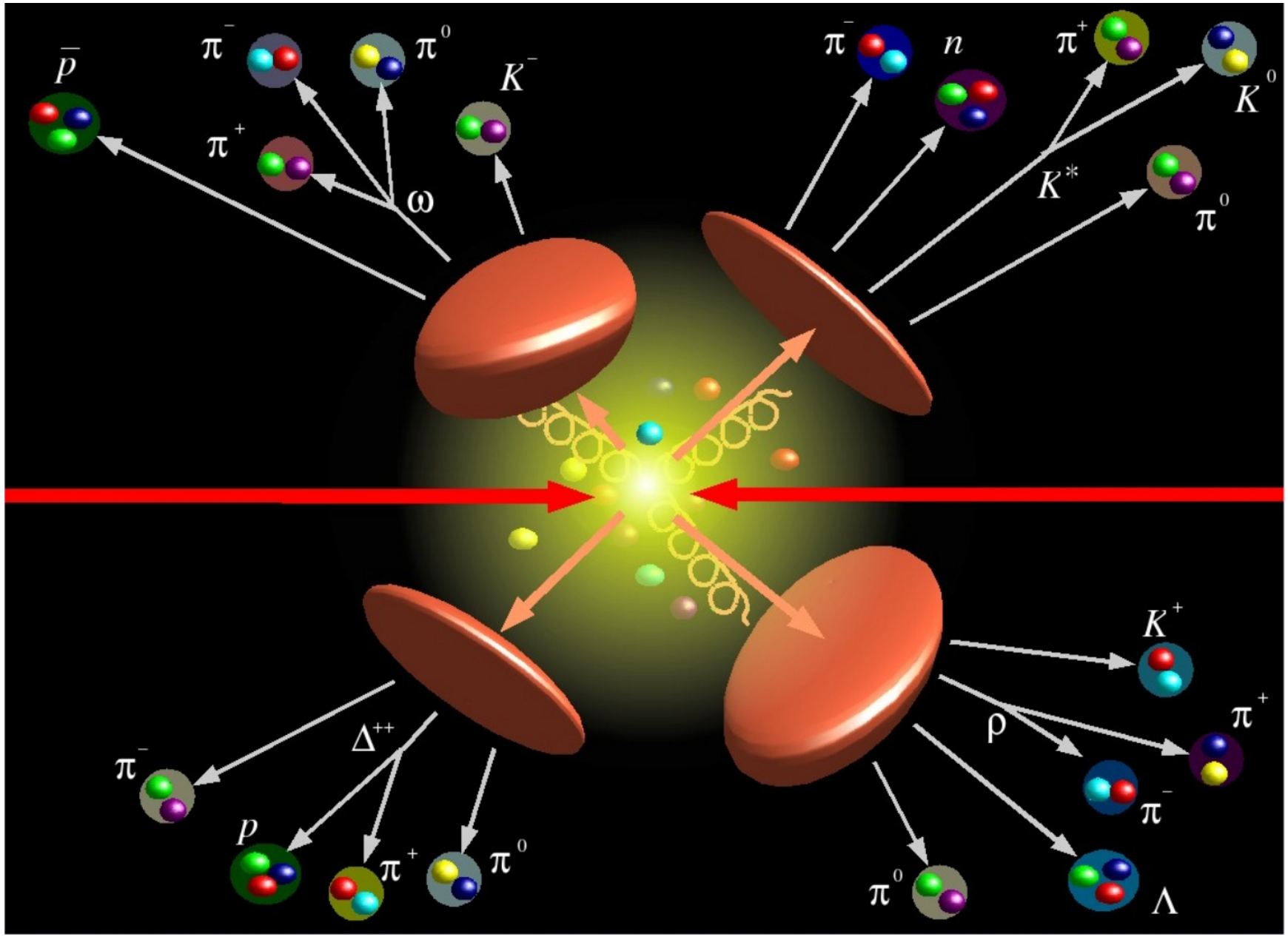
- Przy SPS najcięższe pary kwarków jakie mogą powstać w twardym oddziaływaniu to c anty-c (czyli np. q bar-b $\rightarrow$ c anty-c)





Uzupełnienie:

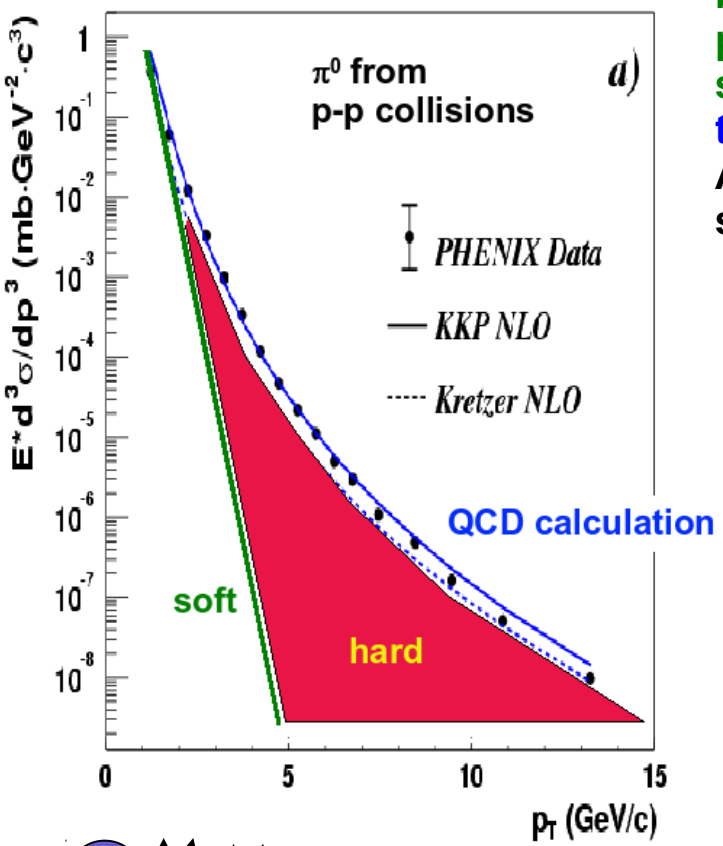
Minijety – pary partonów w przeciwnych kierunkach ale z niższym p_T ($\geq$ 2 GeV) czyli dolny limit na procesy twarde. Produkcja minijetów może być (ciągle) otrzymana z pQCD. Ciężko je odróżnić od cząstek z oddziaływań miękkich. Ich produkcję symuluje np. HIJING



Ciekawostka: przy energiach LHC jest możliwa (choć bardzo rzadko) produkcja więcej niż jednej pary jetów w pojedynczym zderzeniu p+p

Jak można badać jety w zderzeniach A+A?

Przypomnienie z początkowych wykładów:



bulk = soft scattering (małe q^2, poziom hadronowy(?), ale one przecież też składają się z partonów, brak opisu w pQCD, modele strun)

tail = hard scattering (duże q^2, poziom partonowy)

Ale podział między twardymi i miękkimi procesami nie jest łatwo i sztywno definiowalny

W zderzeniach p+p (dotyczy to także A+A) zarówno miękkie jak i twarde procesy mają największe prawdopodobieństwa przy małych/średnich p_T ale

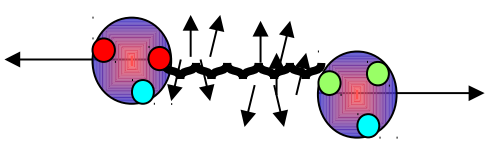
p_T poniżej 1 GeV/c – prawie wyłącznie miękkie

p_T powyżej 1–2 GeV/c – prawie wyłącznie twarde ⇒

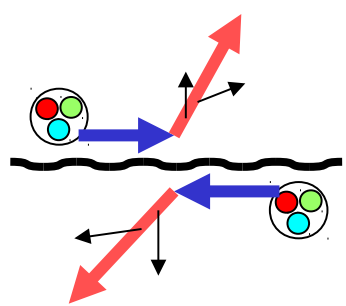
małe/średnie p_T (do kilku GeV) = procesy miękkie + twarde

duże (powyżej kilka GeV/c) p_T = już tylko same twarde

⇒ jeśli interesują nas twarde oddziaływania (np. badanie jetów) to skupiamy się na wysokich p_T



miękkie rozpraszanie (modele strunowe)

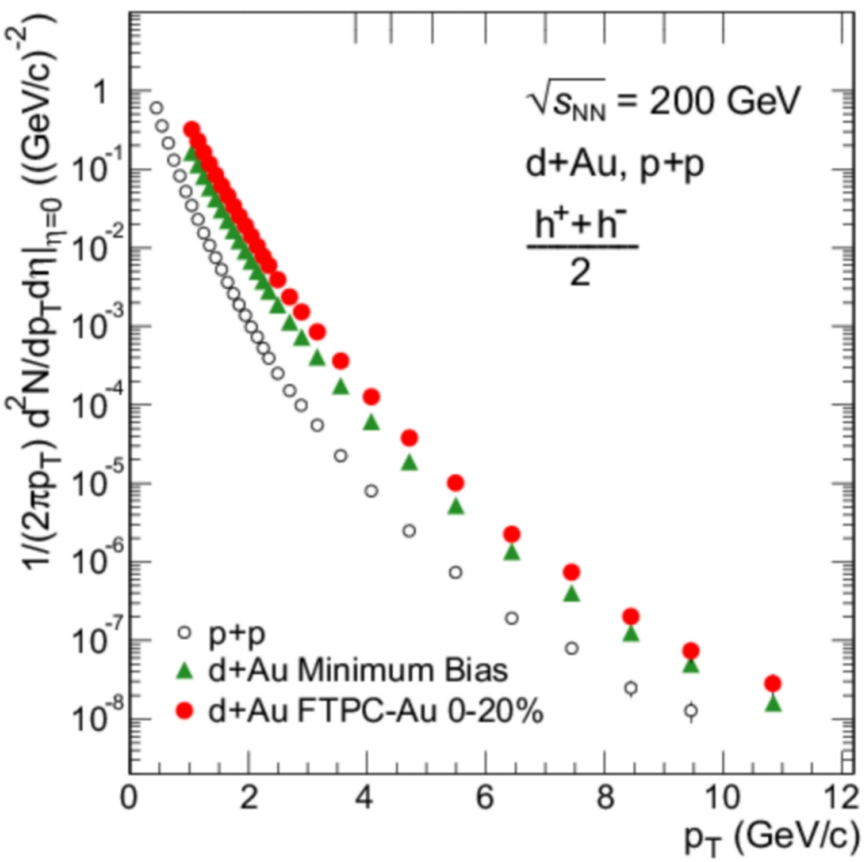


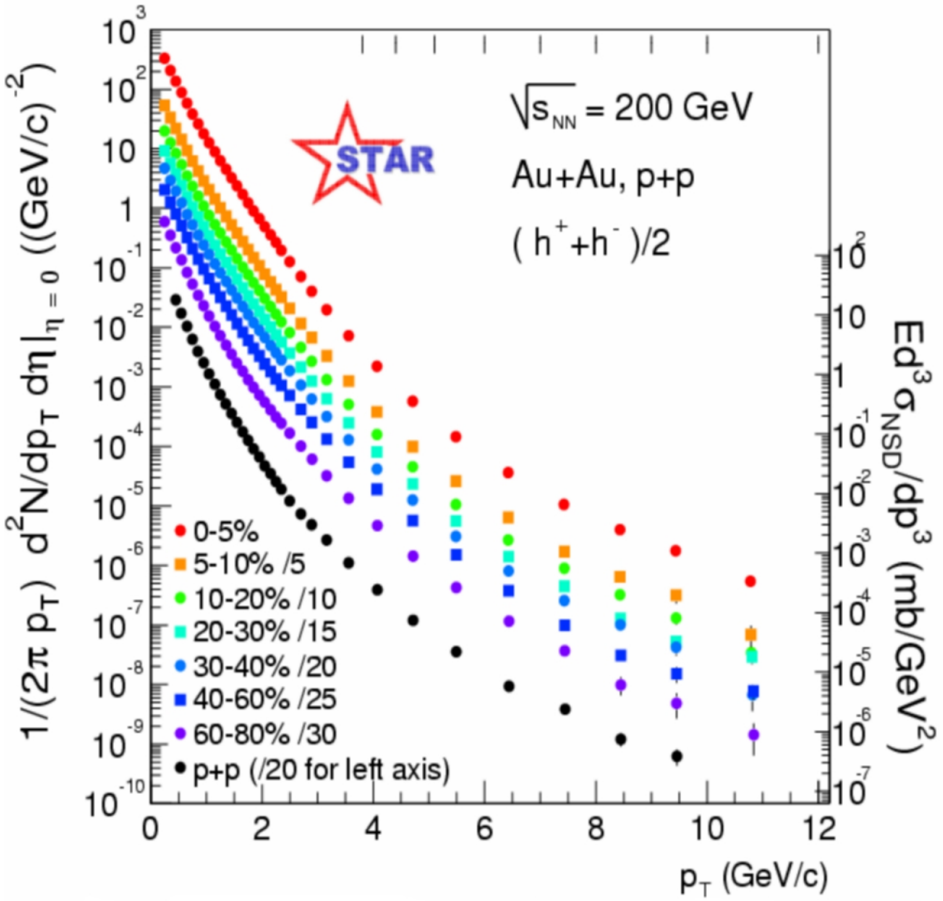
Dla cząstki o np. p_T = 10 GeV/c jest o rzędy wielkości bardziej prawdopodobne, że pochodzi z twardego procesu a nie z jakiegoś miękkiego

Jeśli interesuje nas badanie cząstek pochodzących z jetów hadronowych (cząstki z fragmentacji wysokoenergetycznych partonów) → idziemy do dużych pędów poprzecznych

Nas interesuje badanie jetów w A+A i porównywanie ich ze zderzeniami p+p czy p+A. Jak to zrobić? Na pierwszy rzut oka niewiele widać...

Końcowe wyniki STAR: Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 172302





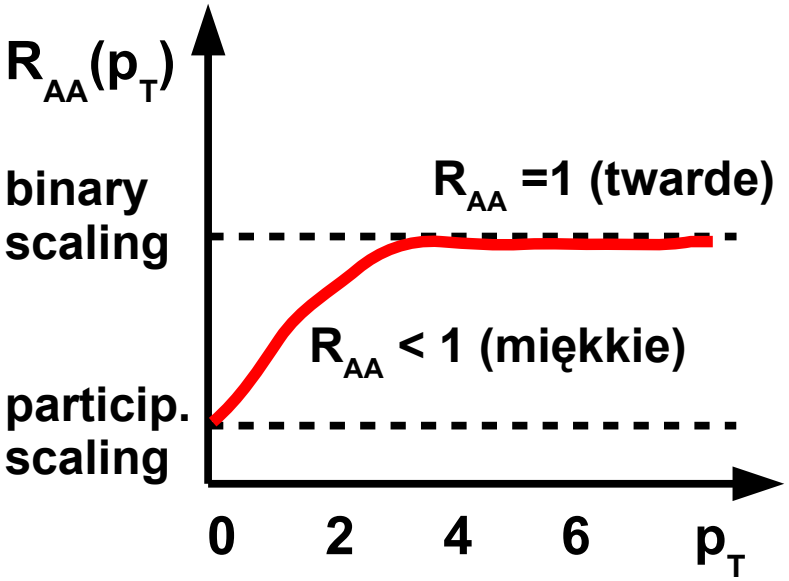
Żeby porównać spektra p+p, p+A z tymi z A+A wprowadza się

czynnik modyfikacji jądrowej (*nuclear modification factor*) R

Nuclear Modification Factor:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{coll}^{AA}} \frac{d^2 N^{AA} / dy\, dp_T}{d^2 N^{pp} / dy\, dp_T}$$

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{coll}^{AA}} \frac{(Invariant\ yield)_{AA}}{(Invariant\ yield)_{pp}}$$



Przypomnienie:

Miękkie procesy – skalują się z N_W, N_{part} (*participant scaling, wounded scaling*)

Twarde procesy (m.in. produkcja jetów) – skalują się z N_{coll} (*binary collisions scaling*)

Czego się spodziewamy?

Zgodnie z definicją R_{AA}:

$R_{AA}(p_T) < 1$ dla cząstek których produkcja skaluje się z liczbą partycypantów (zranionych nukleonów) czyli **dla cząstek z miękkich oddziaływań**

$R_{AA}(p_T) = 1$ dla cząstek których produkcja skaluje się z liczbą zderzeń binarnych czyli **dla cząstek z twardych oddziaływań (np. pochodzących z jetów)**

⇒

w miarę wzrostu p_T (wzrost wkładu od jetów i zanikanie kontrybucji od miękkich procesów) R_{AA} powinno się saturować na wartości 1

- Oprócz R_{AA} wprowadza się również R_{CP} dla porównania danych centralnych i peryferycznych

Ciekawostka: pomiar R_{CP} zamiast R_{AA} pozwala minimalizować efekty takie jak Cronin (patrz kolejne slajdy)

$$R_{CP}(p_T) = \frac{d^2 N^{CENTRAL} / dy\, dp_T / N_{coll}^{CENTRAL}}{d^2 N^{PERIPHERAL} / dy\, dp_T / N_{coll}^{PERIPHERAL}}$$

$$R_{CP}(p_T) = \frac{N_{coll}^{PERIPH}}{N_{coll}^{CENTRAL}} \frac{(Invariant\ yield)_{CENTRAL}}{(Invariant\ yield)_{PERIPH}}$$

- We wzorze na R_{AA} symbol A oznacza dowolne jądro więc można zapisać dla A=deuteron + B=złoto R_{dAu}

$$R_{AA} = \frac{\text{" hot/dense QCD medium "}}{\text{" QCD vacuum "}}$$

$$R_{p(d)A} = \frac{\text{" cold QCD medium "}}{\text{" QCD vacuum "}}$$

$N_{coll} = N_{binary}$

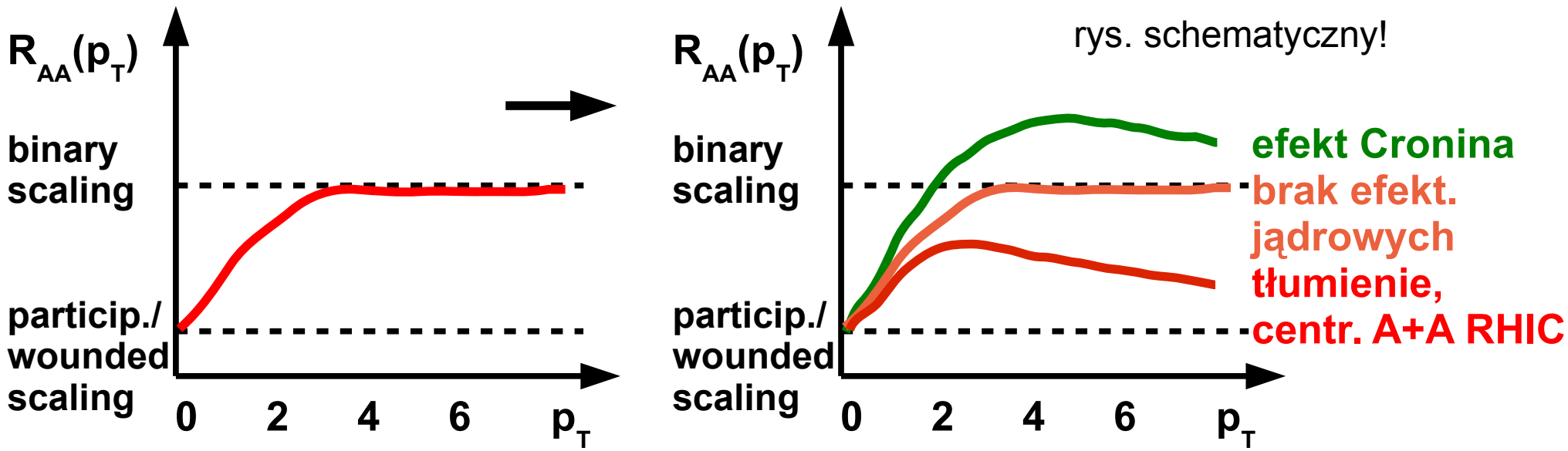
- Uwaga: można również spotkać nieco inne wzory:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{T_{AA}(b)} \frac{d^2 N^{AA} / dy\, dp_T}{d^2 \sigma^{pp} / dy\, dp_T}$$

$\mathbf{T_{AA}}$ (lub $\mathbf{T_{AB}}$) to tzw. *nuclear thickness function*

$\mathbf{T_{AA}} = \langle \mathbf{N_{coll}} \rangle / \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{inel}}^{\mathbf{p+p}}$

Czego się spodziewaliśmy i co dostaliśmy (przy top RHIC):



Wyjaśnienie:

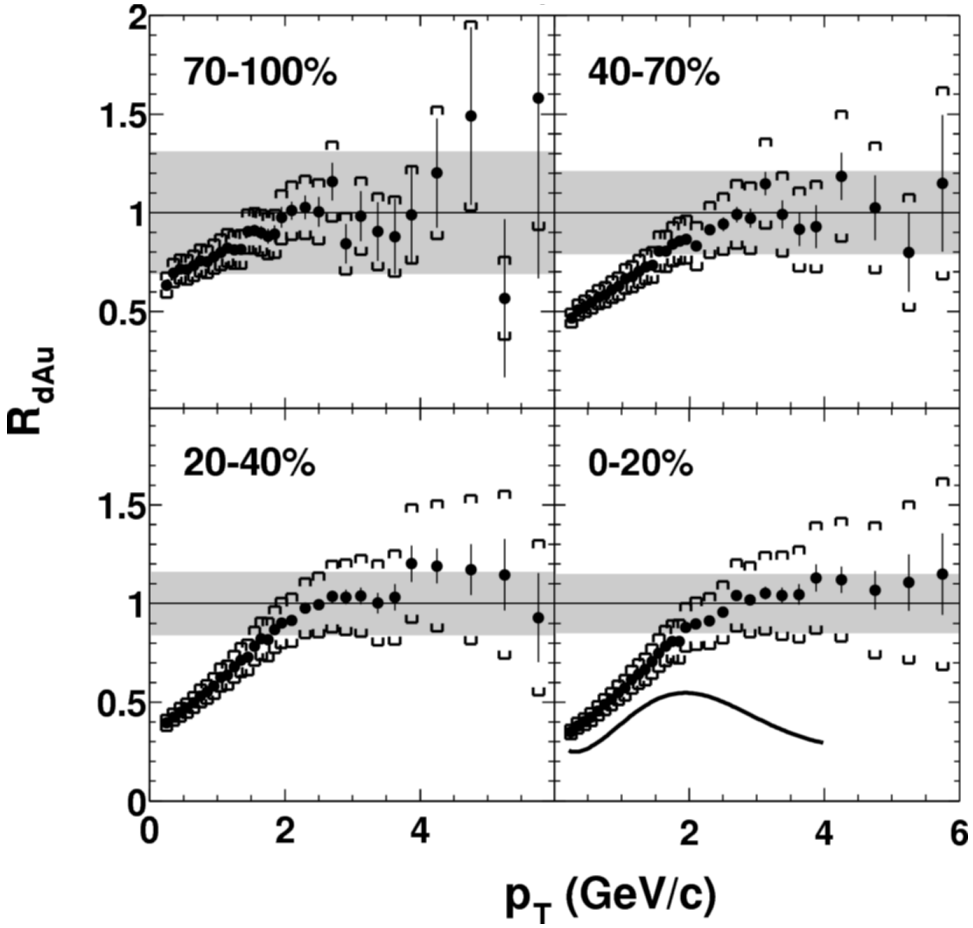
$R_{AA}(p_T$ > około 2 GeV/c) > 1 np. dla **naład. hadronów** dla d+Au przy RHIC ale i w niektórych przypadkach dla A+A tylko że przy niższych energiach (np. SPS) oraz dla bardzo peryferycznych Au+Au przy RHIC to **tzw. efekt Cronina** (przy SPS efekt Cronina gra większą rolę)

R_{AA}(duże p_T) = 1 brak efektów jądrowych, np. peryferyczne Au+Au przy RHIC

R_{AA}(duże p_T) < 1 efekt medium jądrowego (**efekt tłumienia jetów** w gęstej materii jądrowej), **centralne Au+Au przy RHIC**

$$R_{AA} = \frac{\text{" hot/dense QCD medium "}}{\text{" QCD vacuum "}}$$

$$R_{p(d)A} = \frac{\text{" cold QCD medium "}}{\text{" QCD vacuum "}}$$



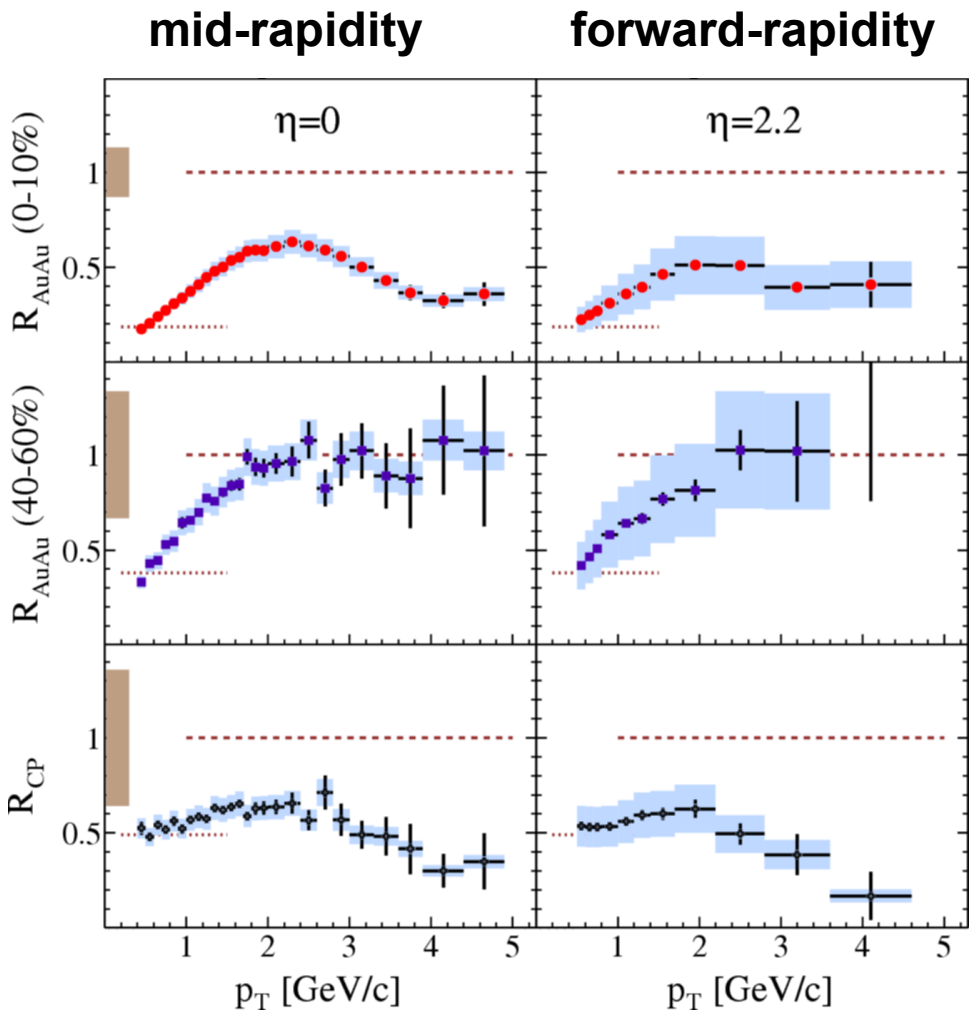
- Twarde procesy (twarde rozpraszanie) skalują się z N_{coll}
- Miękkie z N_{part} lub N_w
- Oczekiwaliśmy: $R_{dAu} < 1$ dla małych p_T i $R_{dAu} = 1$ dla $p_T > 2$ GeV/c

Wyniki uzyskane przez PHOBOS (top RHIC) – czynnik modyfikacji jądrowej w funkcji p_T dla d+Au

rysunek dla **naładowanych hadronów**, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (top RHIC) nucl-ex/0306025 (dość stare dane, duże błędy, mały zakres p_T)

R_{dAu} dla d+Au (i peryferyczne i centralne) saturuje się w okolicach 1 już przy p_T = około 2 GeV/c

$\Rightarrow$ skalowanie z liczbą zderzeń binarnych rzeczywiście ma sens przy wyższych pędach poprzecznych



centralne Au+Au

peryferyczne Au+Au

centralne/peryferyczne
R_{AuAu}(0-10%)/R_{AuAu}(40-60%)

rysunek dla **naładowanych hadronów**, $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV (top RHIC)
PRL 91, 072305 (2003)
(dość stare dane, duże błędy, mały zakres p_T)

Wyniki uzyskane przez BRAHMS (top RHIC) – dla Au+Au

- podobna zależność dla peryferycznych Au+Au i danych d+Au (pop. strona) – saturacja dla dużych pędów poprzecznych
- podobne zachowanie i dla mid-rapidity i dla forward-rapidity (muszą być te same mechanizmy produkcji)
- **centralne Au+Au wykazują odchylenie od skalowania z liczbą oddziaływań binarnych: R_{AuAu}(duże p_T) < 1**

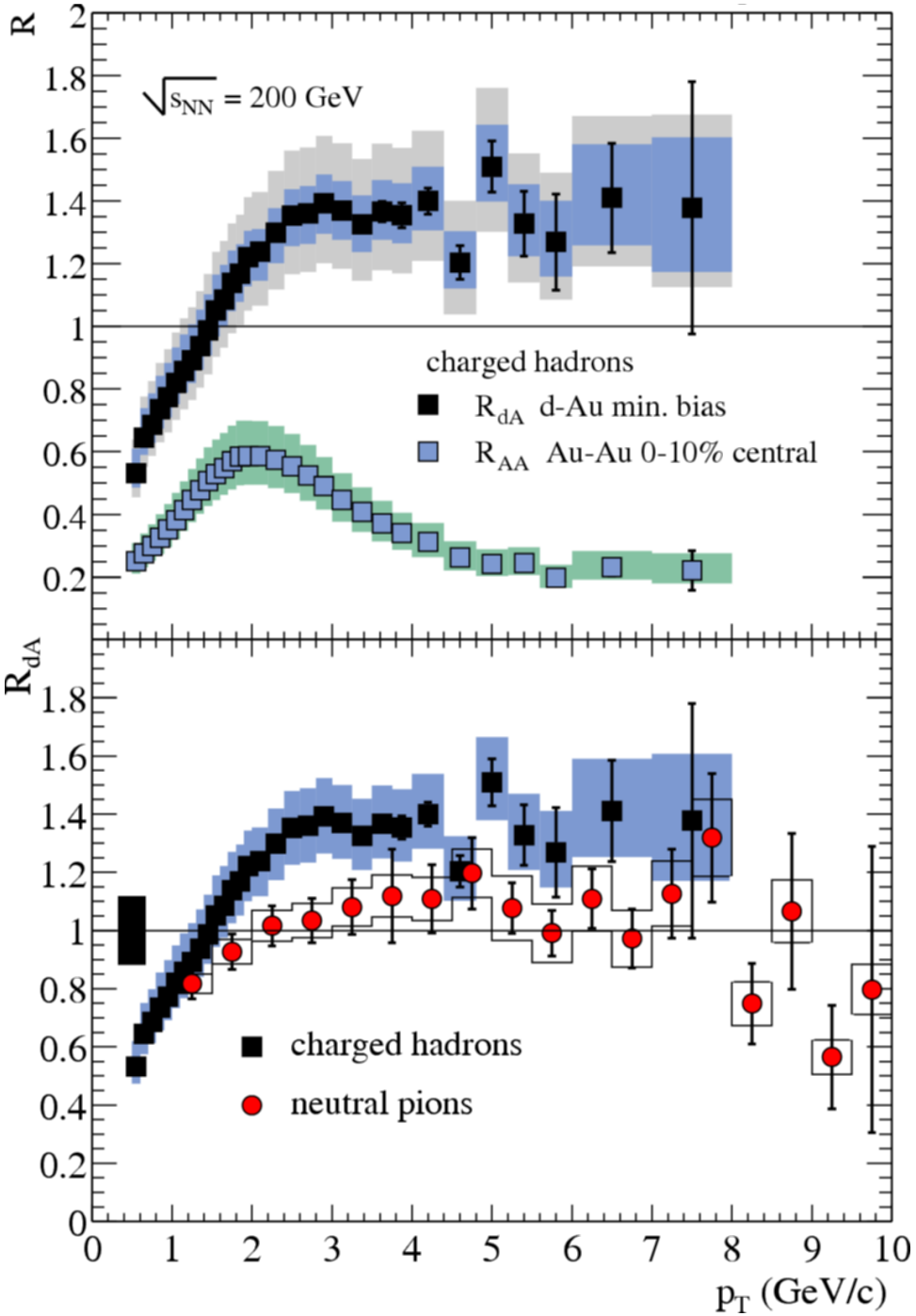
Podobne wyniki uzyskano we wszystkich czterech eksperymentach przy RHIC; tu dane PHENIX dla d+Au i centralnych Au+Au

Tu dodatkowo b. dobrze (dla naładowanych hadronów) widać tzw.
efekt Cronina czyli wzrost czynnika modyfikacji jądrowej powyżej 1 dla średnich/wyższych p_T
$R_{dAu}(p_T >$ około 2 GeV/c$) > 1$

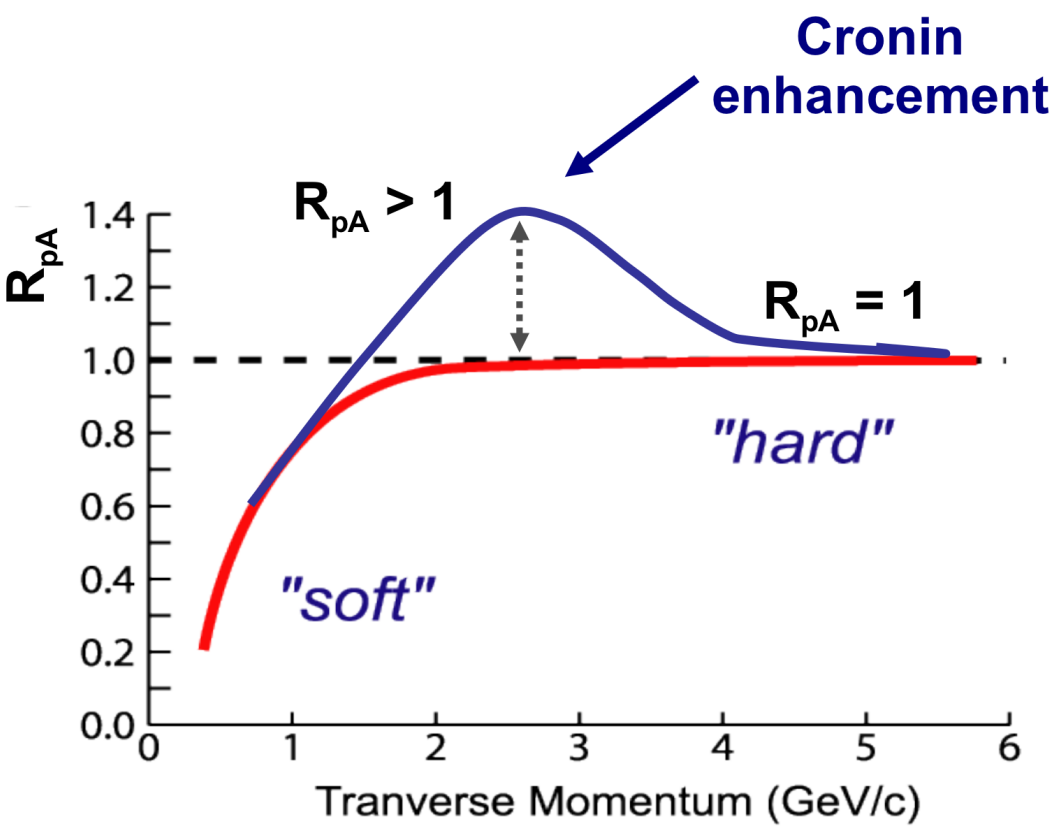
Zob. też wyniki π^0 PHENIX dla p+Au, d+Au oraz ^{3}He+Au (MB, centralne, peryferyczne)
→ McGlinchey (for PHENIX), NPA 967 (2017) 19-26 [arXiv:1704.04568]

Zob. też π^0 i ϕ dla p+Al, p+Au, d+Au, ^{3}He+Au (różne centralności) → PHENIX, PRC 105 (2022) 6, 064902 [arXiv:2111.05756]; PHENIX, PRC 106 (2022) 1, 014908 [arXiv:2203.06087]

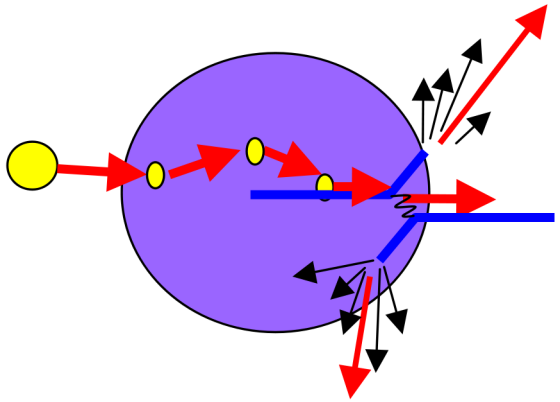
Zob. też $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, (p+anty-p)/2 dla centralnych p+Al, d+Au, ^{3}He+Au oraz Cu+Au, Au+Au, U+U
→ PHENIX, PRC 109 (2024) 5, 054910 [arXiv:2312.09827]

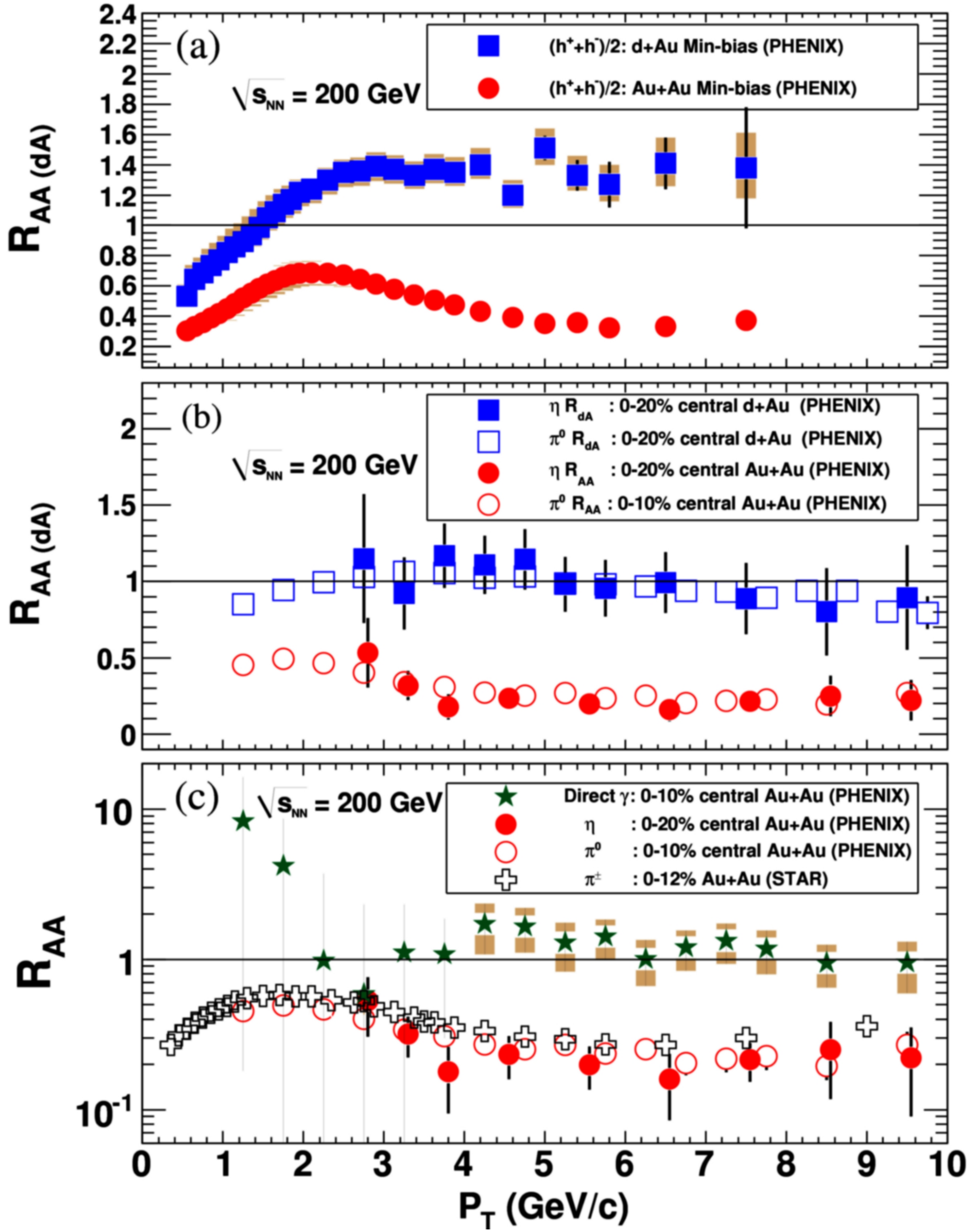


Efekt Cronina (np. dla p+A, d+Au) – jest najprawdopodobniej spowodowany <u>początkowym</u> (jeszcze przed zderzeniem twardym parton+parton) wielokrotnym nisko-pędowym rozpraszaniem elast. (*multiple low-momentum scattering*) partonu (z nukleonu pocisku) na innych nukleonach tarczy, które spotka przed właściwym oddziaływaniem twardym → U. Heinz



To rozpraszanie „transportuje” energię z ruchu wzdłuż osi wiązki na ruch poprzeczny i dlatego zwiększona produkcja cząstek ze średnimi/i wysokimi p_T (czyli przed właściwym oddział. twardym parton ma już jakieś niezerowe p_T a nie tylko p_L z wiązki)





Dane PHENIX (+ STAR) dla d+Au i centralnych Au+Au

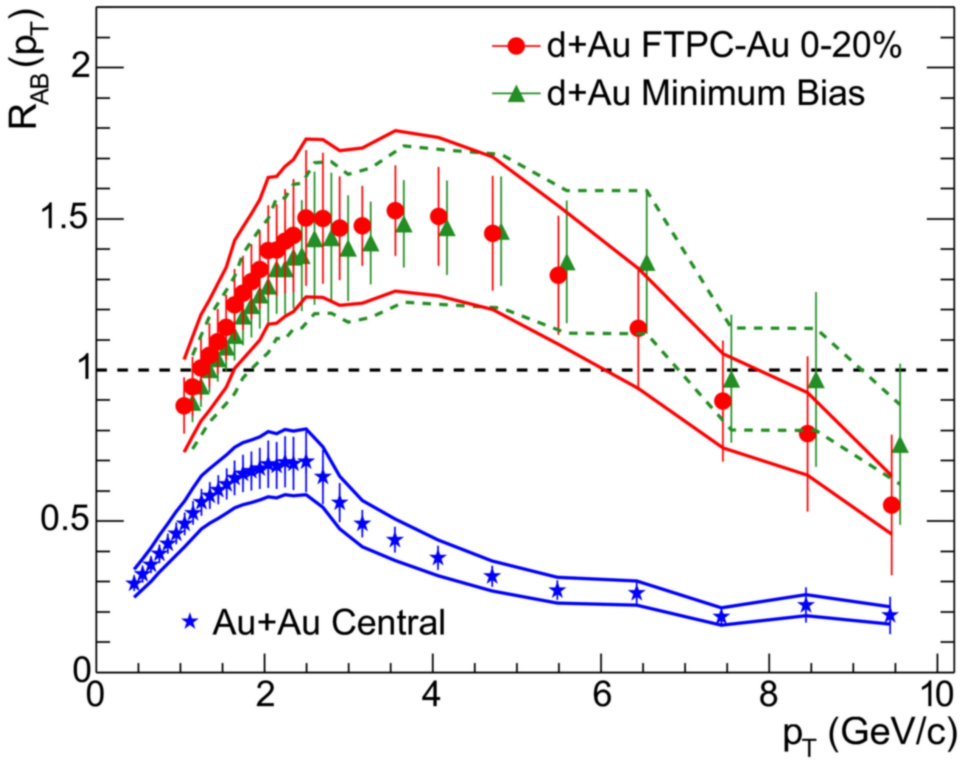
Różnica między **naładowanymi hadronami** oraz **neutralnymi pionami oraz mezonem η**

R_{AA} dla dużych p_T pokazuje to samo tłumienie dla π^0 oraz η mimo że masa η jest jest sporo większa niż masa π^0
⇒ **partonowa natura tłumienia?!**

R_{AA} dla fotonów bezpośrednich nie jest tłumione (fotony nie oddziałują silnie z medium; tylko oddział. elektromagnetyczne; prawie bez zaburzeń opuszczają medium

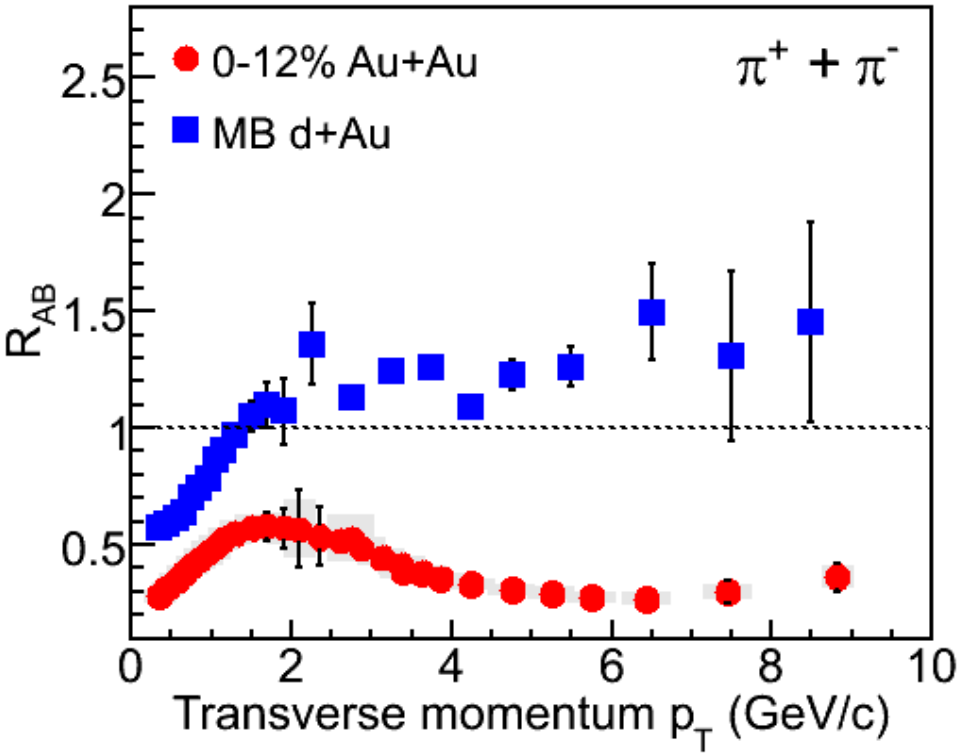
Rys. arXiv:0901.0910

Naładowane hadrony, $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (top RHIC) nucl-ex/0306024



Naładowane piony, $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV (top RHIC)

STAR, PLB 655 (2007) 104
STAR, PRL 97 (2006) 152301
STAR, PRL 91 (2003) 072304

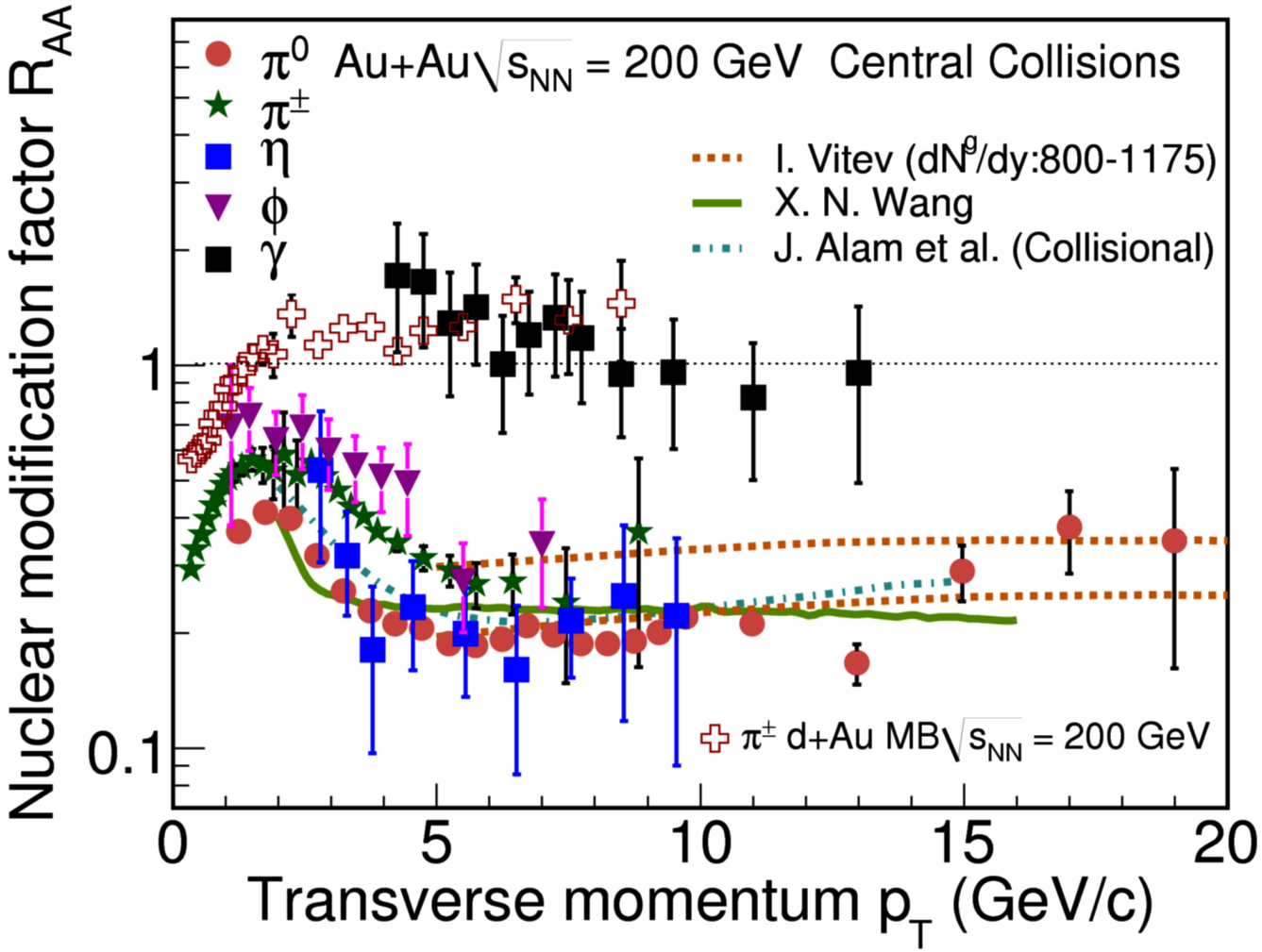


Wzmocnienie Cronina powinno zanikać dla $p_T \rightarrow \infty$

Wyniki uzyskane przez STAR – dla Au+Au w porównaniu do d+Au

- centralne Au+Au wykazują odchylenie od skalowania z liczbą oddziaływań binarnych: R_{AuAu}(duże p_T) < 1 czyli tłumienie cząstek o wysokich pędach poprzecznych
- d+Au w obszarze średnich p_T pokazują efekt Cronina
- Na rys. lewym dane minimum d+Au bias przesunięte o 100 MeV/c w prawo – żeby było lepiej widać

Na tej stronie tylko (poza symbolami plusa) centralne **Au+Au**



Silne tłumienie: **powyżej p_T około 5 GeV/c tłumienie o czynnik ok. 5 (spadek R_{AA} do ok. 0.2)** w porównaniu do superpozycji niezależnych p+p – **takiego tłumienia nie zaobserwowano przy SPS! Supresja jest unikalna dla RHIC (i LHC → zob. dalej)**

Rys. z arXiv:1102.2495

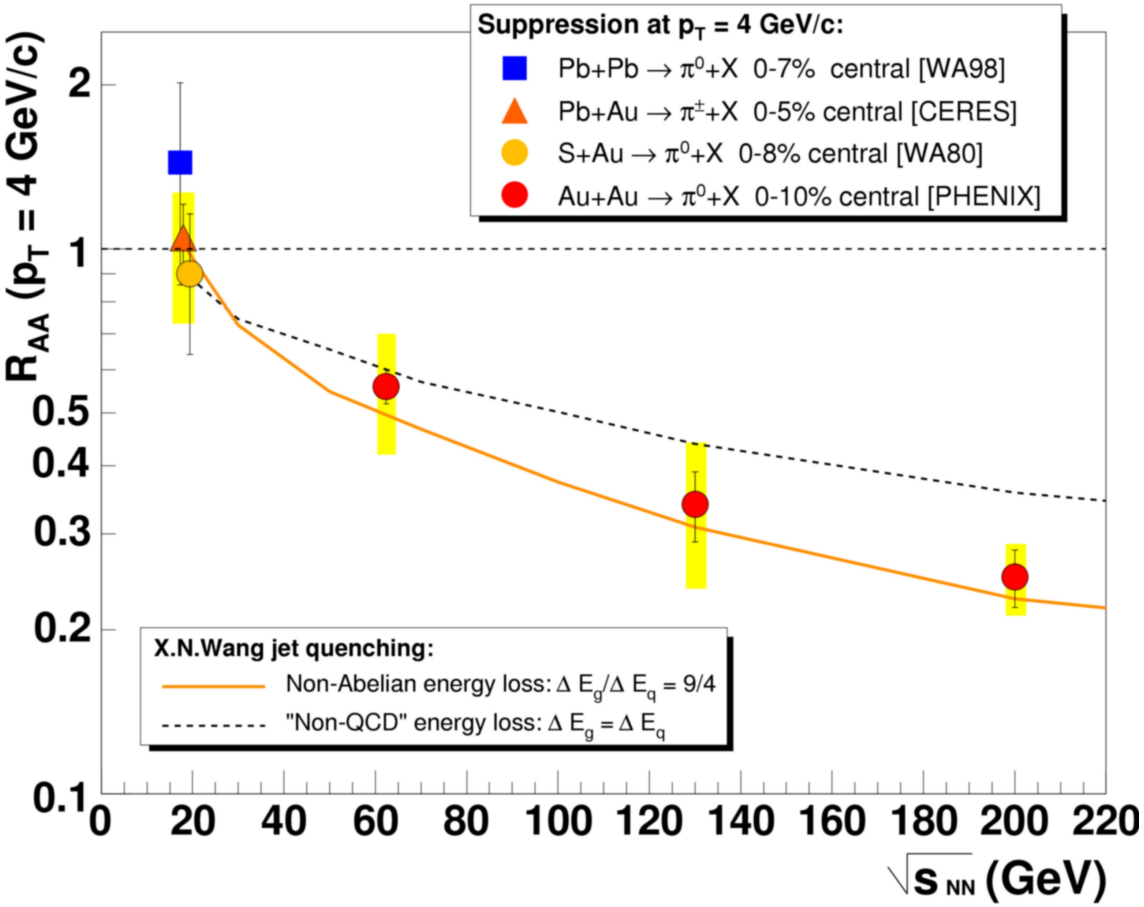
Hadrony o wysokich p_T w centralnych zderzeniach Au+Au przy top RHIC są tłumione

Efektu tłumienia nie widać dla fotonów bezpośrednich – **fotony nie oddziałują silnie z tworzonym medium (uciekają z medium)**, nie tracą energii przy przejściu przez gęstą materię jądrową ⇒potwierdzenie że **jest to efekt w stanie końcowym spowodowany przejściem przez gęste medium**

Tłumienie cząstek o wysokich p_T wzrasta wraz z przejściem do bardziej centralnych (tu nie pokazano) oraz z energią (dla najbardziej centralnych)

Takiego tłumienia cząstek o wysokim p_T jak przy top RHIC nie zaobserwowano przy SPS!

Ale z drugiej strony brak widocznego tłumienia przy SPS ($R_{AA} < 1$) może być również z powodu sztucznego zawyżania R_{AA} przez efekt Cronina (do sprawdzenia m.in. w NA61/SHINE)



Rys. Tłumienie przy ustalonym p_T = 4 GeV/c zależność od energii

nucl-ex/0611012

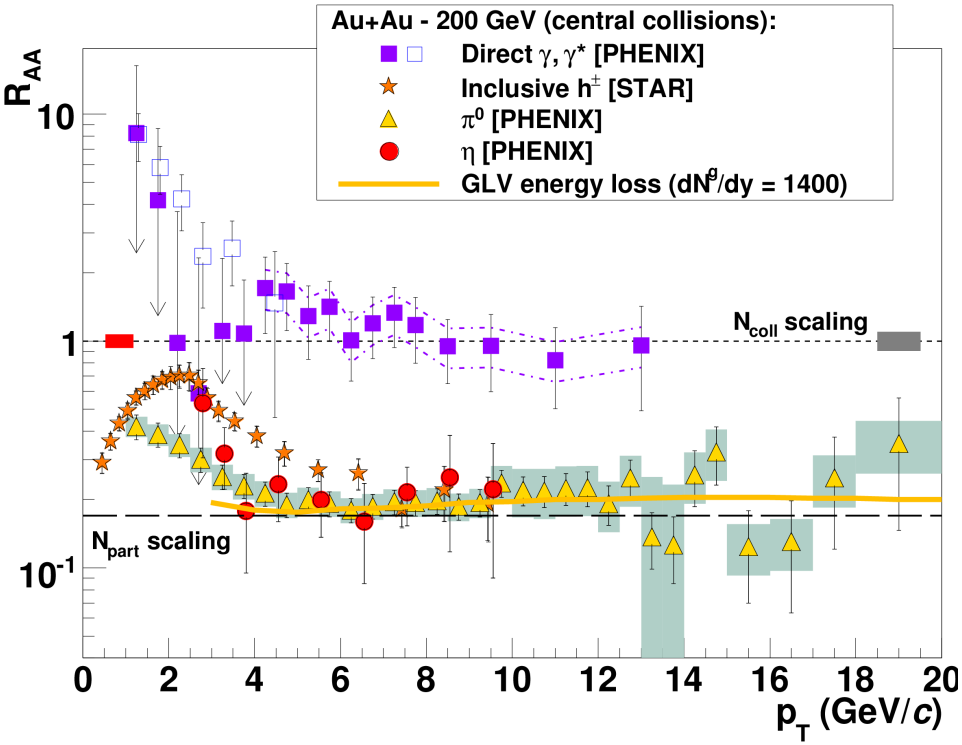
Top RHIC (200 GeV), centralne Au+Au

żółta linia – teoretyczne obliczenia przy założeniu że parton o wysokim p_T traci energię na wypromieniowanie gluonów (*gluon radiation*) w gęstym medium

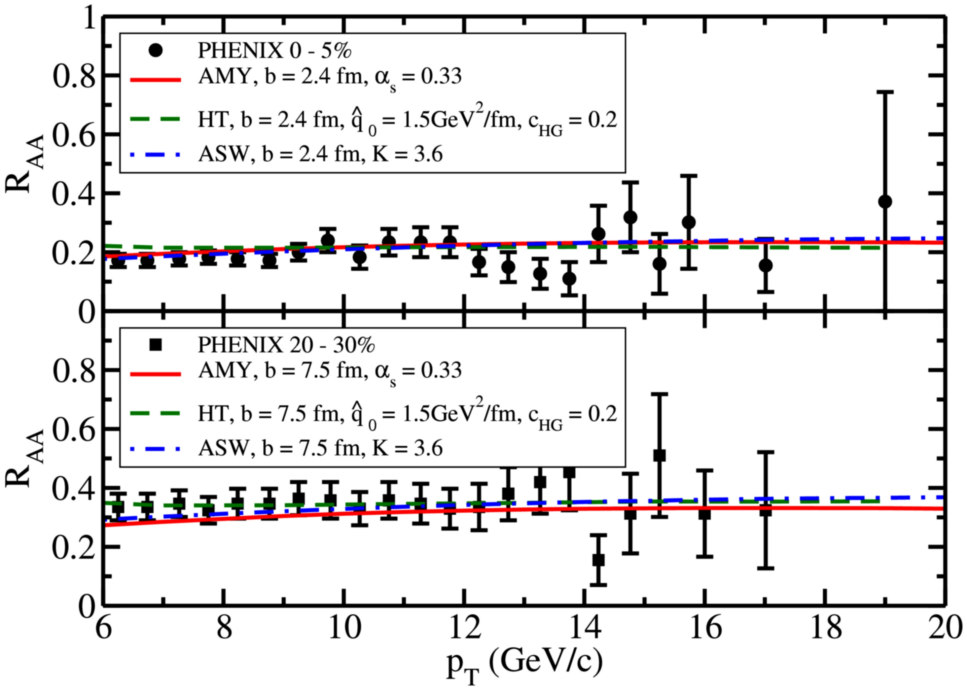
- Silne tłumienie (faktor 5), ale
- nie widziane dla fotonów (nie oddziałują silnie z medium) ⇒ tłumienie jest efektem stanu końcowego (strata energii partonu przy przejściu przez gęste medium → zob. dalej)

Gęstość gluonów w medium (y – rapidity)
$dN^g/dy \approx 1400 \Leftrightarrow T \approx 400$ MeV

d'Enterria, NP A827, 356c (2009)



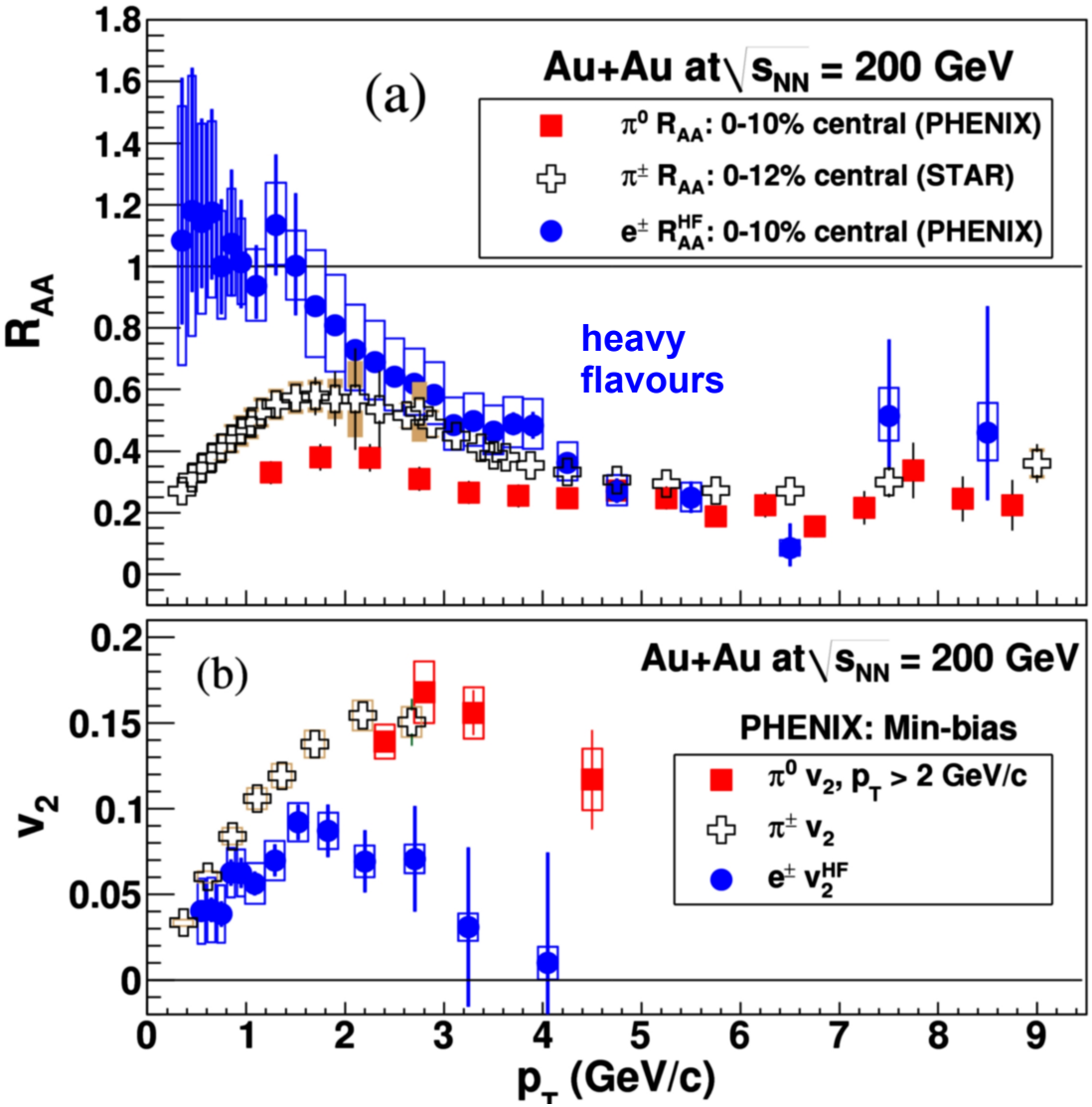
d'Enterria, NP A827, 356c (2009)



Prawy: późniejsze wyniki (2009) są jeszcze bardziej dokładne. Tłumienie cząstek o wyższych p_T jest większe dla bardziej centralnych zderzeń (góra, tu 0–5%)
Rys. arXiv:0908.1747 (QM 2009)

A co na to ciężkie kwarki ('c' i 'b'):

Przyp.: ciężkie kwarki są produkowane w najwcześniejszej fazie w wyniku procesów perturb. **Ciężkie kwarki ('c' i 'b')** wydają się również termalizować i **pokazują takie samo osłabienie (dla wysokich p_T)** i podobnego rzędu przepływ eliptyczny (wykład 11) jak lekkie



Tu w PHENIX ciężkie kwarki były analizowane pośrednio poprzez tzw. non-photonic electrons czyli semi-leptonowe rozpady mezonów D i B (np. $D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu_e$)

Ciężkie kwarki ('c' i 'b'):

1. płyną z materią; z tzw. "*bulk matter*" (rys. dolny, wykład 11) prawie tak silnie jak lekkie kwarki
2. są tłumione przy dużych p_T (rys. górny, widać osłabienie niefoton. elektronów dla dużych p_T); uwaga: osłabienia e_{HF} nie widać dla Au+Au przy energii 62.4 GeV (arXiv:1503.01790)

Górny: R_{AA} dla niefotonowych elektronów (z rozpadów cząstek zaw. kwarki 'c' i 'b') i dla pionów w centralnych Au+Au, top RHIC

Dolny: flow dla niefotonowych elektronów w min. bias Au+Au, top RHIC. Rys. z arXiv:0901.0910; końcowe wyniki: PHENIX, **PR C84 (2011) 044905**

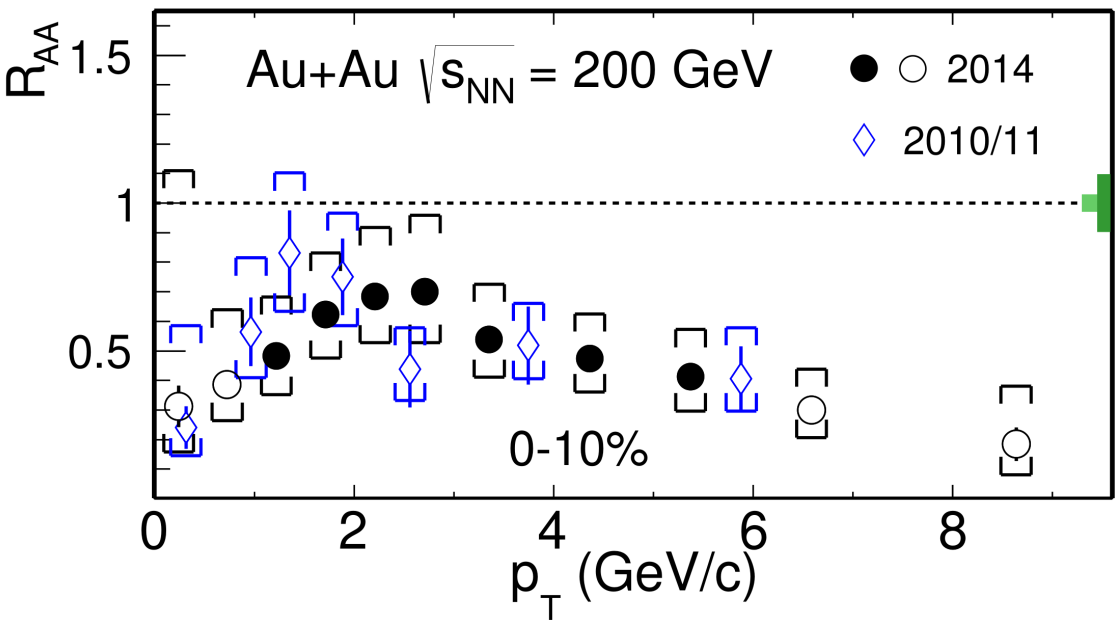
Podobne wyniki są też dla STAR → zob. np. B. Trzeciak, arXiv:1409.3410 (WWND 2014)

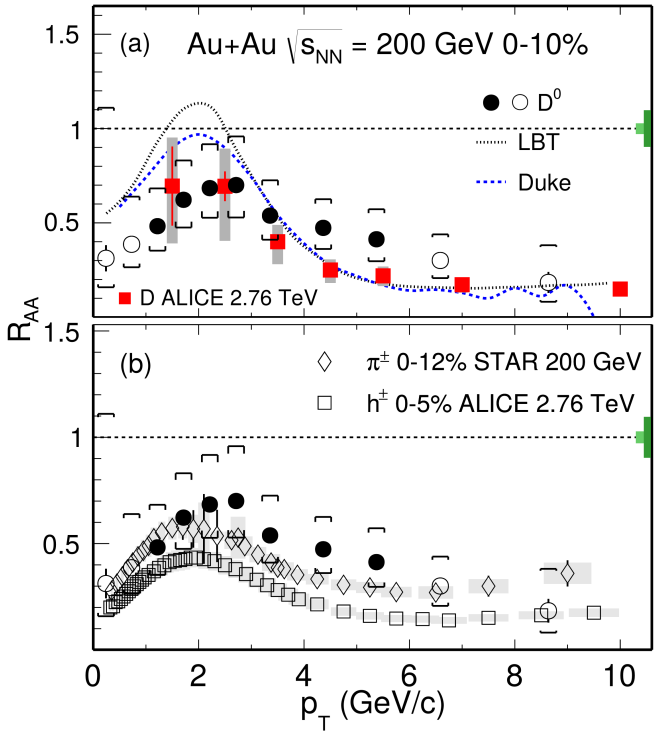
Bezpośredni pomiar mezonów D (top RHIC)

Dane z roku 2014 → pomiar mezonów D z topologii rozpadów: D^0 (anty-D^0) → π^{+-} K^{-+} oraz D^{+-} → π^{+-} π^{+-} K^{-+}) przy użyciu detektora **Heavy Flavor Tracker** (HFT). Wcześniejsze wyniki D^0 → STAR, PRL 113 (2014), 142301 oraz Erratum: STAR, PRL 121 (2018) 229901

Mezony D, podobnie jak lekkie cząstki oraz HF elektrony (z rozpadów cząstek zawierających kwarki 'c' i 'b'), pokazują efekt tłumienia dla dużych p_T

STAR, PR C99 (2019) 034908 [arXiv:1812.10224]





Oczekiwane straty energii (dla E_{parton}= const.) z powodu promieniowania hamowania (*induced gluon radiation*) w gęstym kolorowym medium: $\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q_{light}) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b)$

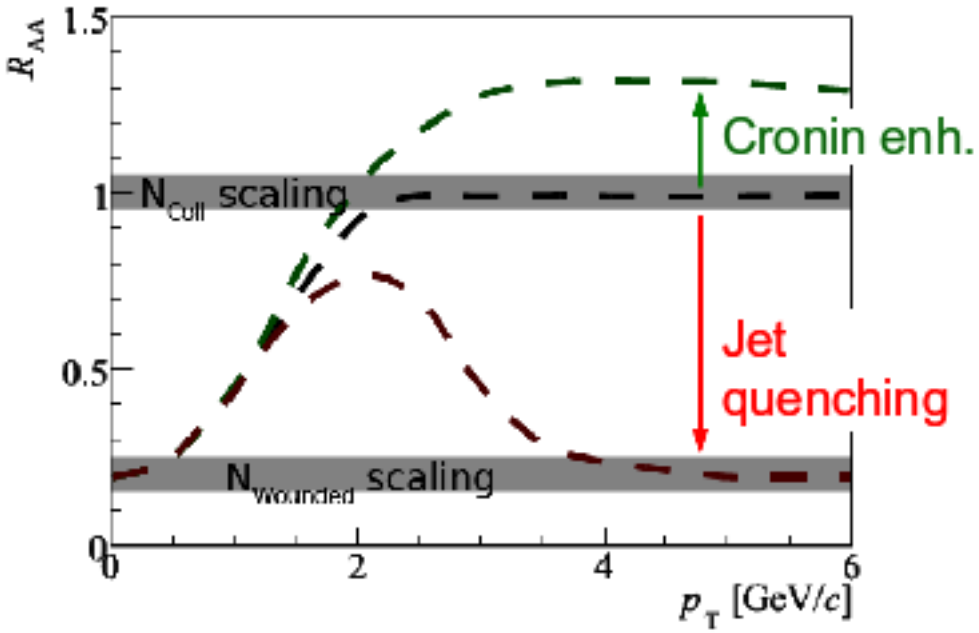
Ale dla top RHIC **tłumienie jest podobne dla lekkich (π) i ciężkich (mezony D^0) cząstek**

D_s^{+-} w STAR → zob. M. Nasim (for STAR), arXiv:1801.04164 (CPOD 2017) lub slajdy dodatkowe: dla p_T > 5 GeV/c R_{AA} mezonów D_s^{+-} jest podobne jak dla K_s^0, dla mniejszych p_T (2.5–4 GeV/c) tłumienie słabsze niż dla K_s^0 (R_{AA} większe)

Uzupełnienie:

1. Mierzone spektra w Pb+Pb (Au+Au) – kombinacja przynajmniej dwóch efektów: Cronina i supresji jetów
2. Mierzone spektra w p+A (d+Au) – tylko efekty „zimnej" materii jądrowej czyli m.in. Cronina (wzmocnienie), efekt "*shadowing"* oraz EMC (modyfikacja rozkładu partonów w nukleonach które są związane w jądrze (A) w porównaniu z rozkładem jaki mają w swobodnym nukleonie)
3. Mierzone spektra w p+p – brak zarówno efektów zimnej materii (m.in. Cronina) jak i tłumienia jetów

⇒ Dla pełnego zrozumienia badanie p+A jest również bardzo potrzebne!



Czego na razie dowiedzieliśmy się z badania R_{AA}?

W zderzeniach centralnych Au+Au przy top RHIC cząstki o dużych p_T są tłumione. Ale przy dużych p_T są właściwie jedynie cząstki pochodzące z jetów ⇒ Jety są tłumione w centralnych zderzeniach Au+Au w porównaniu ze zderzeniami p+p. Jako, że nie obserwuje się tego przy zderzeniach d+Au prawdopodobnie jest to efekt gorącego i gęstego medium przez które przechodzą partony lub już hadrony (cząstki z jetu) – **strata energii partonów(?)/hadronów(?) w gęstej materii**

Próba interpretacji:

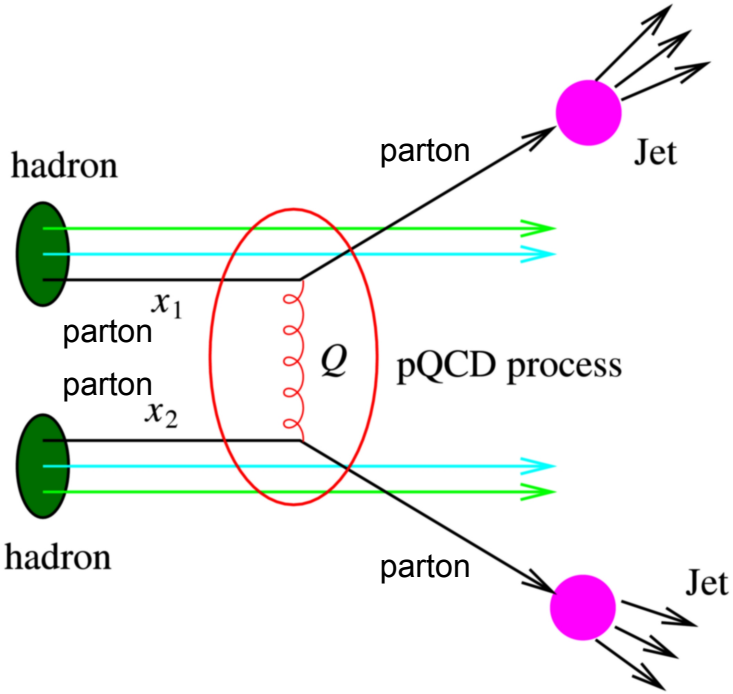
Cząstki o wysokim p_T tworzone są z fragmentacji partonów (kwarki lub gluony) przy skalach czasowych rzędu $\tau_{frag} \approx E / \Lambda_{QCD} \times R$
E – energia partonu
R – typowy rozmiar hadronu (rzędu 1 fm)

(arXiv:1304.1452)

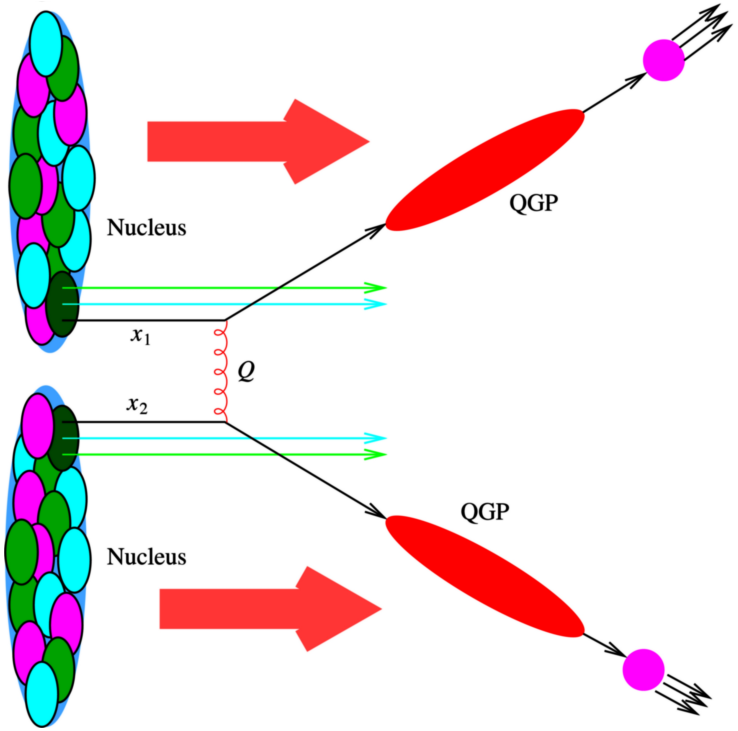
Dla energii powyżej 5 GeV skala czasowa fragmentacji jest około 20 fm/c (dużo! Bo np. typowy czas życia QGP to rzędu kilku fm/c). Czyli **w zderzeniach ciężkich jonów parton zanim fragmentuje ma szansę przejść przez cały obszar QGP gdzie może tracić energię**

W QCD straty energii wysokoenergetycznego partonu (E_{parton}>>1 GeV) tj. kwarka lub gluonu są zdominowane przez promieniowanie gluonów (*induced gluon radiation*) wywołane wielokrotnym rozpraszaniem partonu na ładunkach kolorowych w medium (medium o dużej gęstości ładunku kolorowego)

Zaproponowano więc, że to **partony** **przy przejściu przez materię tracą energię/pęd na skutek promieniowania hamowania (emisja gluonów) i dlatego redukcja w dużym p_T ($p_T = p \sin\theta$) zarówno samych partonów jak i ich późniejszych fragmentów (hadrony) – tłumienie jetów (*jet quenching*)**



Rys.
arXiv:0907.4691



produkcja jetów w wyniku twardego rozpraszania N+N

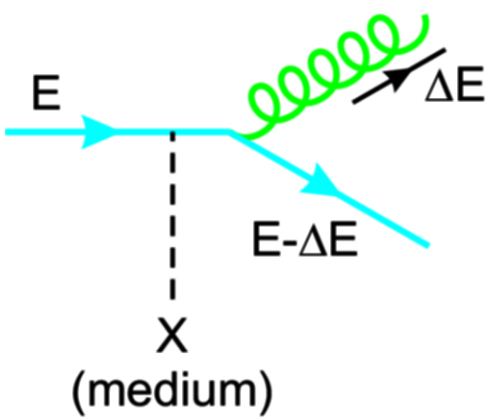
schemat idei tłumienia jetów w A+A; tłumienie w gęstej materii (QGP) tworzonej przez resztę systemu

Tłumienie spektrum p_T lekkich hadronów przy dużych p_T jest zwykle tłumaczone jako radiacyjne straty energii <u>lekkiego</u> partonu-rodzica przy przejściu przed gęste medium (ww.)

Późniejsze dane dot. tłumienia hadronów o ciężkich zapachach*) (nucl-ex/0510047, nucl-ex/0511005) sugerują, że **dla <u>ciężkich</u> kwarków czysto radiacyjne straty energii mogą być niewystarczające żeby wytłumaczyć wielkość tłumienia** **) ⇒ **dla ciężkich kwarków mogą być dodatkowe (oprócz radiacyjnych) straty energii poprzez elastyczne zderzenia partonów (*collisional energy loss*)**

Wydaje się (np. arXiv:0802.4364) że wkład do strat energii partonu pochodzący od zderzeń może być tylko około 20% nawet dla ciężkich kwarków

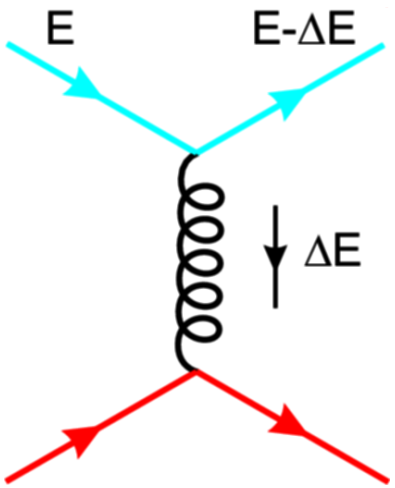
*) hadrony o ciężkich zapachach pochodzą m.in. z hadronizacji (w ramach jetu) wyprodukowanej pary ciężkich kwarków (q bar-q)
**) przy tej samej energii partonu im większa masa kwarka tym mniej ma strat radiacyjnych; straty rad. dla kwarka 'c' są rzędu 25% mniejsze niż dla kwarków lekkich a kwarka 'b' nawet 75% mniejsze (arXiv:0902.2011)



lewy: radiacyjne straty energii partonu
Zgodnie z QCD straty radiacyjne
$\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q)$
Dodatkowo mamy tłumienie promieniowania gluonów przy małych kątach "dead-cone effect" *); kąt jest zależny od masy co ostatecznie daje: **straty radiacyjne**
$\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q_{\text{lekki}}) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b)$

prawy: straty energii poprzez oddziaływania
Rys. z arXiv:0902.2011

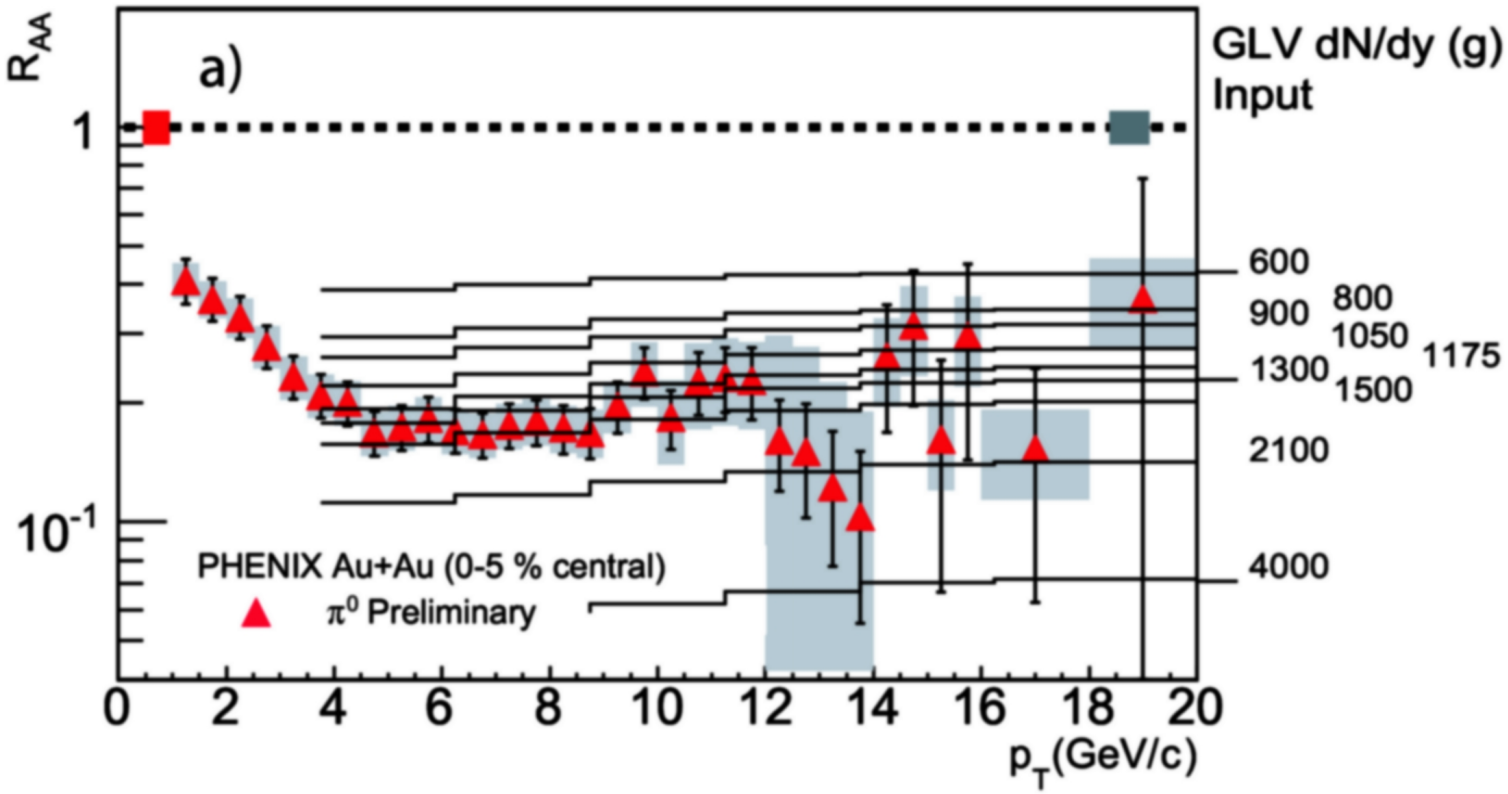
*) zob. np. ALICE, Nature 605 (2022) 7910, 440-446, Nature 607 (2022) 7920, E22 (erratum) [arXiv:2106.05713]



Dla lekkich cząstek cd.:

Żeby uzyskać w modelach taki efekt tłumienia cząstek o wysokich p_T jak w danych przy top RHIC trzeba założyć gęstość gluonów w ośrodku (ekspandująca plazma) $dN^g/dy \approx 1100 \pm 300$ (niektórzy podają ≈ 1400) co odpowiada początkowej gęstości energii $\varepsilon \sim 15$ GeV/fm^3

(wartości dla SPS byłyby $dN^g/dy \approx 400 \pm 100$)



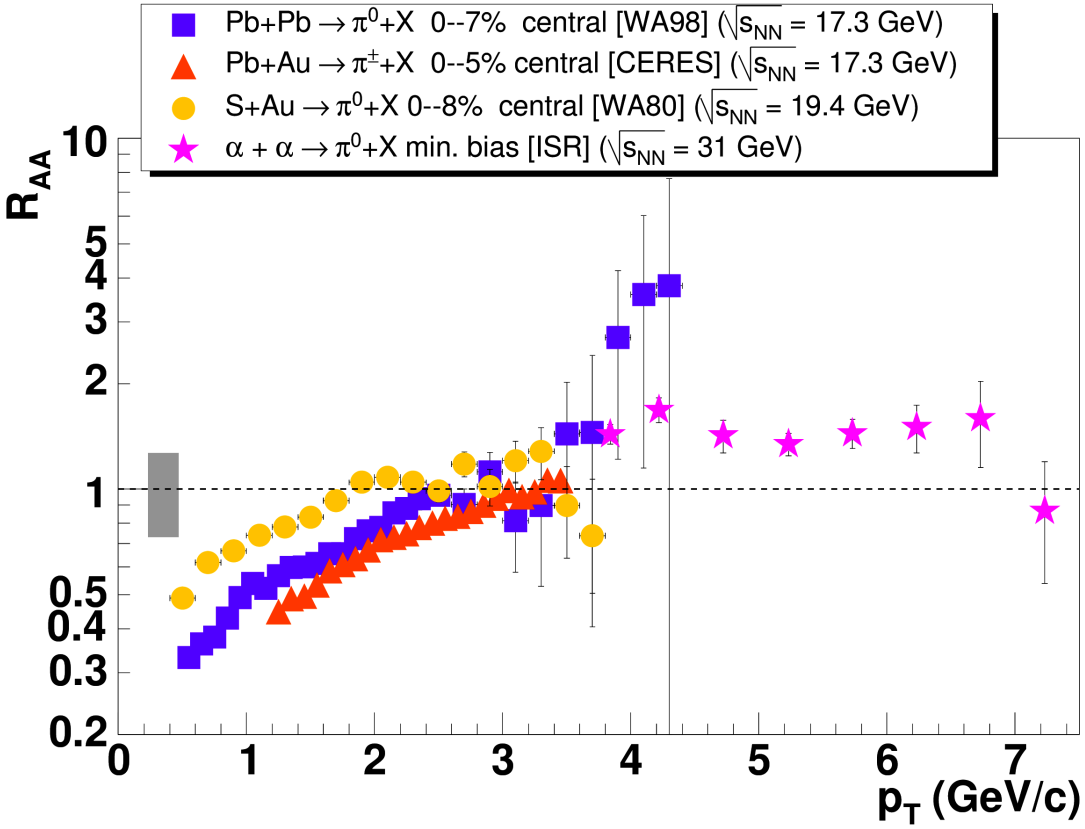
Porównanie danych z modelem teoretycznym dla różnych początkowych gęstości gluonów dN/dy (dN^g/dy)
I. Vitev, M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett 89, 252301 (2002)

Oprócz dN^g/dy podaje się w modelach również np. **temperaturę plazmy** (te same dane zgodne z $dN^g/dy \approx 1400$ są zgodne również z $T \approx 400$ MeV, arXiv:0902.2488)

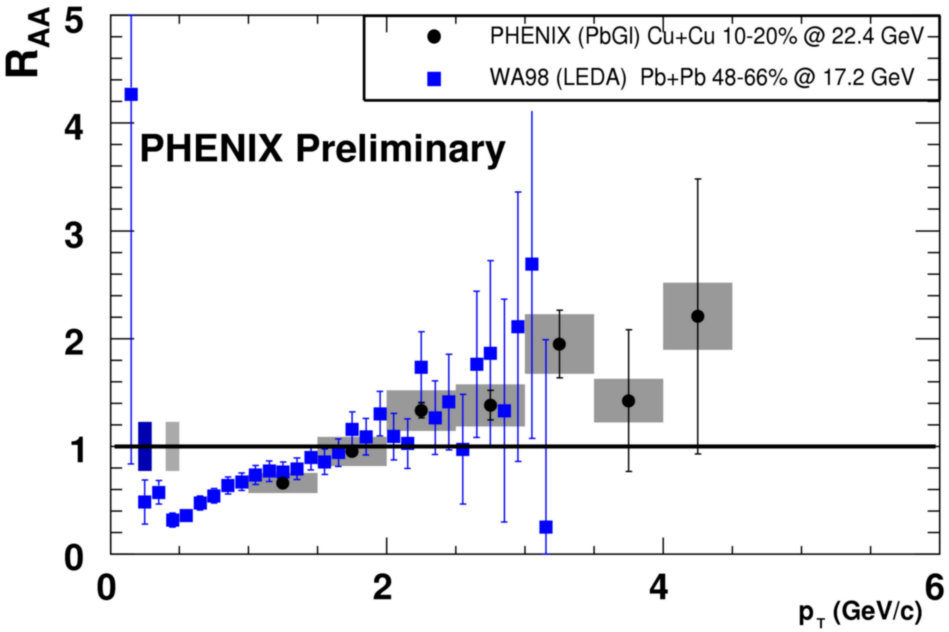
Magnituda strat energii partonu na promieniowanie hamowania gluonów (przez to nie mogą już wyprodukować cząstek o wysokim p_T) zależy od gęstości gluonów w medium (dN^g/dy) przez które przechodzą

Przykłady R_{AA} dla energii poniżej top RHIC (przed programem BES)

Przekrój czynny na produkcję jetów przy SPS jest dużo niższy niż przy RHIC – dla wysokich p_T praktycznie brak cząstek, mimo tego robiło się analizy w CERES, WA98, NA49 zarówno R_{AA} jak i korelacji dwucząstkowych w kącie azymutalnym (patrz dalej)



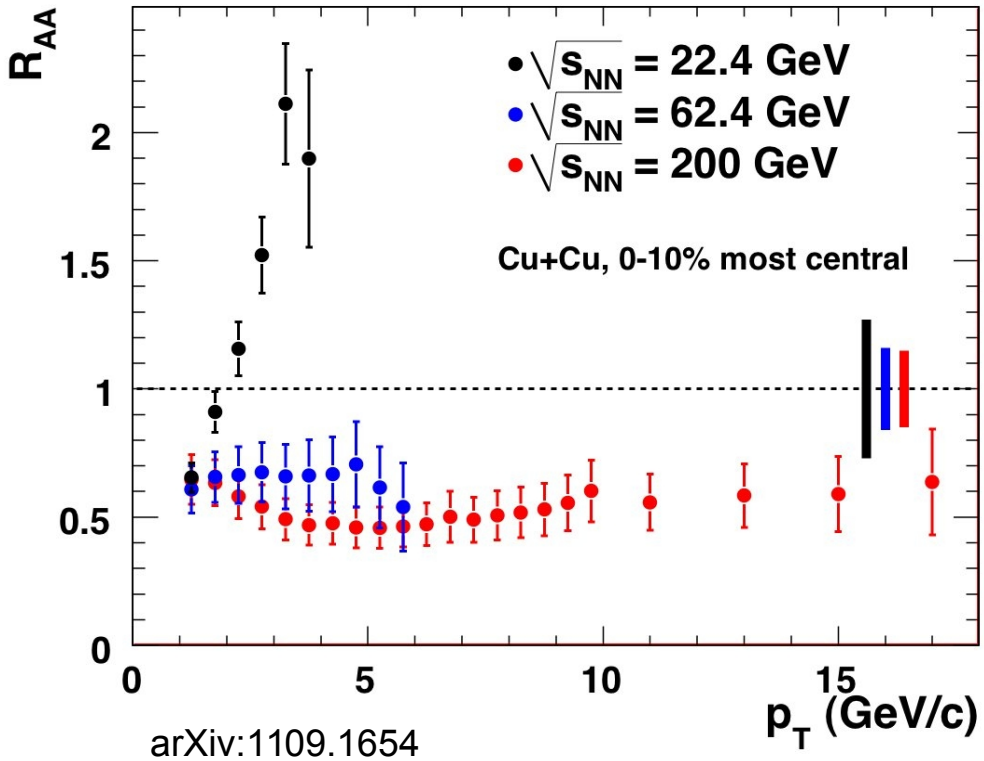
Rys. nucl-ex/0702028



wyżej: **niższe** energie RHIC dane centralne Cu+Cu z N_{part} = 67.8 pokazują podobne zachowanie jak semi-centralne dane Pb+Pb top SPS z N_{part} = 63 **R_{AA} liczony dla π^0**

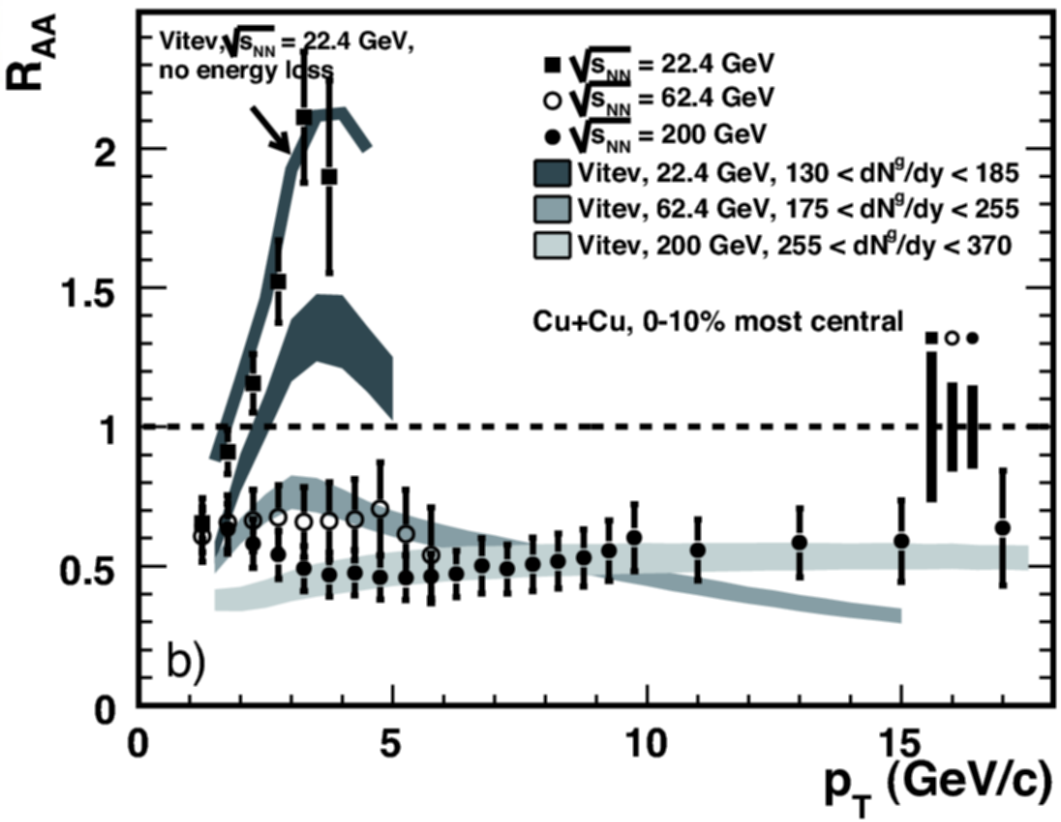
nucl-ex/0701060

Cu+Cu zmiana zachowania R_{AA} przy przejściu do niskich energii

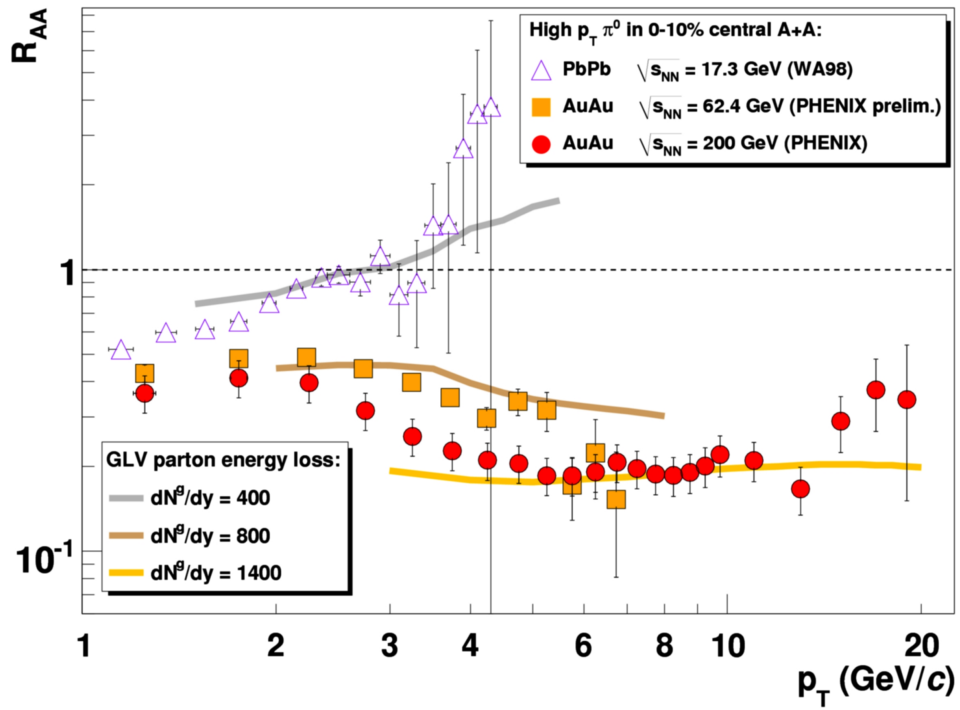


arXiv:1109.1654

Rys. arXiv:0804.4562 (QM 2008)



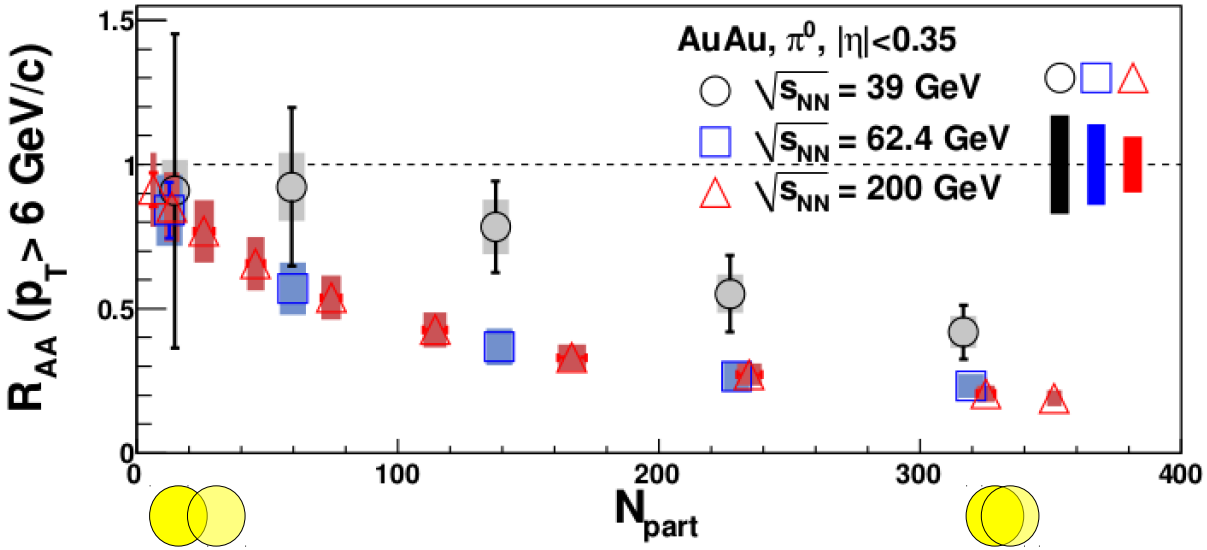
Dane Cu+Cu dla trzech różnych energii pokazują, że dla energii 22.4 GeV (podobna energia do top SPS) dominuje efekt Cronina – dane dodatkowo zgodne z modelem bez strat energii partonów, a efekt tłumienia (straty energii partonów) zaczyna mieć znaczenie między 22.4 a 62.4 GeV w środku masy



← Rys. arXiv:0902.2011

Porównanie z modelem ze stratami energii partonów w QGP (różne początkowe gęstości gluonów)

RHIC PHENIX BES, Au+Au



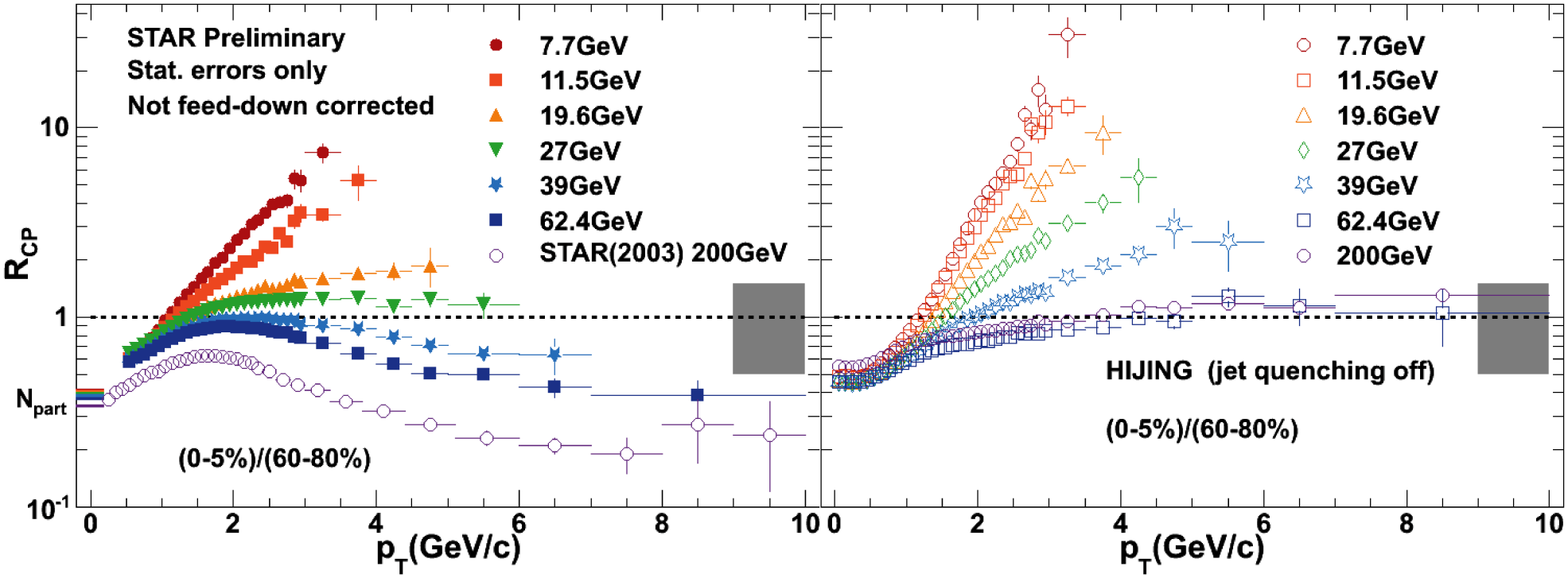
R_{AA} dla neutralnych pionów: tłumienie dla dużych p_T (> 6 GeV/c) neutralnych pionów podobne dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 i 62.4 GeV i mniejsze dla 39 GeV

Mitchell (for PHENIX), PoS CPOD 2013, 003 [arXiv:1308.2185]

RHIC STAR BES, Au+Au

R_{CP} naładowanych hadronów: **tłumienie jetów zanika przy niskich energiach** (brak gęstego medium) → tzw. wyłączenie sygnatury QGP, ***"turn-off" of QGP signature***

Efekty partonowe stają się mniej istotne dla niższych energii i zaczynają dominować efekty zimnej materii jądrowej (Cronin)



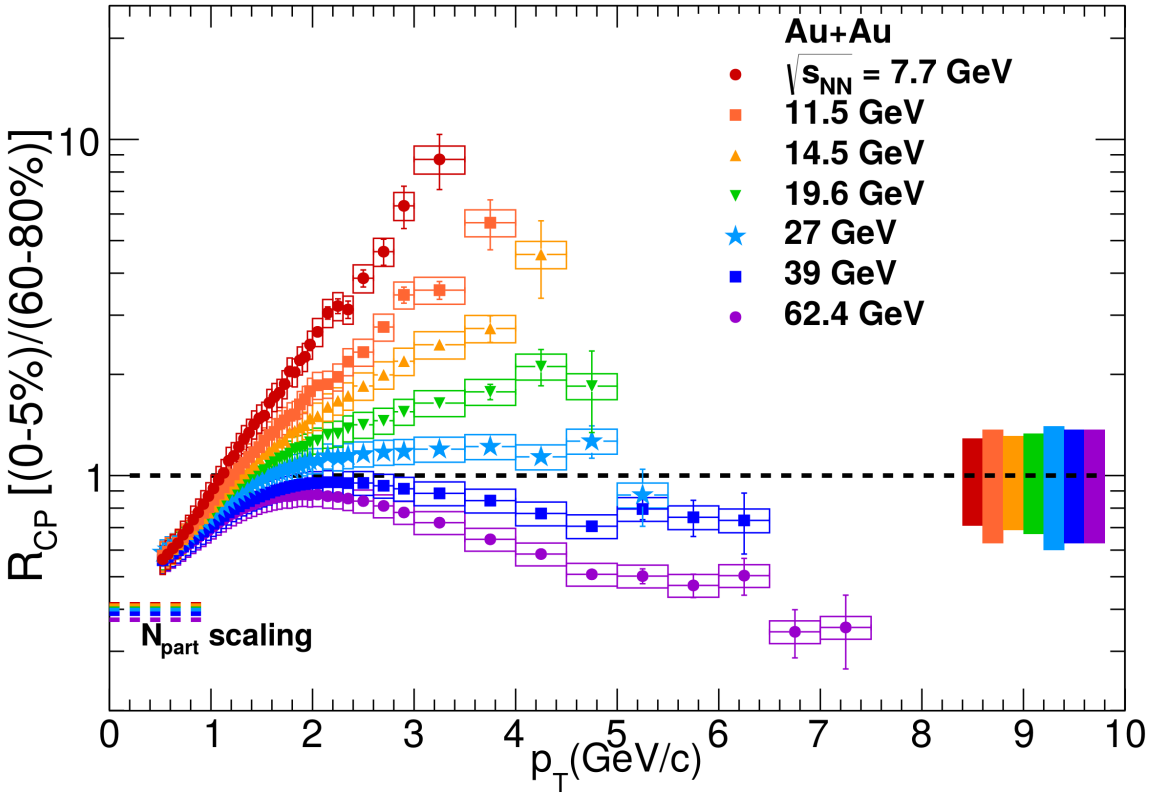
Kumar (for STAR), MPL A28, 1330033 (2013) [arXiv:1311.3426]

Wyniki HIJING (Sumbera (for STAR), arXiv:1312.2718) z <u>wyłączonym</u> efektem tłumienia jetów ale z uwzględnionym efektem Cronina

Update wyników z punktami dla 14.5 GeV. Powyżej p_T około 3 GeV/c:

- tłumienie dominuje dla energii 39 GeV w górę
- efekt Cronina dominuje dla energii poniżej 27 GeV

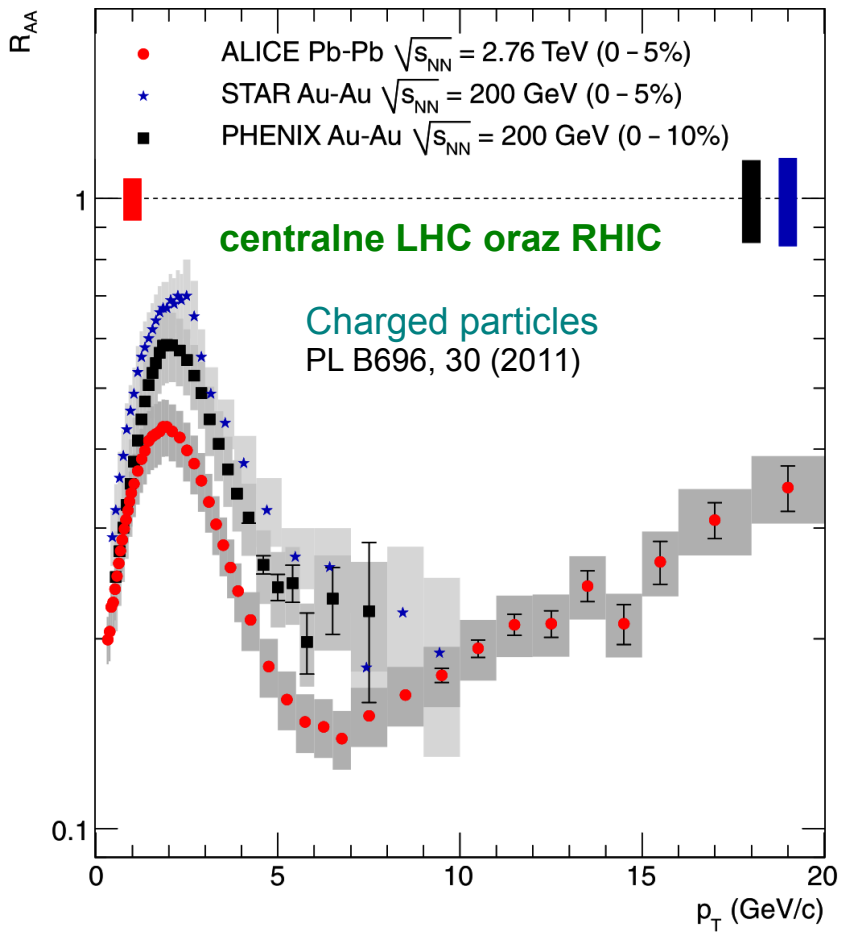
Ze względu na nakładanie się efektów wzmocnienia i tłumienia ciężko określić dokładną energię na przejście do QGP. **Dodatkowe wyniki STAR** (zob. arXiv:1512.09215; arXiv:1512.09329; **STAR, arXiv:1707.01988**) pokazujące **zależności** produkcji cząstek **od centralności** (próba wydzielenia samych efektów tłumienia z dostępnych danych) **sugerują energię przejścia do QGP jako $\sqrt{s_{NN}}$ > około 14.5 GeV** ale użyta metoda nie pozwala wykluczyć możliwości że QGP jest tworzona również przy energii 7.7 i 11.5 GeV



STAR, PRL 121 (2018), 032301 [arXiv:1707.01988]

W pracy pokazano również oddzielnie piony, kaony, (anty)protony oraz wspomniane wyżej zależności od centralności

R_{AA} dla LHC (eksperyment ALICE) oraz RHIC



Naładowane cząstki w

Pb+Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV

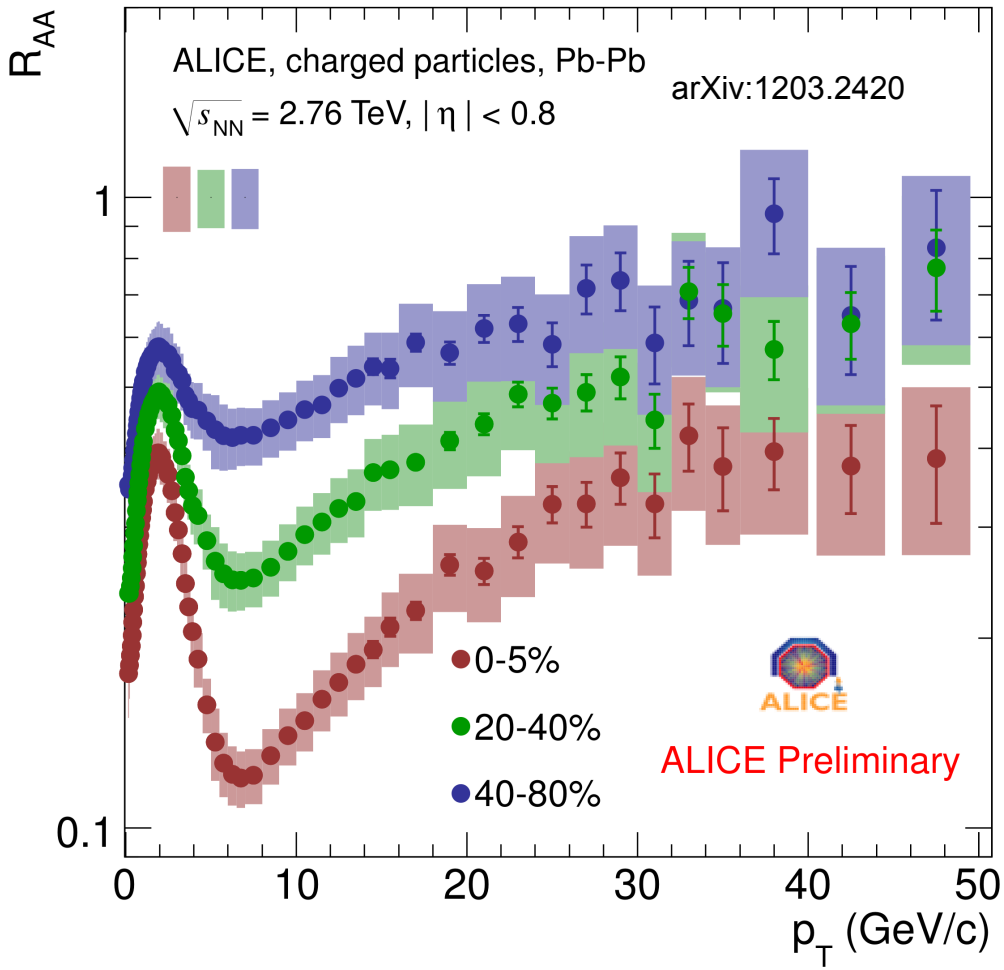
W minimum (p_T = 6–7 GeV/c)

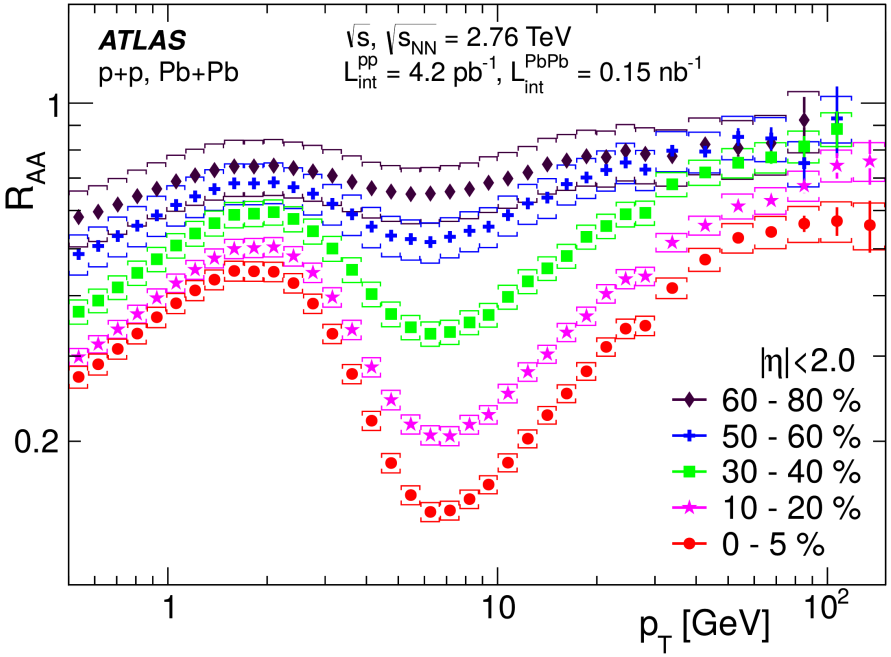
R_{AA} w LHC < R_{AA} w RHIC

silniejsze tłumienie, większe straty energii, gęściejsze medium w LHC

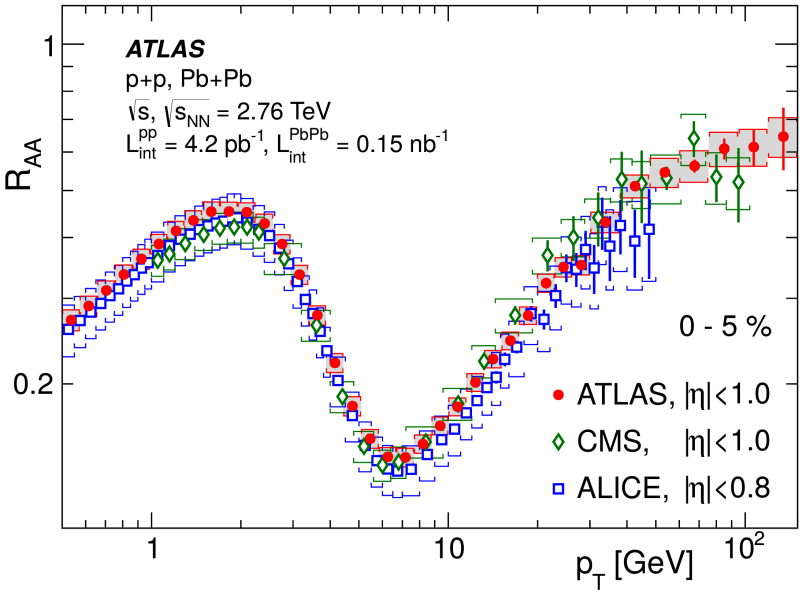
Dla centralnych Pb+Pb w LHC R_{AA} osiąga minimum dla p_T 6–7 GeV/c; później wzrost, który był przewid. dla LHC przez niektóre modele teor. Jakościowe i ilościowe wyjaśnienie R_{AA} dla LHC (uwaga: dot. tych nieco starszych wyników, zob. arXiv:1111.2685), w tym wzrostu dla dużych p_T pokazane np. w arXiv:1012.5648, 1104.4162 (straty energii jetu + shadowing tj. modyfikacje rozkładu partonów), arXiv:1105.0191 (DGLAP + PYTHIA + ..., dodatkowo pokazano jak α_s spada przy przejściu od RHIC do gorętszej QGP w LHC). Zob. też slajdy dodatkowe z bardziej aktualnymi modelami

R_{AA} dla LHC (2.76 TeV, eksperyment ALICE, ATLAS) cząstki naładowane





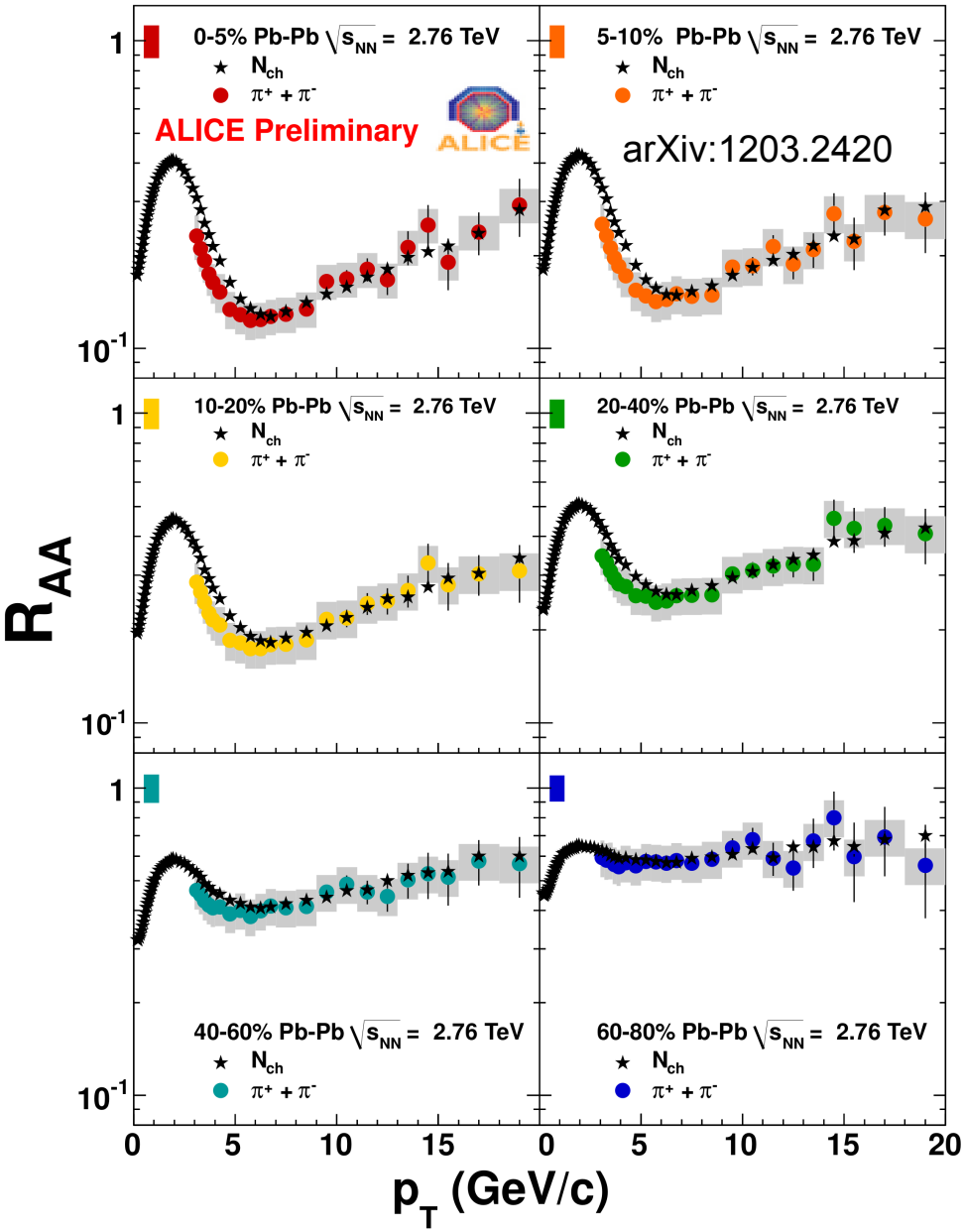
JHEP 1509 (2015) 050 [arXiv:1504.04337]

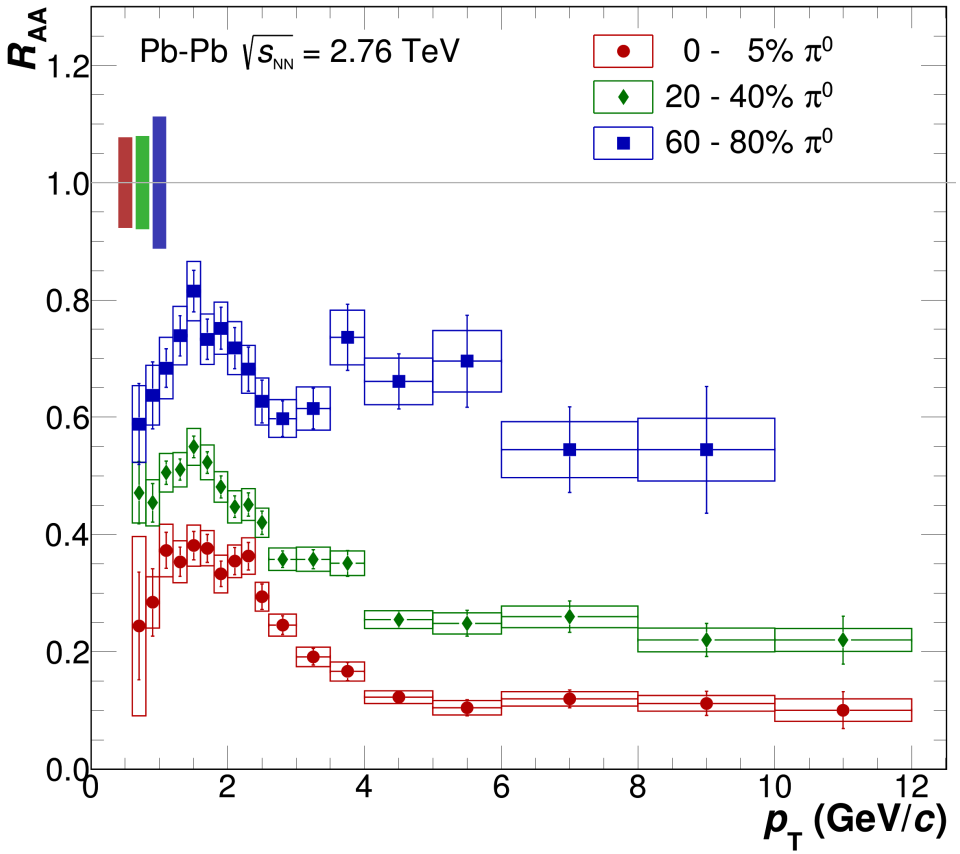


Tłumienie cząstek o wysokich p_T widoczne nawet dla zderzeń peryferycznych, chociaż tutaj R_{AA} większe niż w centralnych

Bardzo duży zakres p_T mierzony przez ATLAS i CMS!

R_{AA} dla LHC (2.76 TeV, eksperyment ALICE) piony (naładowane i neutralne)





ALICE, Eur. Phys. J. C74 (2014) 3108

Analogiczny rys. dla 5.02 TeV → zob. M. Sas (for ALICE), arXiv:2008.02039

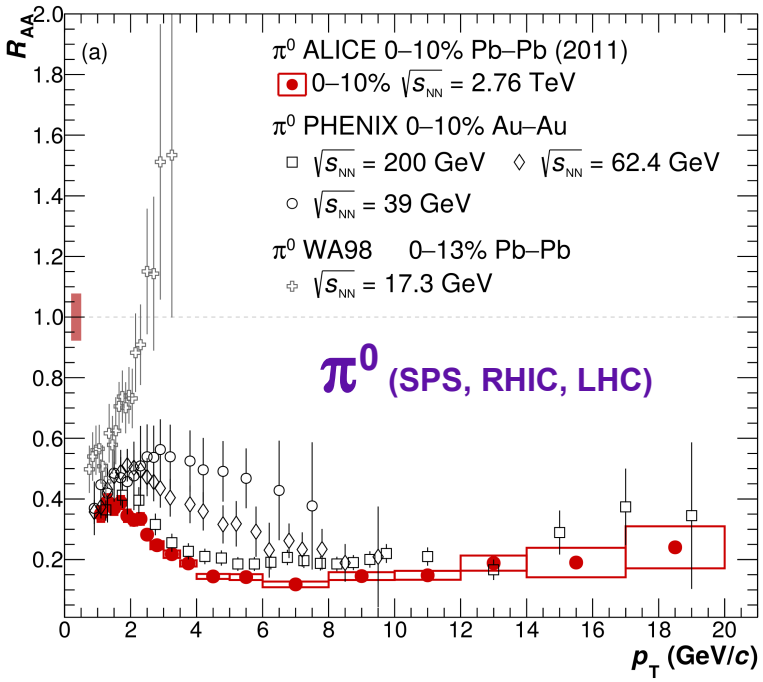
Tłumienie cząstek o wysokich p_T widoczne nawet dla zderzeń peryferycznych, chociaż tutaj R_{AA} większe (R_{AA} około 0.7 dla najbardziej peryferycznych)

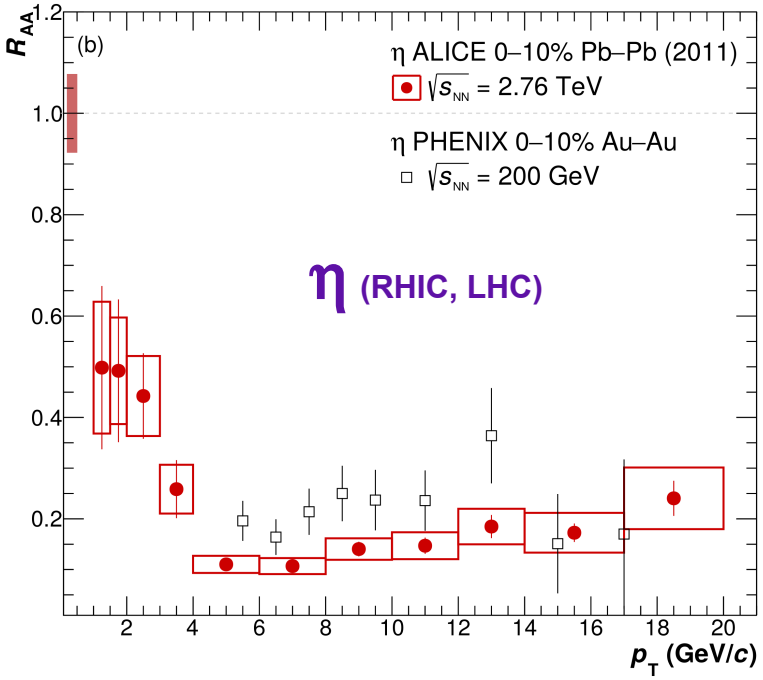
R_{AA} dla LHC (2.76 TeV – eksp. ALICE, por. z RHIC, SPS)

Mezony π^0 oraz η

(π^0 oraz η dla 5.02 TeV → zob. M. Sas (for ALICE), NP A 1005 (2021) 121849 [arXiv:2008.02036])

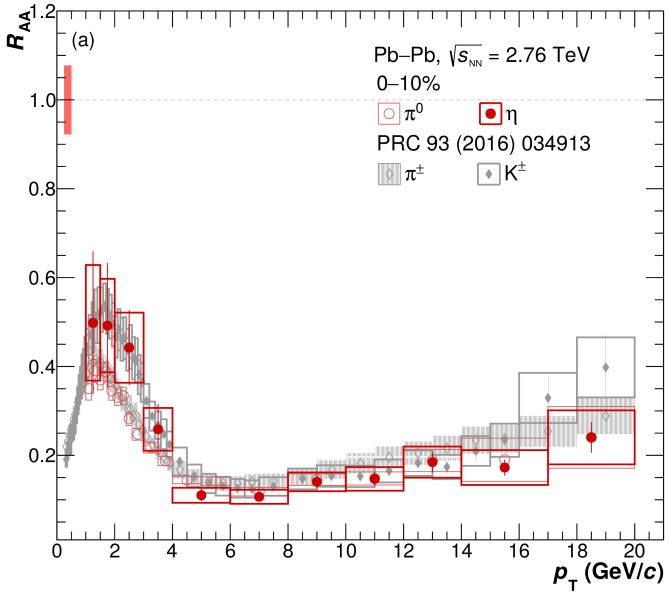
ALICE, PR C98 (2018), 044901 [arXiv:1803.05490]

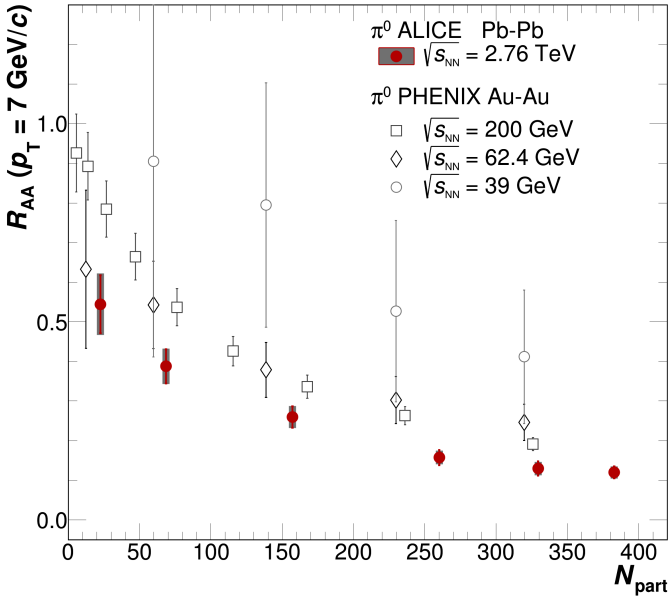




ALICE, PR C98 (2018), 044901 [arXiv:1803.05490]

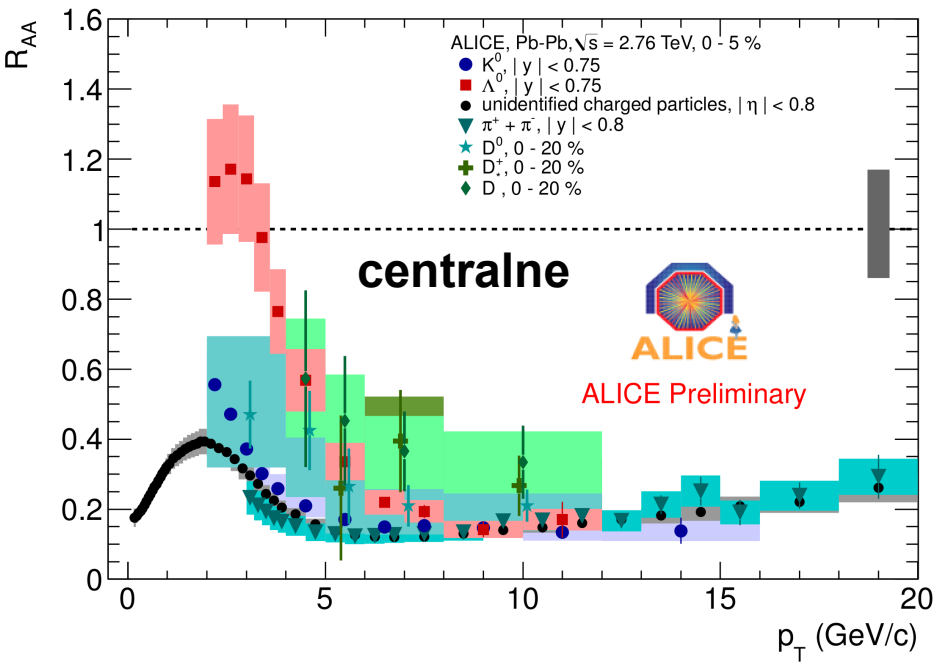
ALICE, PR C98 (2018), 044901 [arXiv:1803.05490]



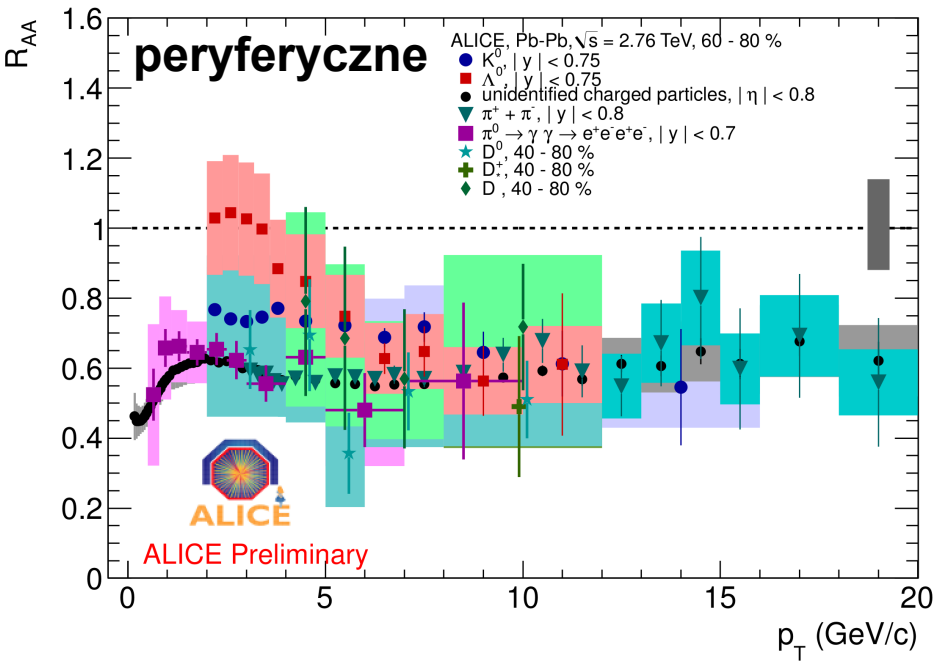


ALICE, EPJ C74 (2014) 3108

R_{AA} dla LHC (2.76 TeV, ALICE) rożne cząstki

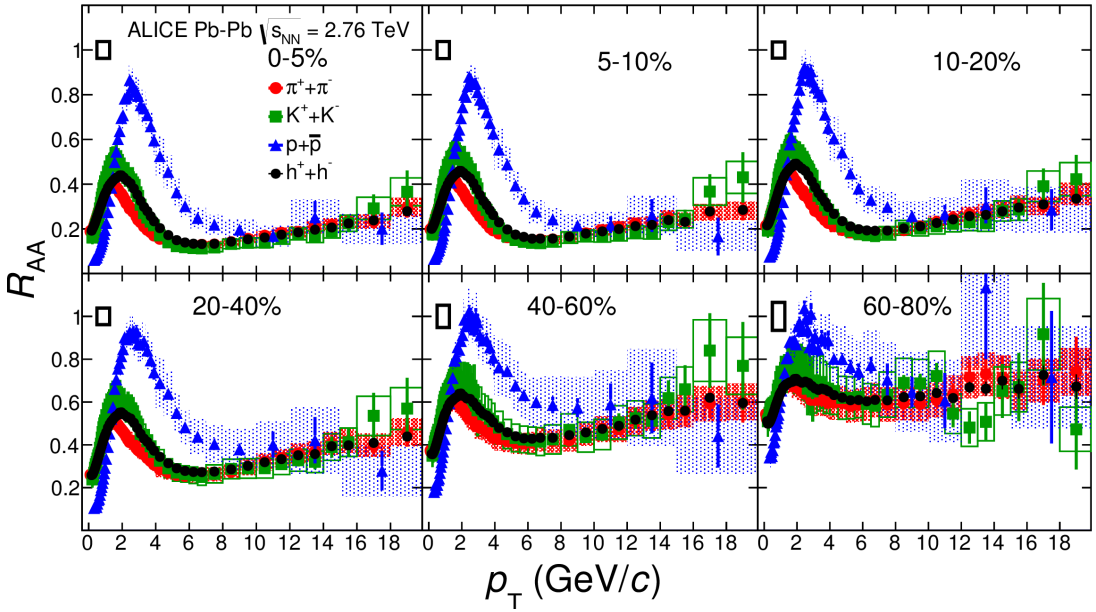


Kharlov (for ALICE), arXiv:1203.2420



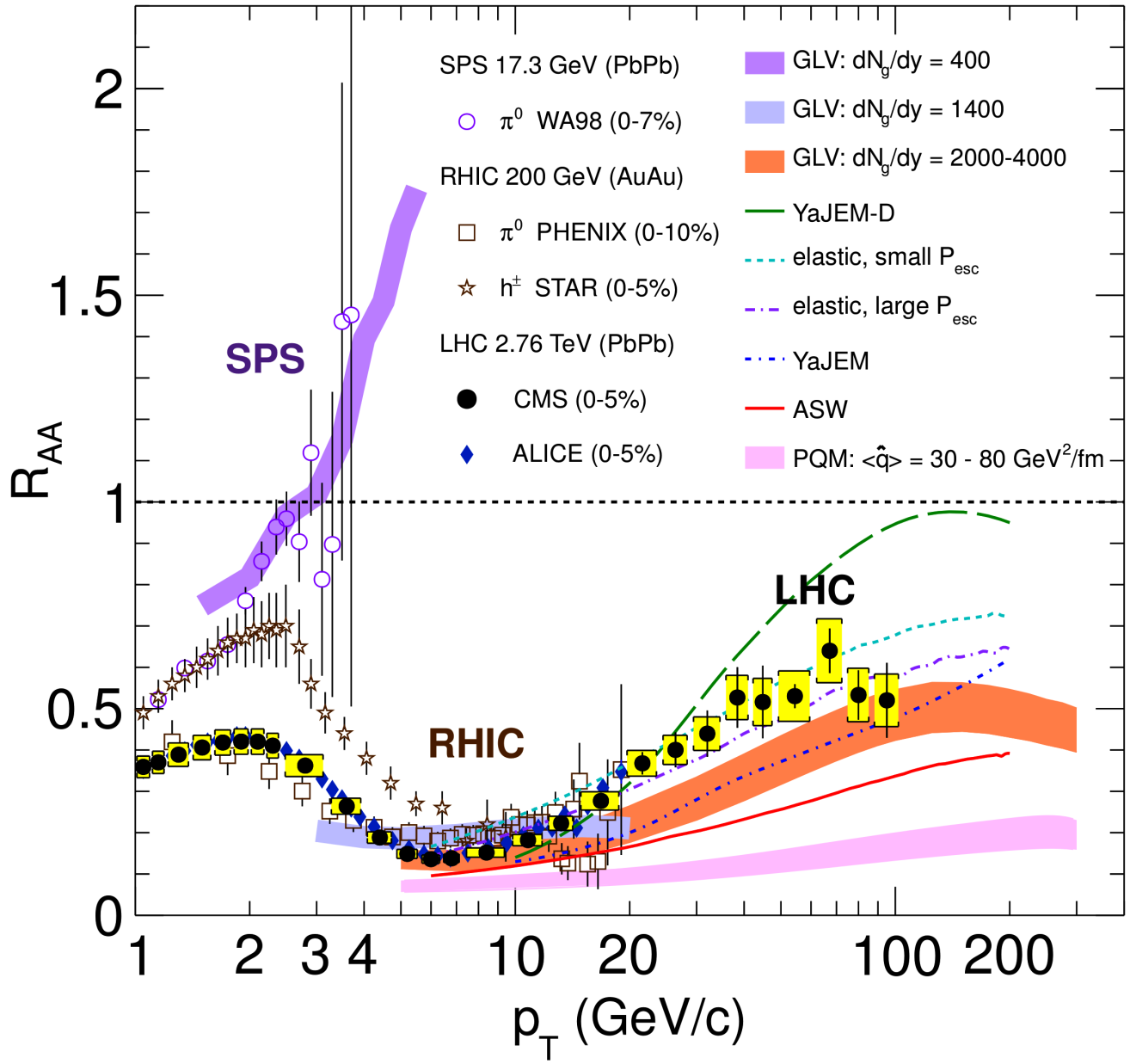
- Wysokie p_T (> 6–10 GeV/c) – tłumienie podobne dla wszystkich cząstek
- Dziwne hadrony (lambdy, K^0_s) pokazują mniejsze tłumienie dla niższych i pośrednich p_T (uwaga: tutaj dodatkowe efekty związane m.in. ze wzmocnieniem produkcji dziwności w gorącej materii, które to wzmocnienie częściowo kompensuje straty energii dla kwarków dziwnych). Tak czy inaczej R_{AA} dla lambd jest mniejsze niż przy RHIC

ALICE, PR C93 (2016), 034913 [arXiv:1506.07287]



Zob. też wyniki (π, K, p) dla 5.02 TeV (0–5% oraz 60–80%) w ALICE, PR C101 (2020) 4, 044907 [arXiv:1910.07678]

CMS, Eur. Phys. J. C72 (2012) 1945
[arXiv:1202.2554]



Tu pomiar cząstek w CMS aż do p_T ok. 100 GeV/c!!

(ATLAS mierzy cząstki naładowane nawet do 150 GeV/c → arXiv:1504.04337)

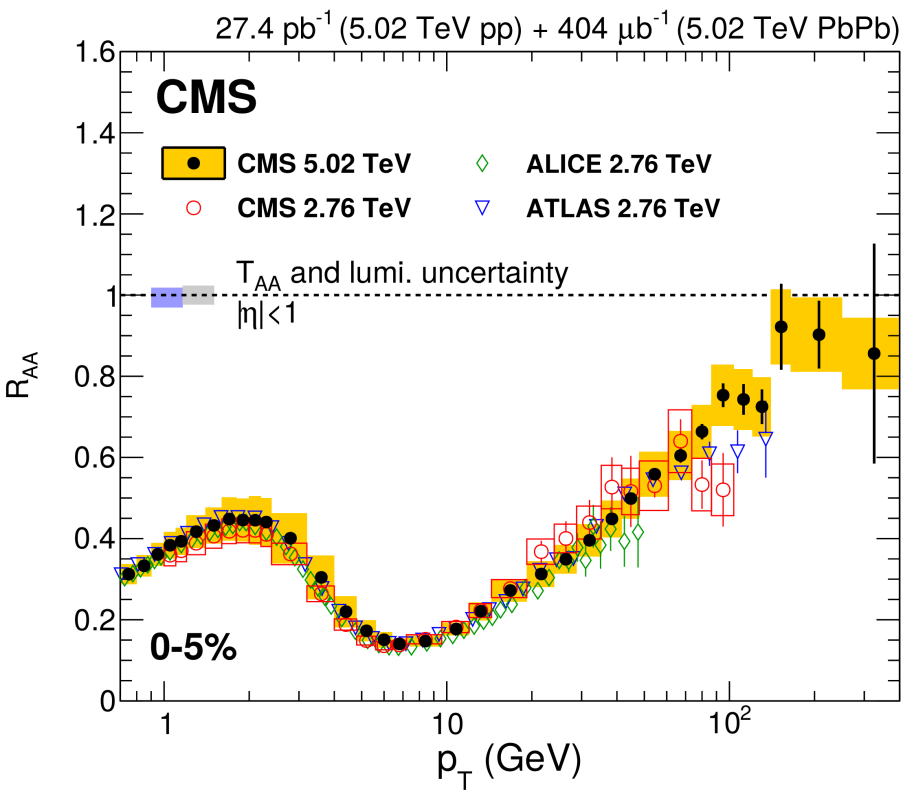
R_{AA} pokazuje minimum (ok. 0.13) w okolicy 5–7 GeV/c, później wzrost ale nawet przy p_T około 100 GeV/c mamy silną supresję produkcji cząstek czyli R_{AA} na poziomie 0.4–0.5

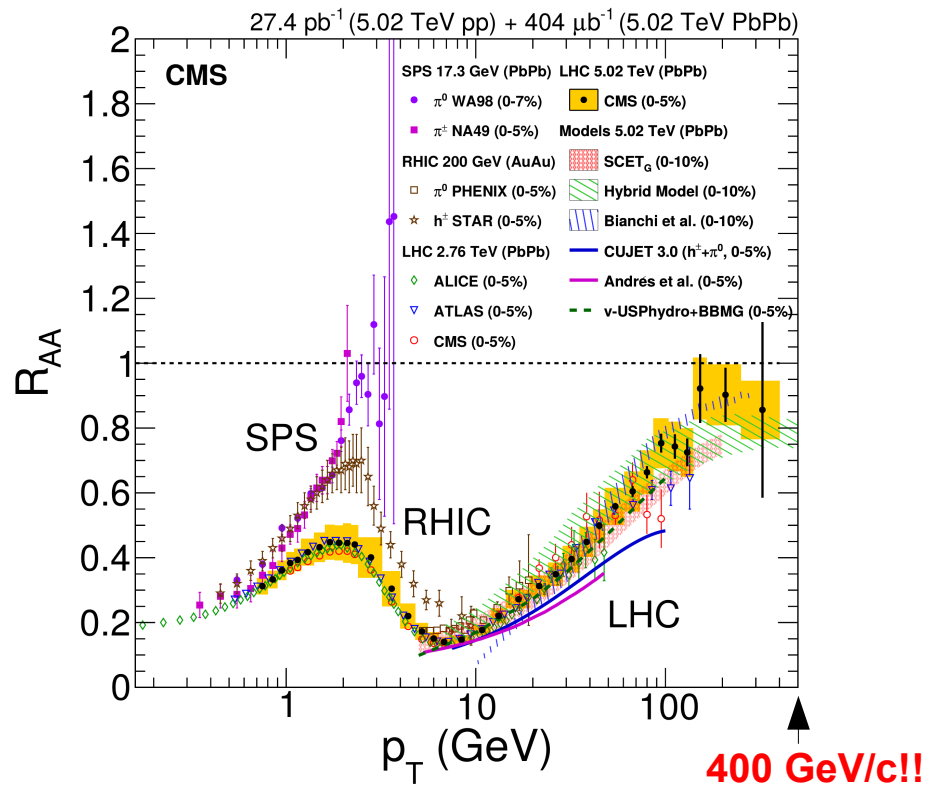
W obserwowanym minimum: R_{AA} w LHC < R_{AA} w RHIC

większe straty energii i gęściejsze medium w LHC; gęstość medium wzrasta ze wzrostem energii

Wyniki LHC: **przejście w energii 2.76 TeV → 5.02 TeV praktycznie nic już nie zmienia w R_{AA}** tj. tłumienie jest na podobnym poziomie, podobna zależność od p_T

Rys. z CMS, JHEP 1704 (2017) 039 [arXiv:1611.01664] ← zob. też inne centralności w tej pracy.
Podobne wyniki (w tym zal. od centr.) w ALICE → Gronefeld (for ALICE), arXiv:1609.07334 lub nast. strona



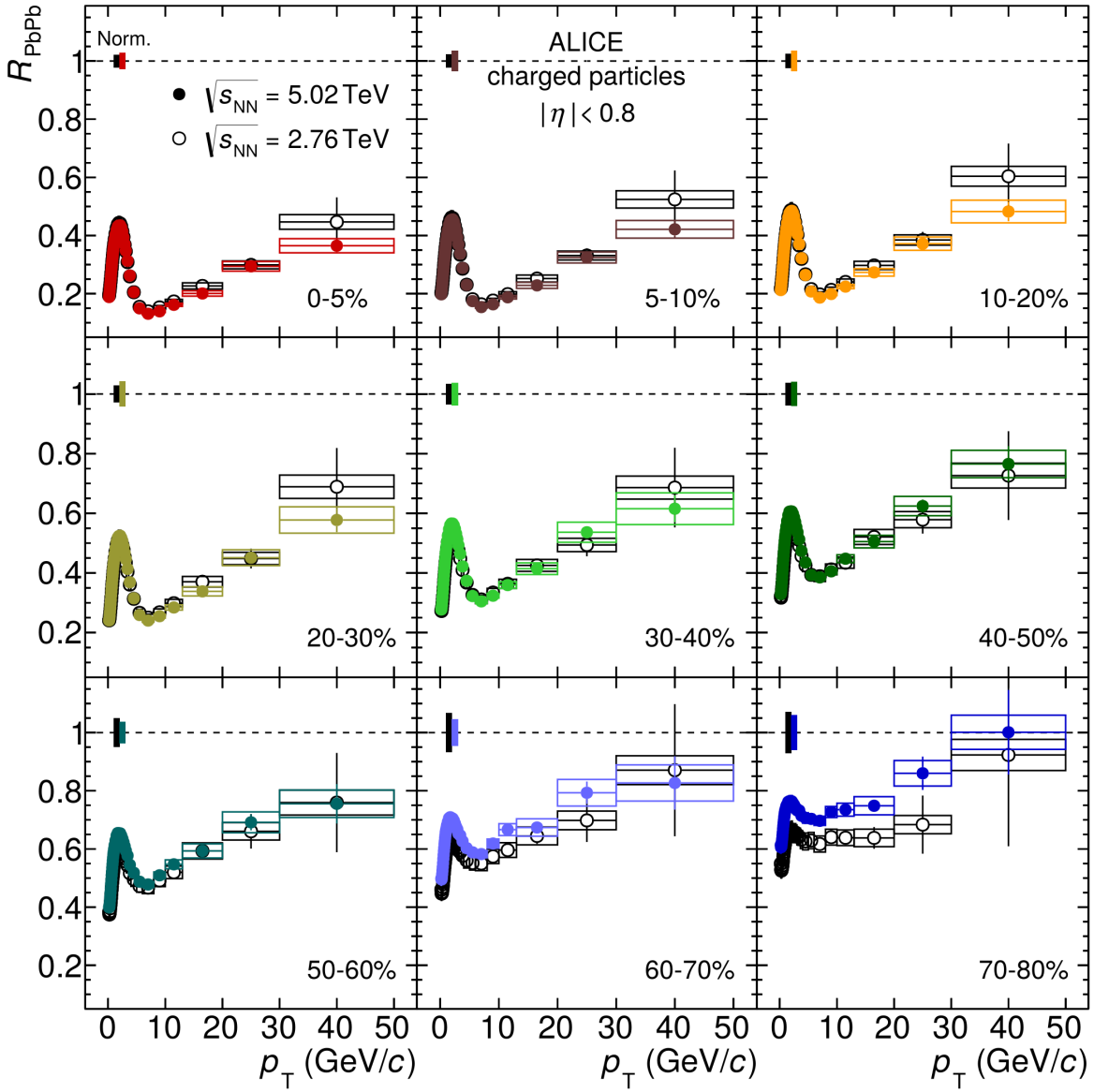


R_{AA} dla cząstek naładowanych (LHC) lub dla naładowanych hadronów (SPS i RHIC)

Uwaga: takie samo R_{AA} dla różnych energii zderzenia nie oznacza takich samych strat energii (bo spektra robią się „twardsze” dla wyższych energii). Czyli podobne R_{AA} dla dwóch energii LHC (Pb+Pb przy 2.76 TeV i 5.02 TeV) oznaczać może większe straty energii w przypadku 5.02 TeV

Cząstki **naładowane**, różne centralności:

przejście w energii 2.76 TeV → 5.02 TeV praktycznie nic już nie zmienia w R_{AA}



ALICE, JHEP 1811 (2018) 013 [arXiv:1802.09145]

Wyniki oddzielnie dla pionów, kaonów i protonów również nie pokazują różnic między 2.76 TeV a 5.02 TeV → zob. slajdy dodatkowe

Dla zainteresowanych: wyniki ALICE dla Xe+Xe przy 5.44 TeV pokazane są w pracy: ALICE, Phys. Lett. B788 (2019) 166 [arXiv:1805.04399] (dla danego p_T R_{AA} są nieco większe dla Xe+Xe, 5.44 TeV niż dla Pb+Pb, 5.02 TeV → mniejsze tłumienie jetów w Xe+Xe)

Zob. też wyniki CMS dla Xe+Xe → CMS, JHEP 1810 (2018) 138 [arXiv:1809.00201]

Zob. też wyniki ATLAS dla p+Pb (5.02 TeV), Xe+Xe (5.44 TeV), Pb+Pb (5.02 TeV) → ATLAS, JHEP 07 (2023) 074 [arXiv:2211.15257]

Zob. też wyniki ALICE dla większej liczby binów centralności (5.02 TeV) → ALICE, Phys. Lett. B 793 (2019) 420 [arXiv:1805.05212]

γ bezpośrednie, bozony Z, bozony W±

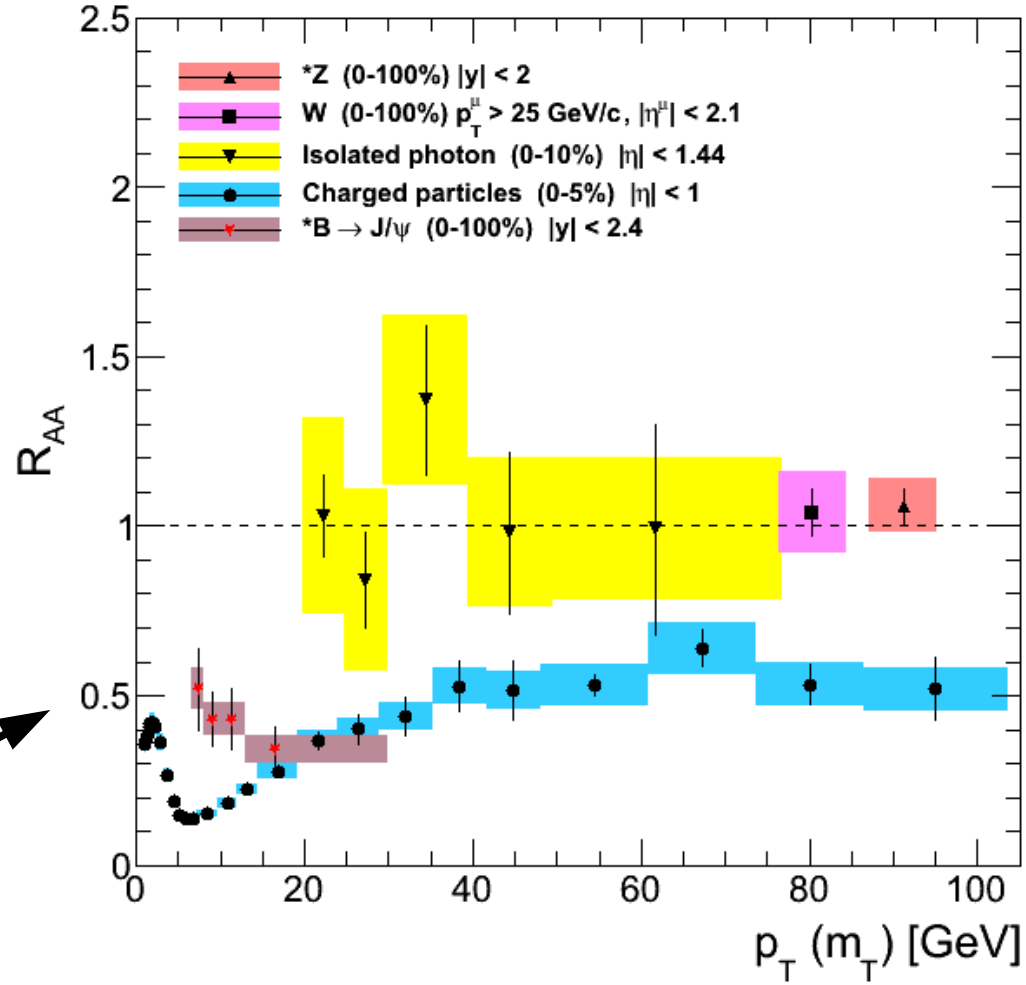
(nie oddziałują silnie)

w Pb+Pb przy 2.76 TeV

PLB 710 (2012) 256
PLB 715 (2012) 66
PAS-HIN-13-004
EPJC 72 (2012) 1945
JHEP 05 (2012) 063

W LHC (tu pokazano 2.76 TeV) dla dużych p_T R_{AA} fotonów bezpośrednich oraz bozonów W i Z jest zgodny z jedynką czyli skalowaniem z liczbą zderzeń binarnych (**brak modyfikacji jądrowych**, cząstki te nie oddziałują silnie ↔ nie posiadają koloru)

Dla małych p_T R_{AA} fotonów bezpośrednich jest > 1 (emisja termiczna) → zob. L. Leardini (ALICE), arXiv:1805.09089 lub slajdy dodatkowe



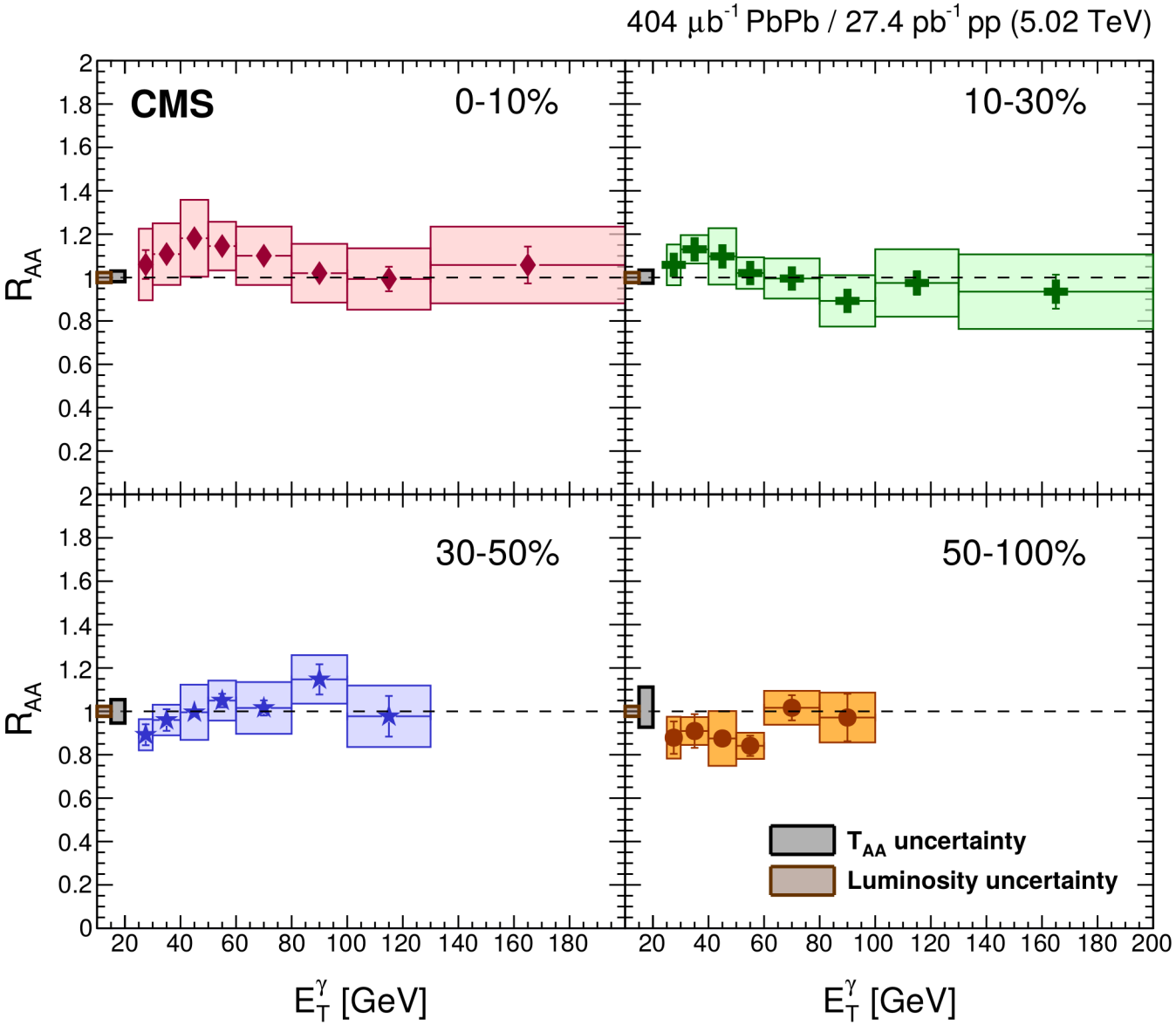
Na tym rys. pokazano również bardzo ciekawy wynik CMS – **tłumienie kwarków b (przy niższych p_T jest ono mniejsze niż tłumienie cząstek naładowanych!)**

(R_{AA} J/ψ z rozpadów B), zob. też arXiv:1312.4198

Raphael Granier de Cassagnac (for CMS), QM 2014

Fotony w Pb+Pb przy 5.02 TeV

CMS, JHEP 07 (2020) 116
[arXiv:2003.12797]



Brak efektów modyfikacji jądrowej →

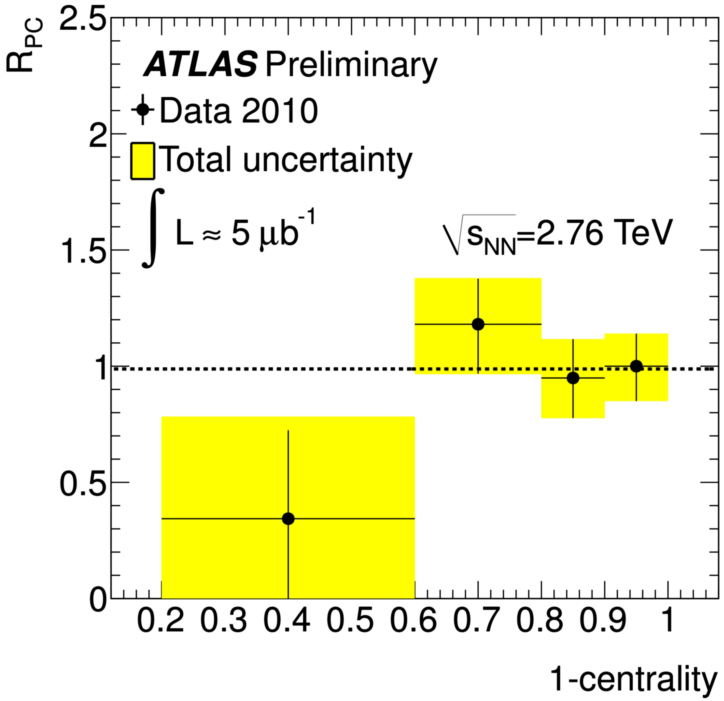
fotony nie oddziałują z QGP

Energia poprzeczna fotonu
$E_T^{\gamma} = p_T^{\gamma} c$

Wyniki ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV → zob. ALICE, EPJC 85 (2025) 5, 553 [arXiv:2409.12641]

Wyniki CMS dla Pb+Pb przy 2.76 TeV → zob. CMS, PLB 710 (2012) 256 [arXiv:1201.3093]

R_{pA} dla fotonów bezpośrednich (p+Pb przy 5.02 i 8.16 TeV) → zob. ALICE, arXiv:2502.18054



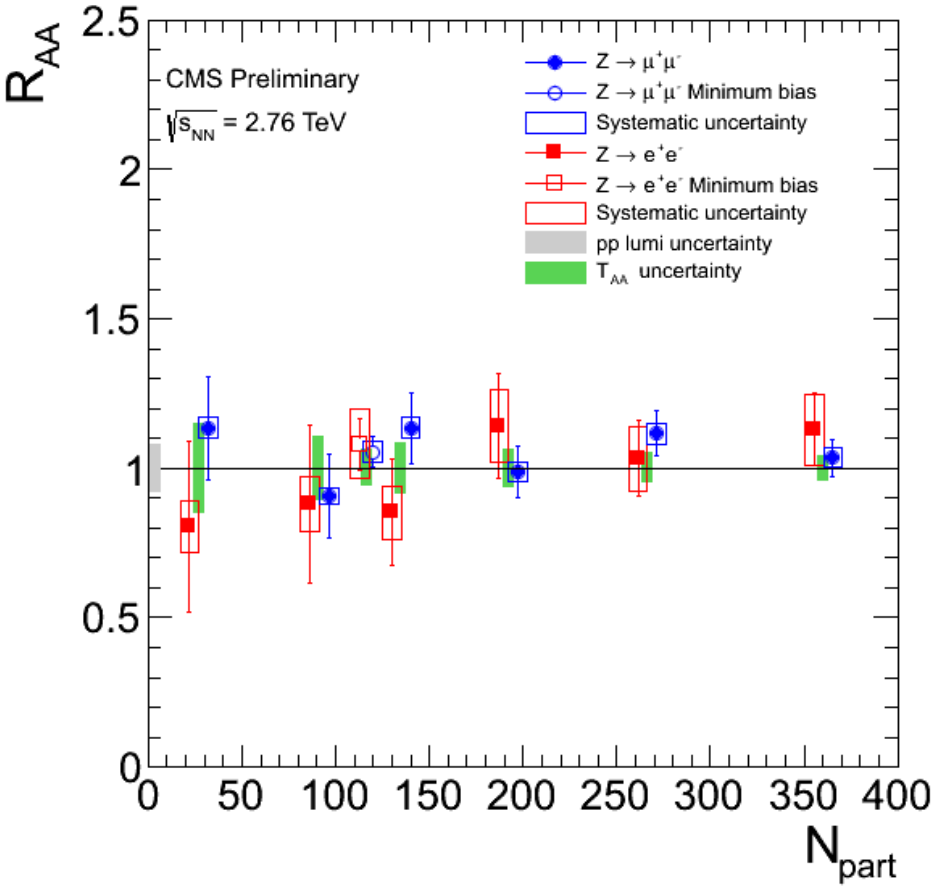
← P. Steinberg (for ATLAS), arXiv:1110.3352

bozony W±

Pb+Pb przy 2.76 TeV

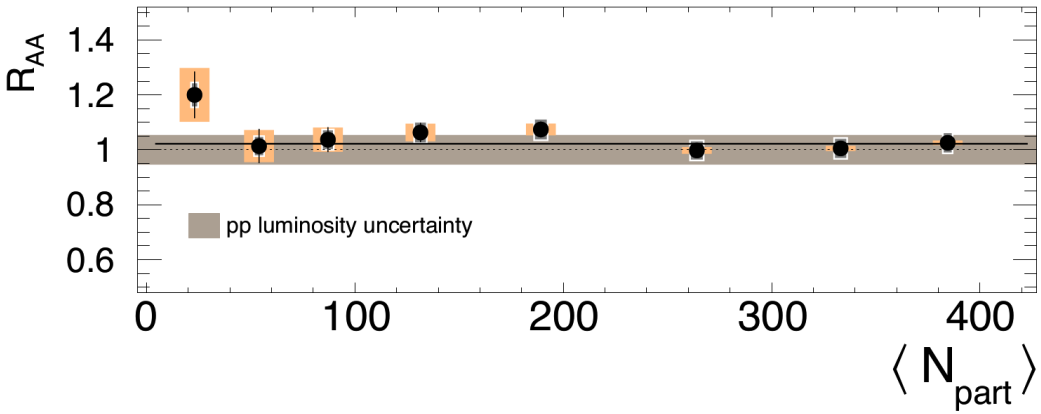
Raphael Granier de Cassagnac (for CMS), QM 2014

bozony Z⁰ Pb+Pb przy 2.76 TeV



Z. Citron (for ATLAS), NP A967 (2017) 305 (QM 2017)

bozony Z⁰ Pb+Pb przy 5.02 TeV



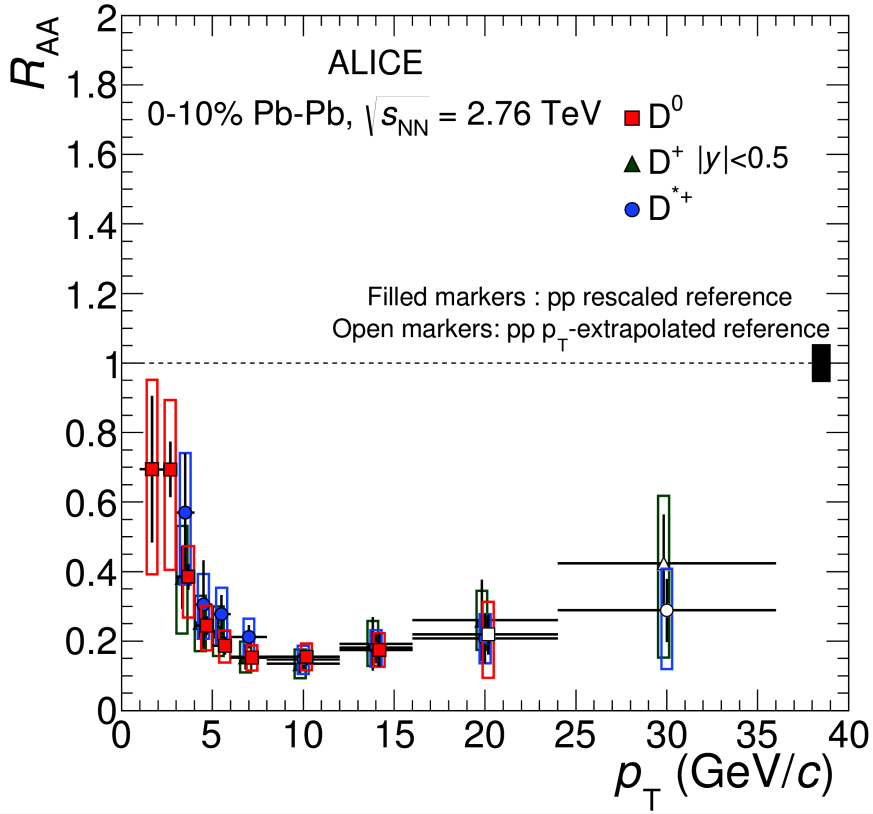
Końcowe wyniki R_{AA} bozonów Z^0 (Pb+Pb, 5.02 TeV) →
zob. ATLAS, PL B802 (2020) 135262 [arXiv:1910.13396]

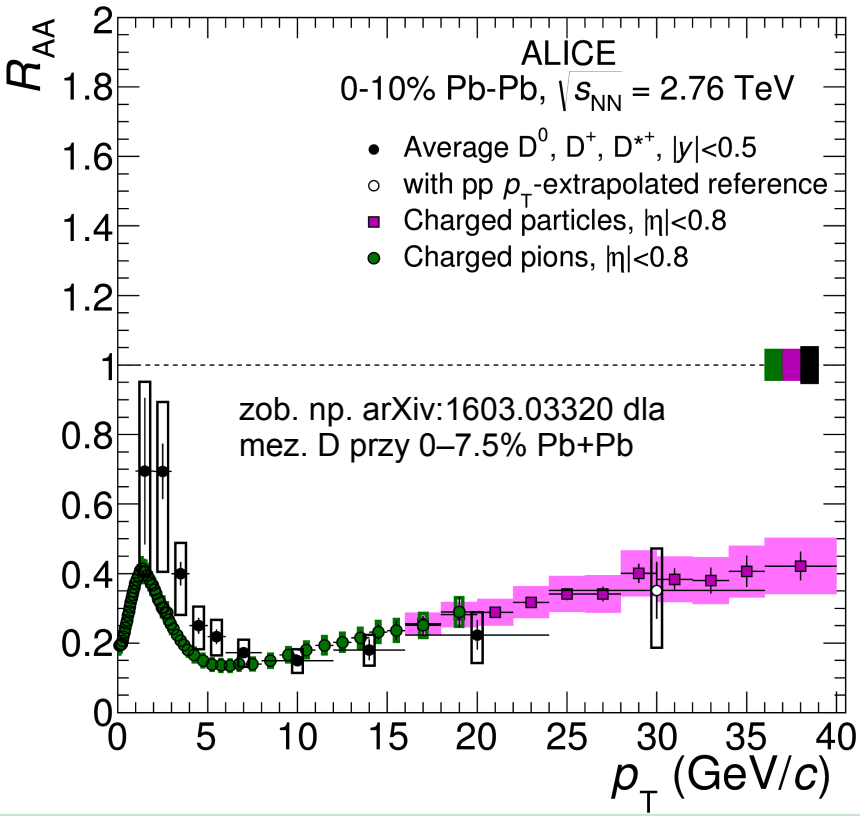
R_{AA} bozonów Z^0 w ALICE (Pb+Pb, 5.02 TeV)
→ zob. ALICE, PL B780 (2018) 372 [arXiv:1711.10753];
ALICE, JHEP 09 (2020) 076 [arXiv:2005.11126]

Tłumienie ciężkich kwarków ('c') w Pb+Pb przy LHC (2.76 TeV)

- **Mezony powabne przy LHC są tłumione na podobnym poziomie** (dla dużych p_T) **co lekkie cząstki** (obserwacja podobna do obserwacji przy RHIC). QCD przewidywała mniejsze tłumienie dla ciężkich zapachów (z powodu mniejszych strat radiacyjnych) → na razie tylko kwarki 'b' (3 strony wcześniej i nast. strony) potwierdzają te przewidywania QCD

- Mezony D pokazują, że jest jakiś dodatkowy mechanizm tracenia energii poza stratami radiacyjnymi na promieniowanie hamowania gluonów. Modele opisują R_{AA} mezonów D zakładając dla ciężkich kwarków straty radiacyjne + straty na zderzenia → zob. np. arXiv:1510.00825 (SQM 2015) lub dla 5.02 TeV ALICE, arXiv:2110.09420





ALICE, JHEP 1603 (2016) 081 [arXiv:1509.06888].

R_{AA} dla lekkich cząstek i mezonów D są w granicach niepewności na podobnym poziomie

(zob. też mezony D w Pb+Pb przy 5.02 TeV → slajdy dod. lub CMS, arXiv:1609.05138; ALICE, arXiv:1804.09083 oraz arXiv:2110.09420)

v_2 (wykł. 11) też podobne → **termalizacja kwarków powabnych** w gorącym medium?

Tłumienie ciężkich kwarków ('c' z porównaniu z 'b') w Pb+Pb przy LHC

Ciężkie mezony D są tłumione na podobnym poziomie co cząstki naładowane (pop. strona) ale **tłumienie piękna ('b') jest mniejsze niż tłumienie powabu ('c')**

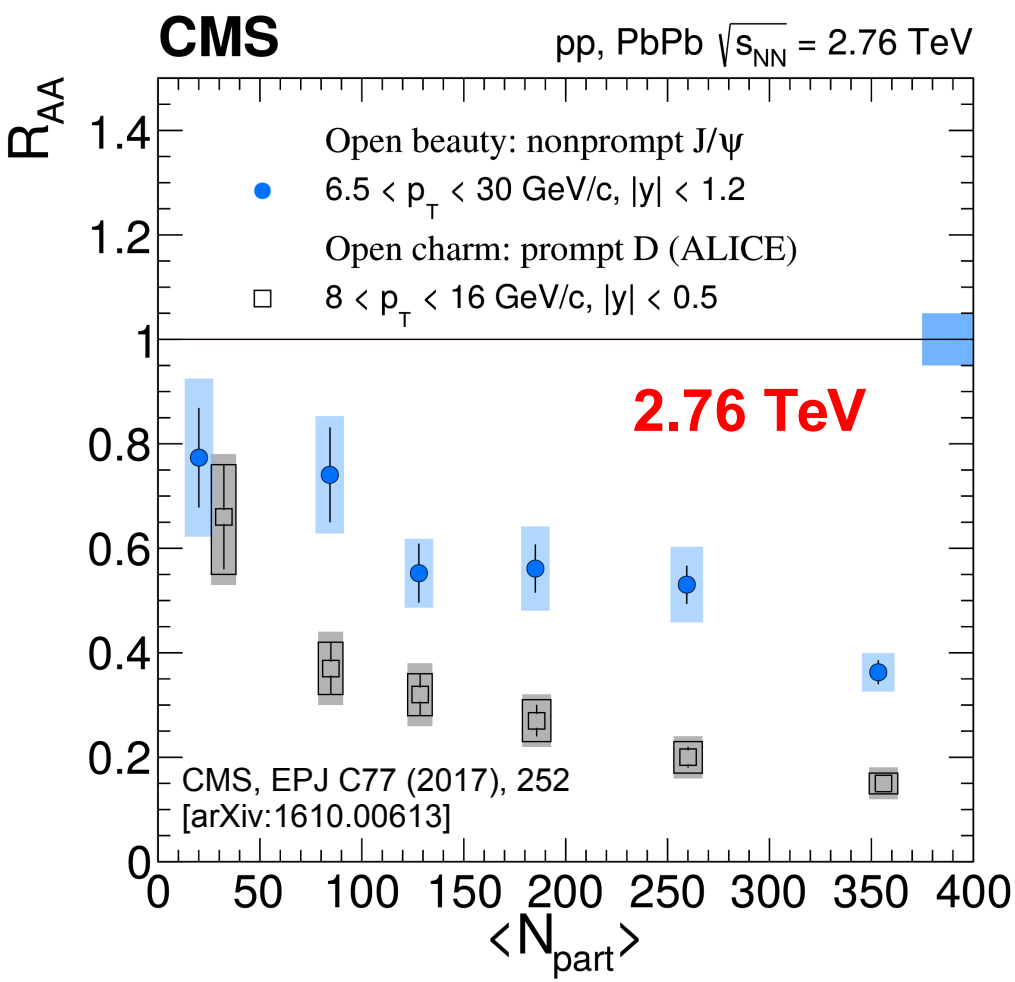
$R_{AA}(D) \sim R_{AA}(\pi) \leq R_{AA}(B \rightarrow J/\psi)$

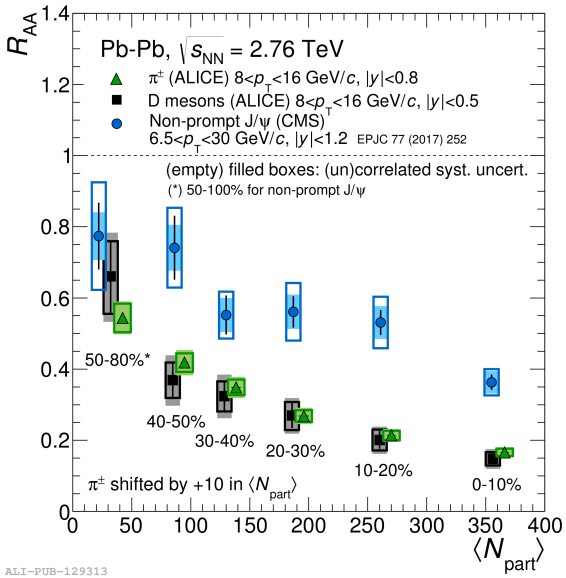
Zgodnie z przewidywaniami QCD: straty radiacyjne tym większe im lżejszy kwark

$\Delta E(c) > \Delta E(b) \quad \rightarrow \quad R_{AA}(D) < R_{AA}(B)$

Sygnał większych strat energii dla powabu niż piękna

Non-prompt J/ψ – from B decays



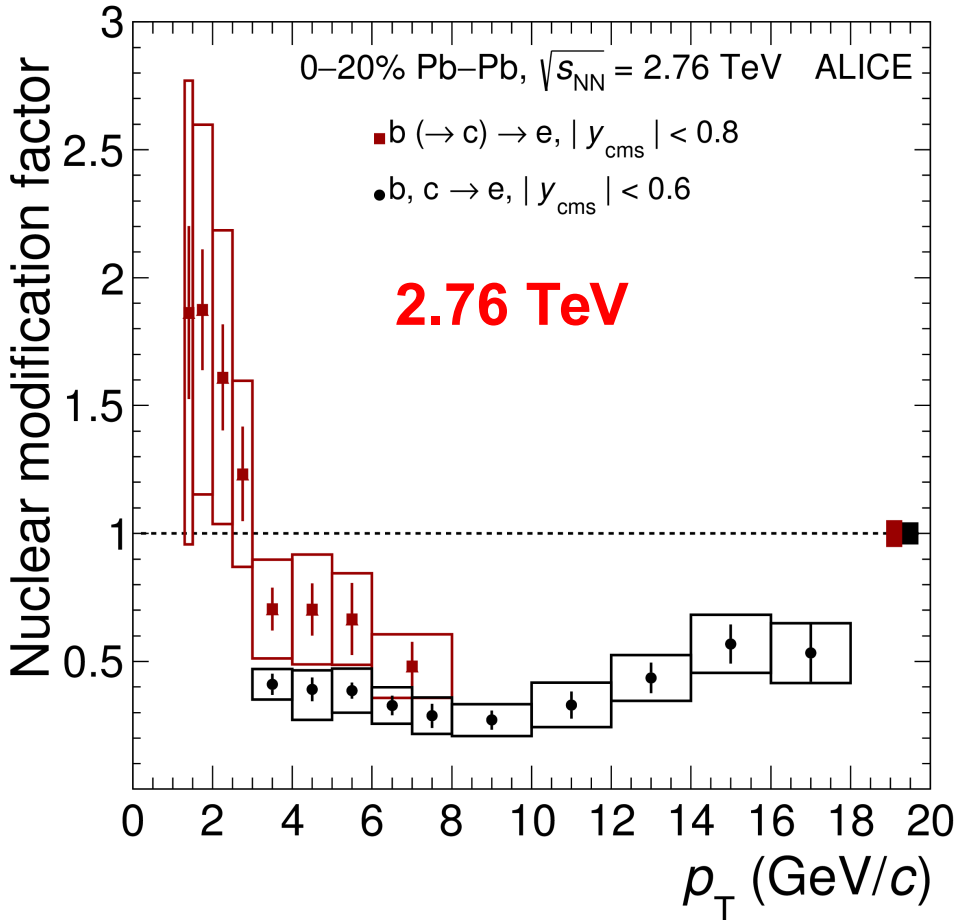


← tu pokazano dodatkowo piony z ALICE

Rys. z pracy przeglądowej F. Gelis, Rept. Prog. Phys. 84 (2021) 5, 056301 [arXiv:2102.07604]

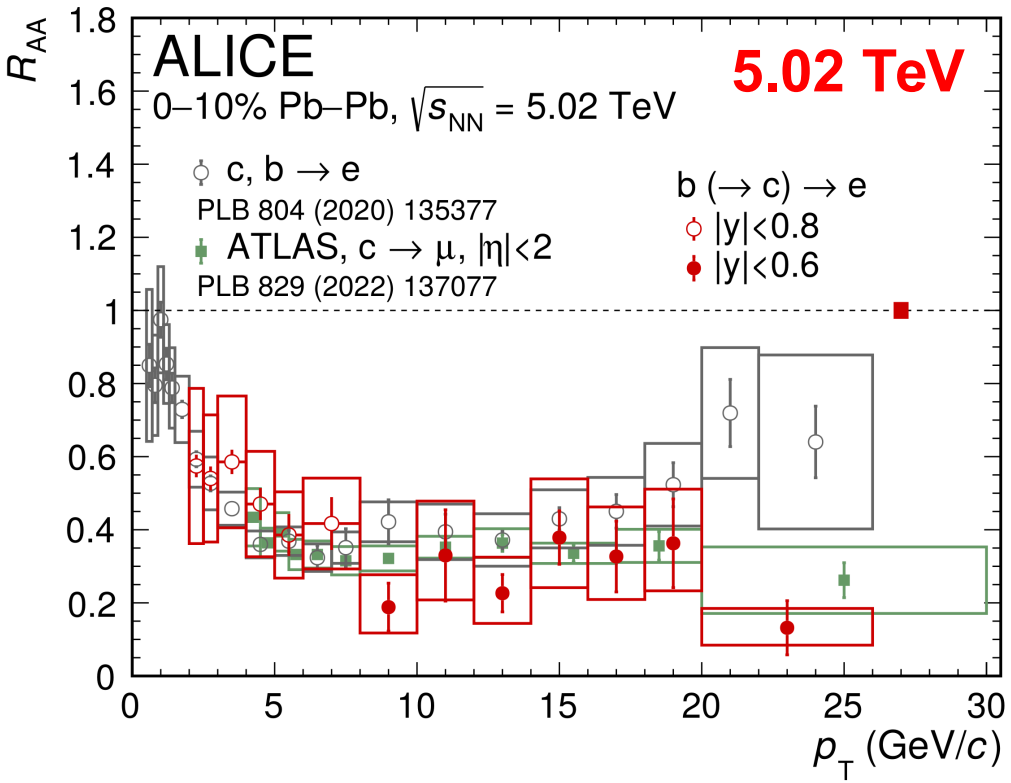
Tłumienie ciężkich kwarków ('c' z porównaniu z 'b') w Pb+Pb przy LHC

Elektrony pochodzące z rozpadów kwarków 'b' oraz 'c+b'. W obszarze 2–3 < p_T < 5–6 GeV/c (dla 2.76 TeV) tłumienie jest mniejsze dla elektronów z kwarków 'b' niż dla elektronów z kwarków 'b'+'c' czyli wniosek taki sam jak na poprzedniej stronie: **tłumienie piękna ('b') jest mniejsze niż tłumienie powabu ('c')**, zgodnie z przewidywaniami QCD



ALICE, JHEP 07 (2017) 052 [arXiv:1609.03898].
Dla zainteresowanych: c, b → e dla niskich p_T w pracy:
ALICE, JHEP 10 (2018) 061 [arXiv:1805.04379]

ALICE, PRC 108 (2023) 3, 034906 [arXiv:2211.13985] (uwaga: **tu różnica mniej widoczna!** → potrzebne wyniki o lepszej precyzji)

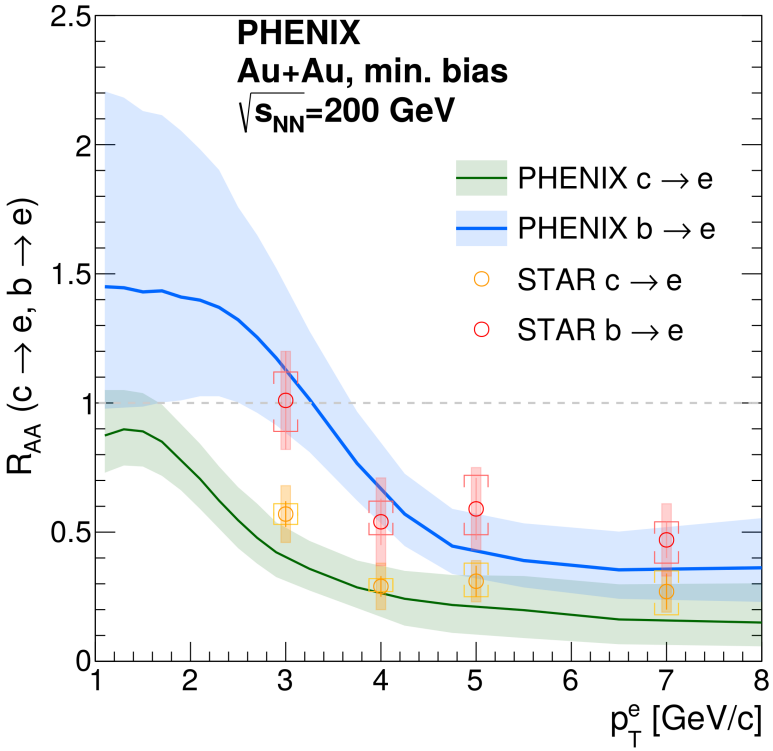


Przy niższych p_T w tłumieniu widoczna hierarchia mas (zgodne z QCD)

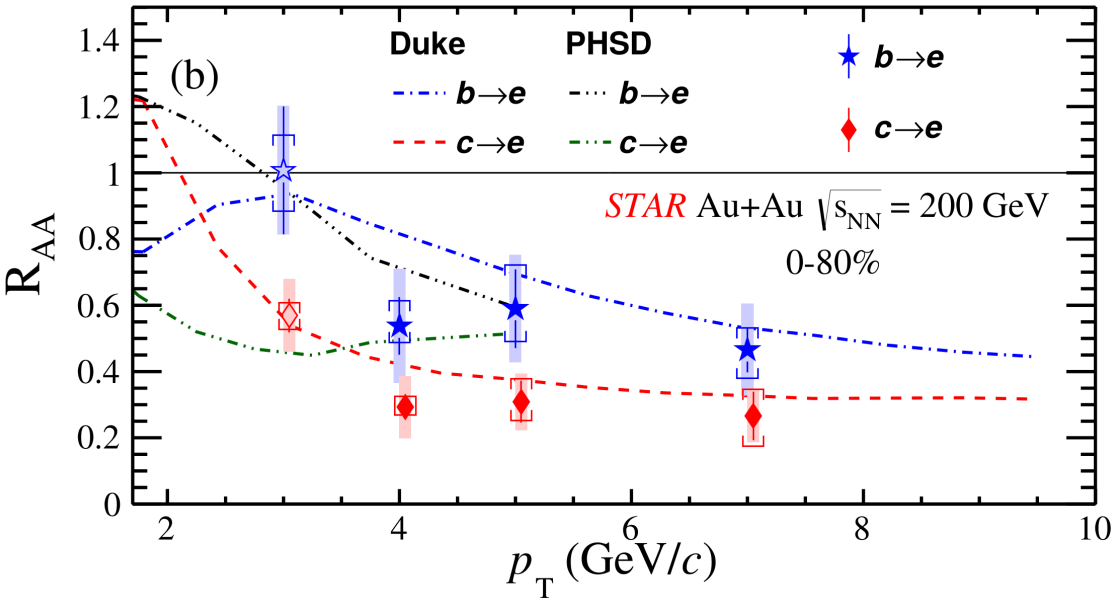
Zob. też wyniki ATLAS c → μ oraz b → μ w Pb+Pb, 5.02 TeV w ATLAS, PLB 829 (2022) 137077 [arXiv:2109.00411]

Uwaga: **nowe wyniki PHENIX** (top RHIC, **200 GeV**, pomiar elektronów z HF) rozróżniają R_{AA}(b→e) od R_{AA}(c→e) → zob. PHENIX, PRC 93 (2016), 034904 [arXiv:1509.04662] oraz PHENIX, PRC 109 (2024), 044907 [arXiv:2203.17058]. **Elektrony z hadronów z kwarkiem 'b' są mniej tłumione** (R_{AA} większe) **niż te z hadronów z kwarkiem 'c'.** Jakościowo zgodne z obserwacjami w LHC !

Nowe wyniki **STAR** (STAR, EPJC 82 (2022) 12, 1150 [arXiv:2111.14615]) również pokazują, że **przy energiach RHIC kwarki 'b' tracą mniej energii w medium niż kwarki 'c'** → hierarchia mas dla strat energii partonu w gęstym medium



PHENIX, Phys. Rev. C 109 (2024) 4, 044907 [arXiv:2203.17058]
(w pracy pokazano również R_{AA} hadronów b i c – „rodziców")

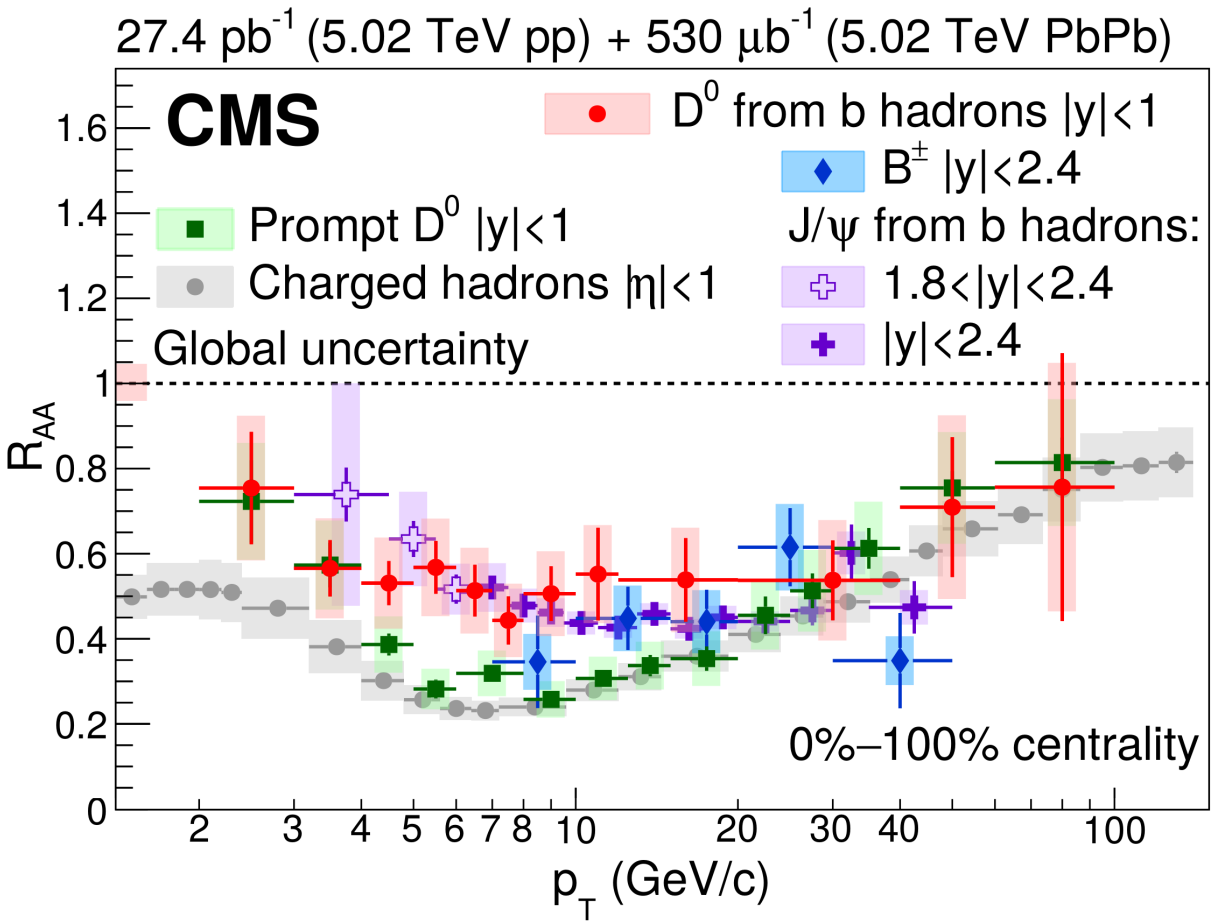


STAR, EPJC 82 (2022) 12, 1150 [arXiv:2111.14615]

W obu pracach pokazane są dodatkowo inne centralności

Hierarchia mas dla strat energii w **Pb+Pb przy 5.02 TeV → wyniki CMS** CMS, Phys. Rev. Lett. 123 (2019) 022001 [arXiv:1810.11102]

Wyższe R_{AA} dla kwarków 'b' niż dla kwarków 'c' (mniejsze tłumienie piękna niż powabu) aż do p_T około 10–15 GeV/c



Zob. też podobny rys. w pracy przeglądowej T. Niida, Y. Miake, arXiv:2104.11406 (gdzie dodatkowo pokazane są fotony)

Kwarki 'b' mierzone poprzez:

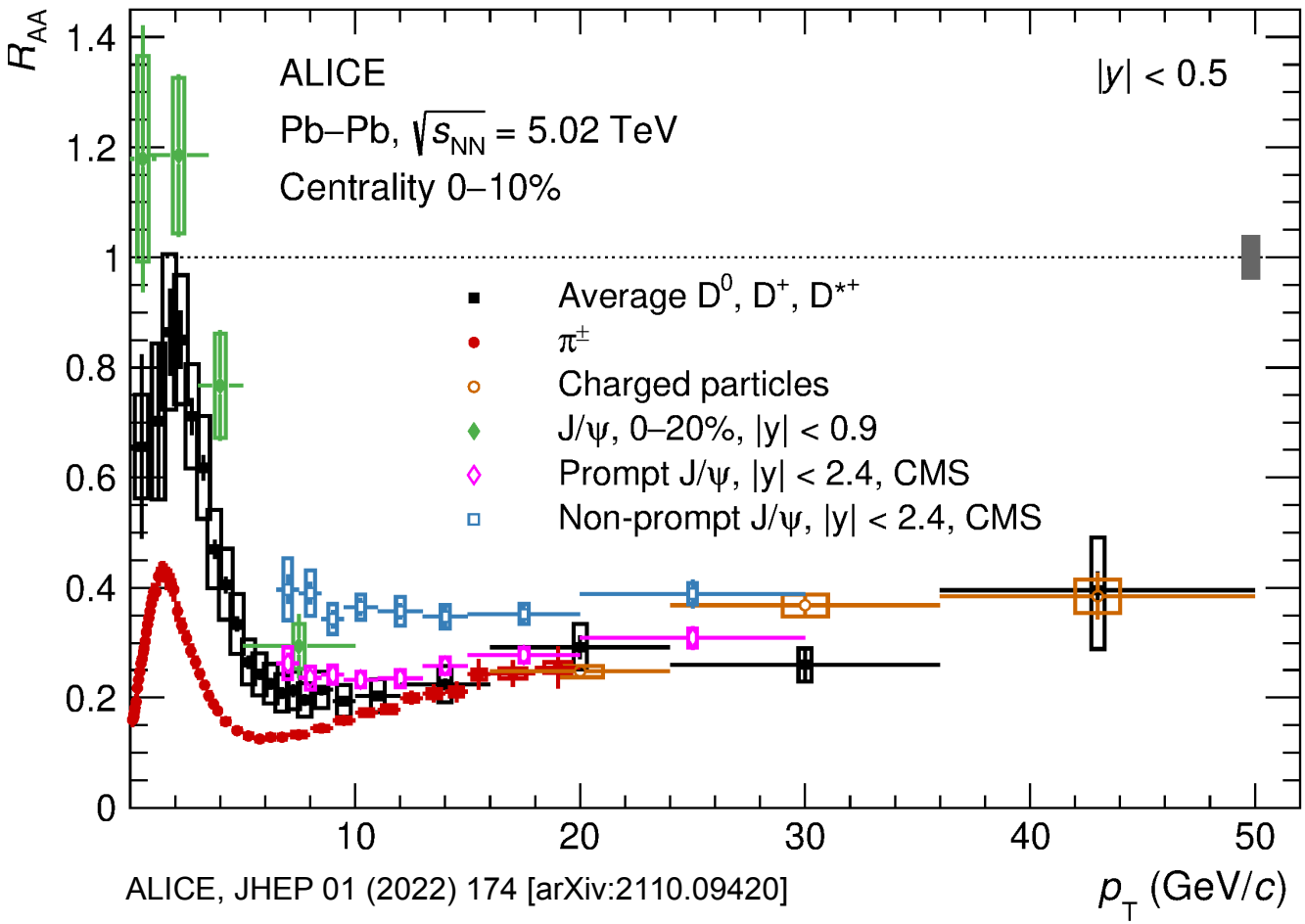
- **Pomiar B^{+-}** (ale tu tylko dla wysokich p_T)
- **J/ψ pochodzące z rozpadów 'b' hadronów**
- **D^0 pochodzące z rozpadów 'b' hadronów**

$R_{AA}(B \to D)$; analogiczne, czyli $R_{AA}(B \to D)$, wyniki ALICE (dla p_T od 1 GeV/c; 0–10%, 30–50%) → zob. ALICE, JHEP 12 (2022) 126 [arXiv:2202.00815]

Zob. też pierwsze wyniki dla B^0_s → CMS, Phys. Lett. B 796 (2019) 168

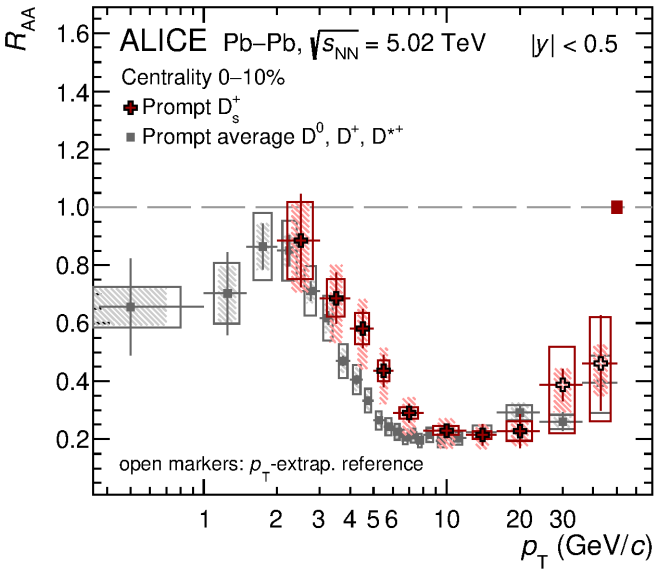
Podobny (lewy) rysunek **Pb+Pb przy 5.02 TeV → wyniki ALICE i CMS**

W obszarze wyższych p_T (czyli poza wpływem przepływu radialnego, modyfikacji w mechanizmach hadronizacji) **obserwujemy wyższe R_{AA} dla kwarków 'b' (non-prompt J/ψ) niż dla kwarków 'c' (mezony D, prompt J/ψ)** → mniejsze tłumienie piękna niż powabu



ALICE, JHEP 01 (2022) 174 [arXiv:2110.09420]

Dla wysokich p_T wyniki dla D_S^+ zgodne z niedziwnymi mez. D



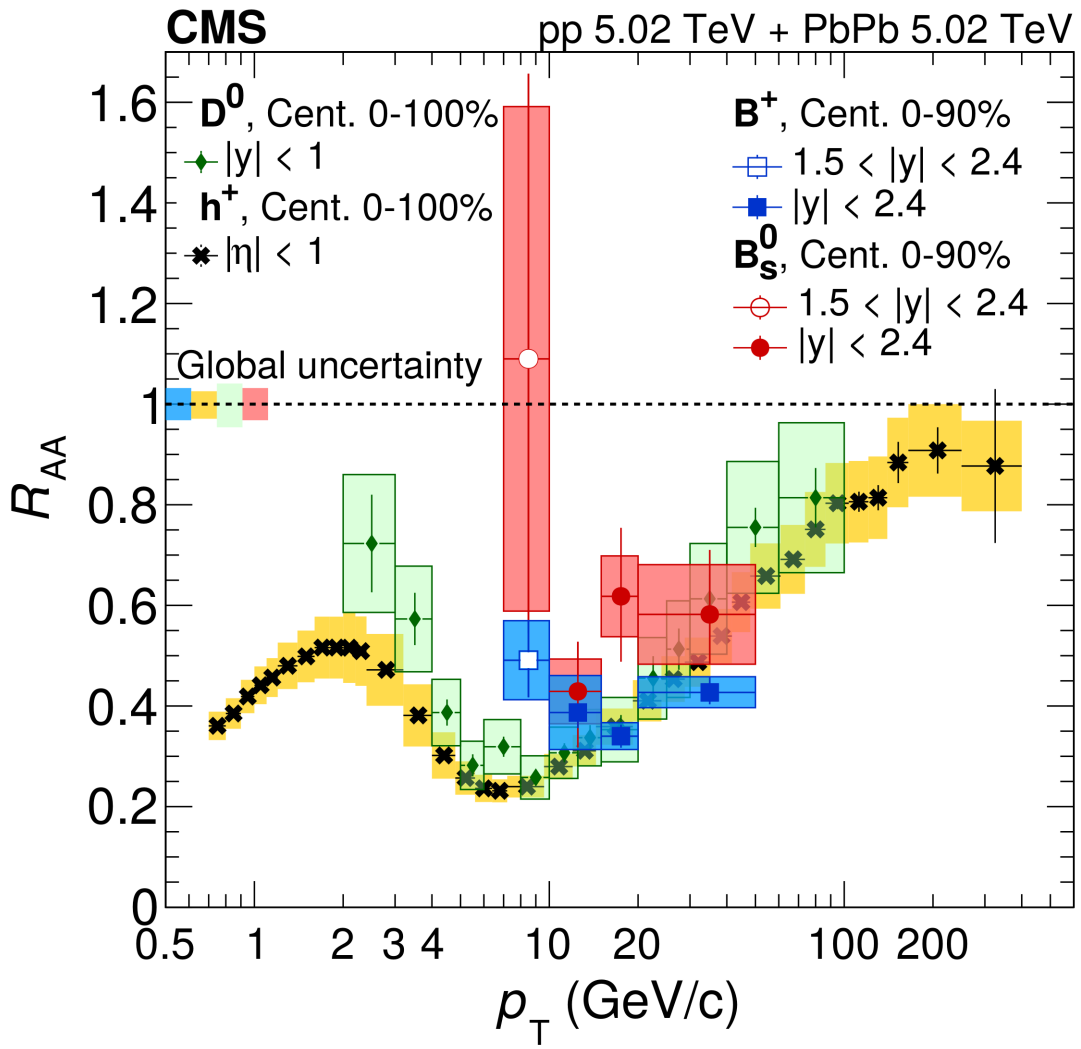
ALICE, PLB 827 (2022) 136986 [arXiv:2110.10006] (w pracy pokazano też 10-30% Pb+Pb)

Zob. też wyniki dla D_S^+ w Pb+Pb przy 2.76 TeV → ALICE, JHEP 1603 (2016) 082

Zob. też wyniki dla non-prompt D_S^+ (z rozpadów b-hadronów) w Pb+Pb przy 5.02 TeV → ALICE, arXiv:2204.10386

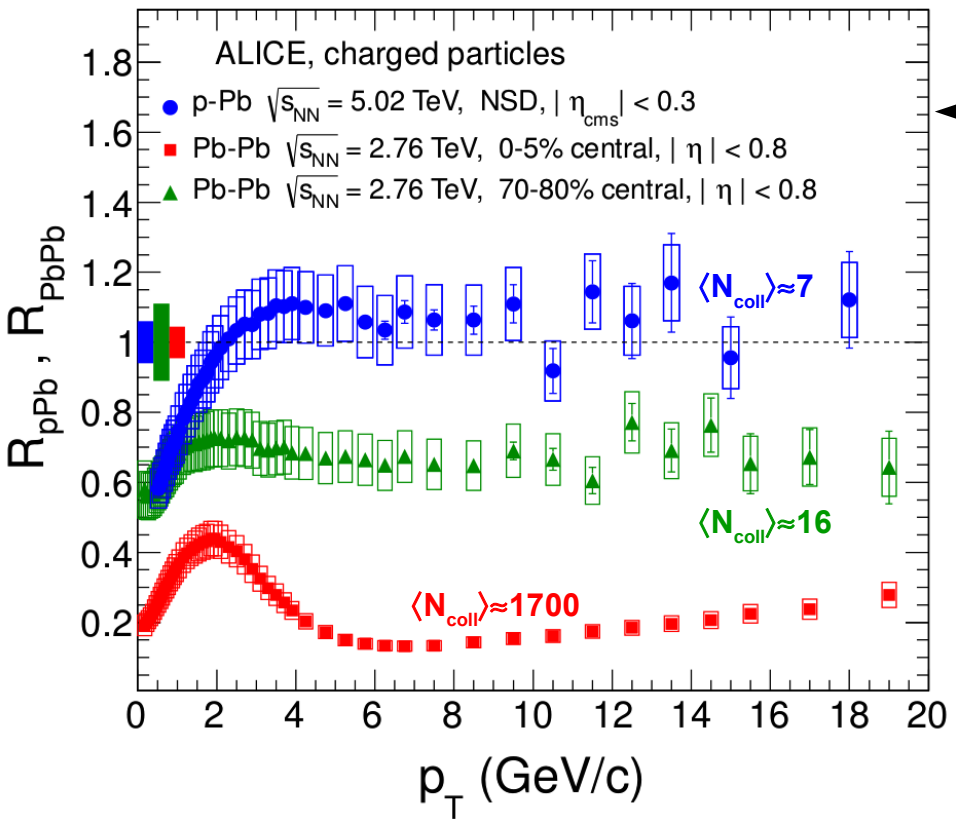
Hierarchia mas dla strat energii w **Pb+Pb przy 5.02 TeV →**
wyniki CMS dla B^0_s CMS, JHEP 02 (2025) 195 [arXiv:2409.07258]

- Dla p_T < ~ 10 GeV/c **mniejsze tłumienie piękna (B^+, B^0_s) niż powabu (D^0) i naładowanych hadronów**
- **Mniejsze tłumienie B^0_s niż B^+**

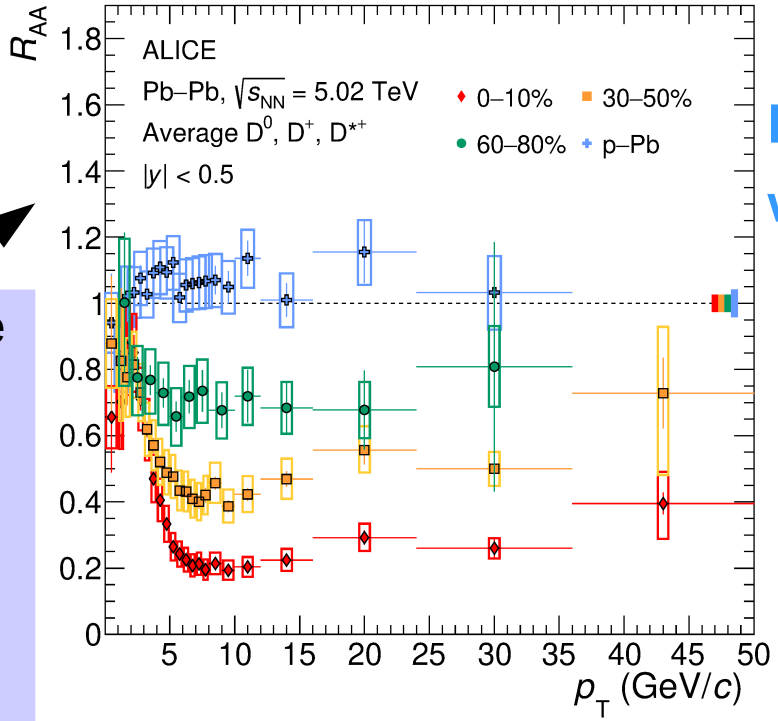


p+Pb w LHC (w porównaniu do Pb+Pb)

ALICE, PRL 110, 082302 (2013)



- **Tłumienie** cząstek o wysokich p_T **obserwowane nawet dla peryferycznych Pb+Pb** gdzie $\langle N_{coll}\rangle$ jest jedynie dwa razy większe niż $\langle N_{coll}\rangle$ w p+Pb
- Cząstki naładowane w **p+Pb nie pokazują tłumienia** (podobna obserwacja dla d+Au przy top RHIC); w ALICE $R_{pPb} \approx 1$ aż do $p_T \approx 50$ GeV/c (ALICE, EPJ C74 (2014), 3054 [arXiv:1405.2737])



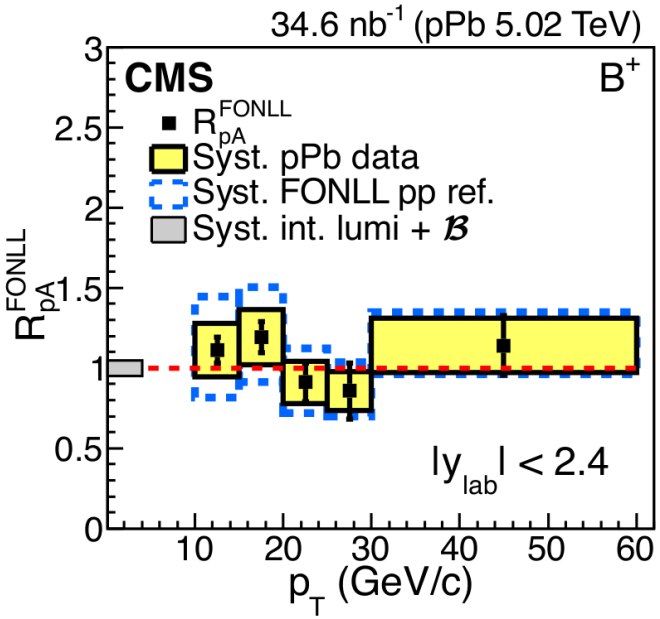
Kwarki 'c' w p+Pb

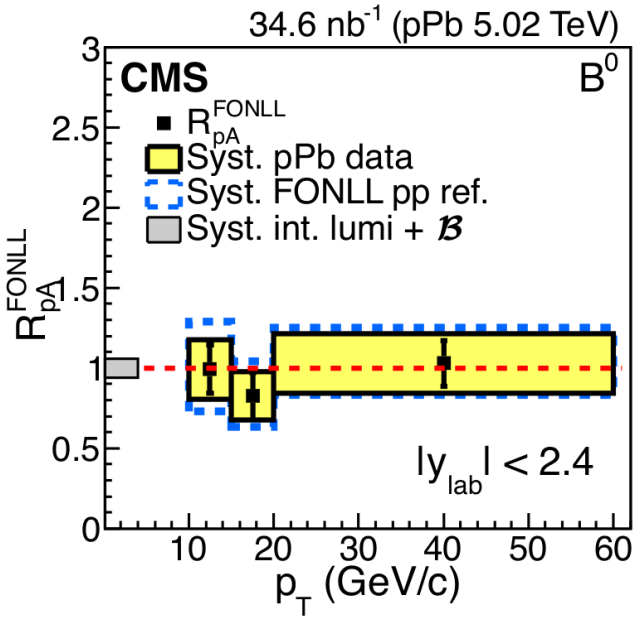
- Ciężkie mezony D w zderz. p+Pb również nie pokazują tłumienia (różne centralności p+Pb w ALICE, JHEP 1608 (2016) 078; brak znaczącej zal. od centr.) Zob. też wyniki dla niższych p_T: LHCb, JHEP 1710 (2017) 090
- **Tłumienie cząstek o wysokich p_T** w centralnych i peryf. **Pb+Pb** nie jest z powodu efektów początkowych (*initial-state effects*) ale raczej z powodu **oddział. w stanie końcowym w gorącym medium** (QGP jest „nieprzezroczyste" dla energetycznych partonów)

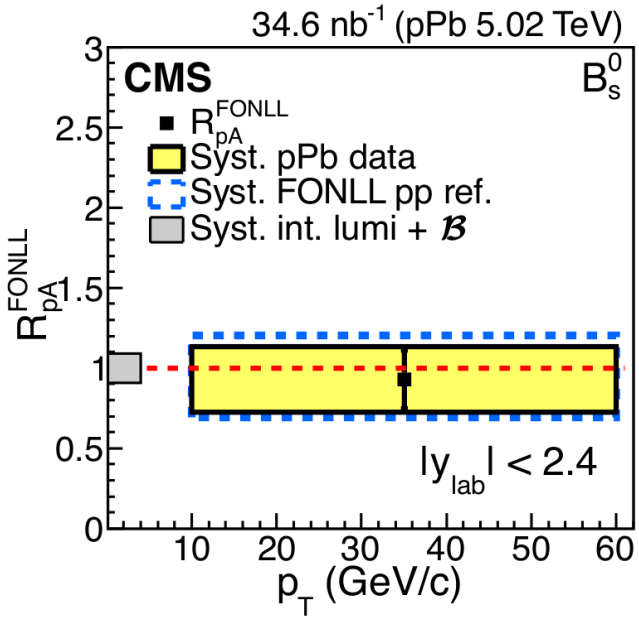
Rys. z ALICE, JHEP 01 (2022) [arXiv:2110.09420].
Zob. też wcześniejsze wyniki w ALICE, PRL 113, 232301 (2014) [arXiv:1405.3452]; ALICE, JHEP 1603 (2016) 081 [arXiv:1509.06888]

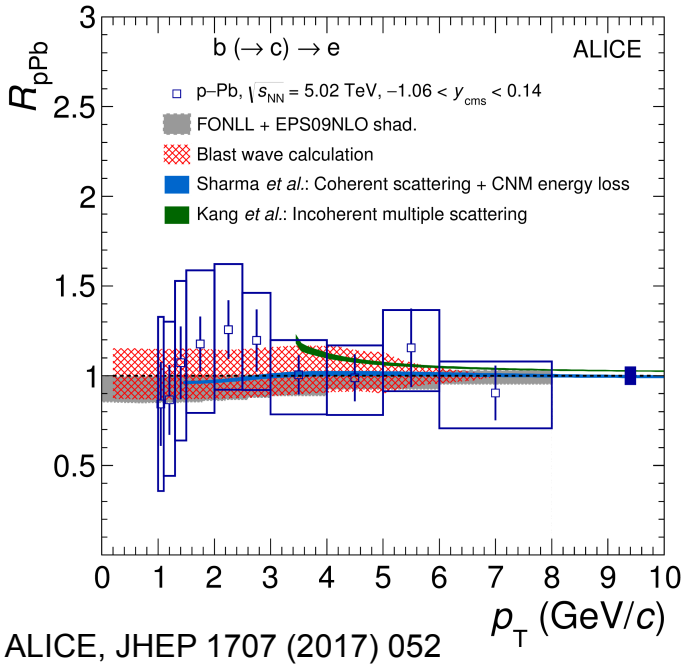
Kwarki 'b' w p+Pb przy LHC

CMS, PRL 116 (2016), 032301 [arXiv:1508.06678]; zob. też B^+ w p+Pb przy 8.16 TeV → CMS, PRL 134 (2025) 11, 111903 [arXiv:2407.05402]

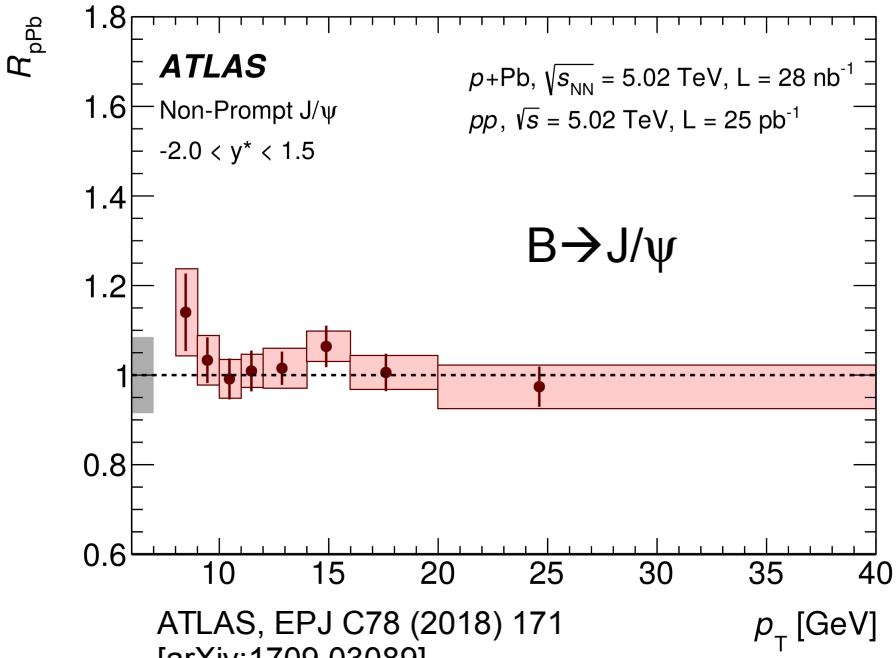








ALICE, JHEP 1707 (2017) 052 [arXiv:1609.03898]



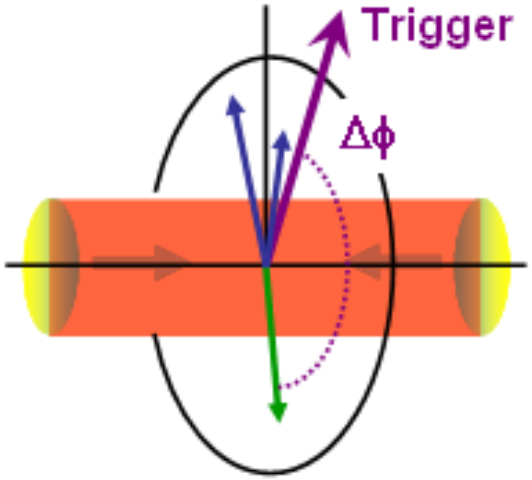
ATLAS, EPJ C78 (2018) 171 [arXiv:1709.03089]

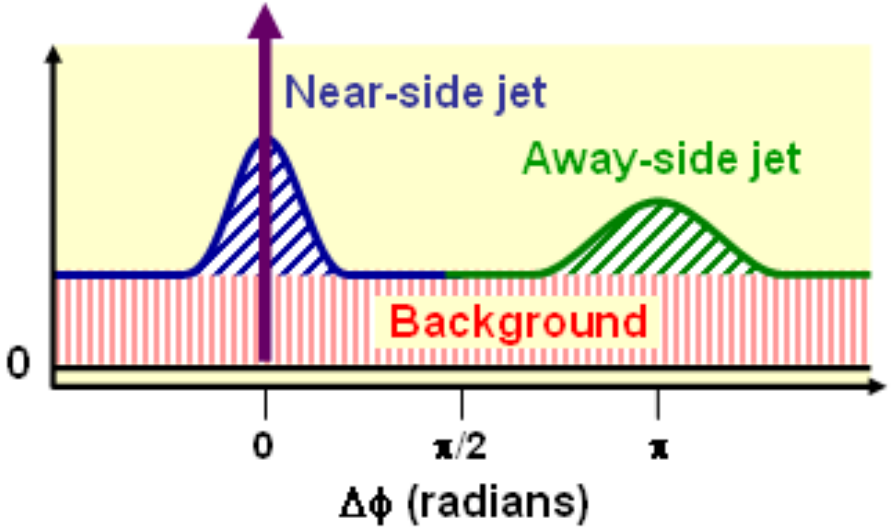
Ciężkie mezony B w zderzeniach p+Pb również nie pokazują tłumienia

Zob. też wyniki LHCb B^+ w p+Pb przy 8.16 TeV → Zhang (for LHCb), arXiv:1902.03788; ALICE non-prompt D → ALICE, JHEP 11 (2024) 148 [arXiv:2407.10593]

Jak jeszcze można badać (di)jety: Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym

- Wybieramy w przypadku (zderzeniu) cząstkę o największym pędzie poprzecznym ale z przedziału (RHIC) między np. 4–6 GeV/c (cząstka tryger, wyzwalacz) i kombinujemy ją (liczmy $\Delta\phi$) ze wszystkimi cząstkami tzw. *associated* czyli również z wysokimi p_T ale nie tak jak cząstka trygerująca (czyli jedna cząstka tryger + wiele towarzyszących)
  - Ciekawostka: wiodący hadron w top RHIC (leading hadron) niesie zwykle około ½ pędu poprzecznego pierwotnego partonu czyli dla ww. cięcia oba partony musiały mieć p_T około 10 GeV/c
- Procedurę powtarzamy dla kolejnych przypadków (uwaga: w niektórych analizach bierze się więcej niż jedną cząstkę trygerującą w przypadku (zderzeniu) – o ile się takich więcej w przypadku znajdzie, czyli nie ograniczamy się do jednego dijetu w zderzeniu ale szukamy też innych)
- Robimy rozkład różnicy kąta azymutalnego (używając wielu zderzeń)
- Jedno maximum pochodzi od jednego jetu a drugie maksimum od drugiego



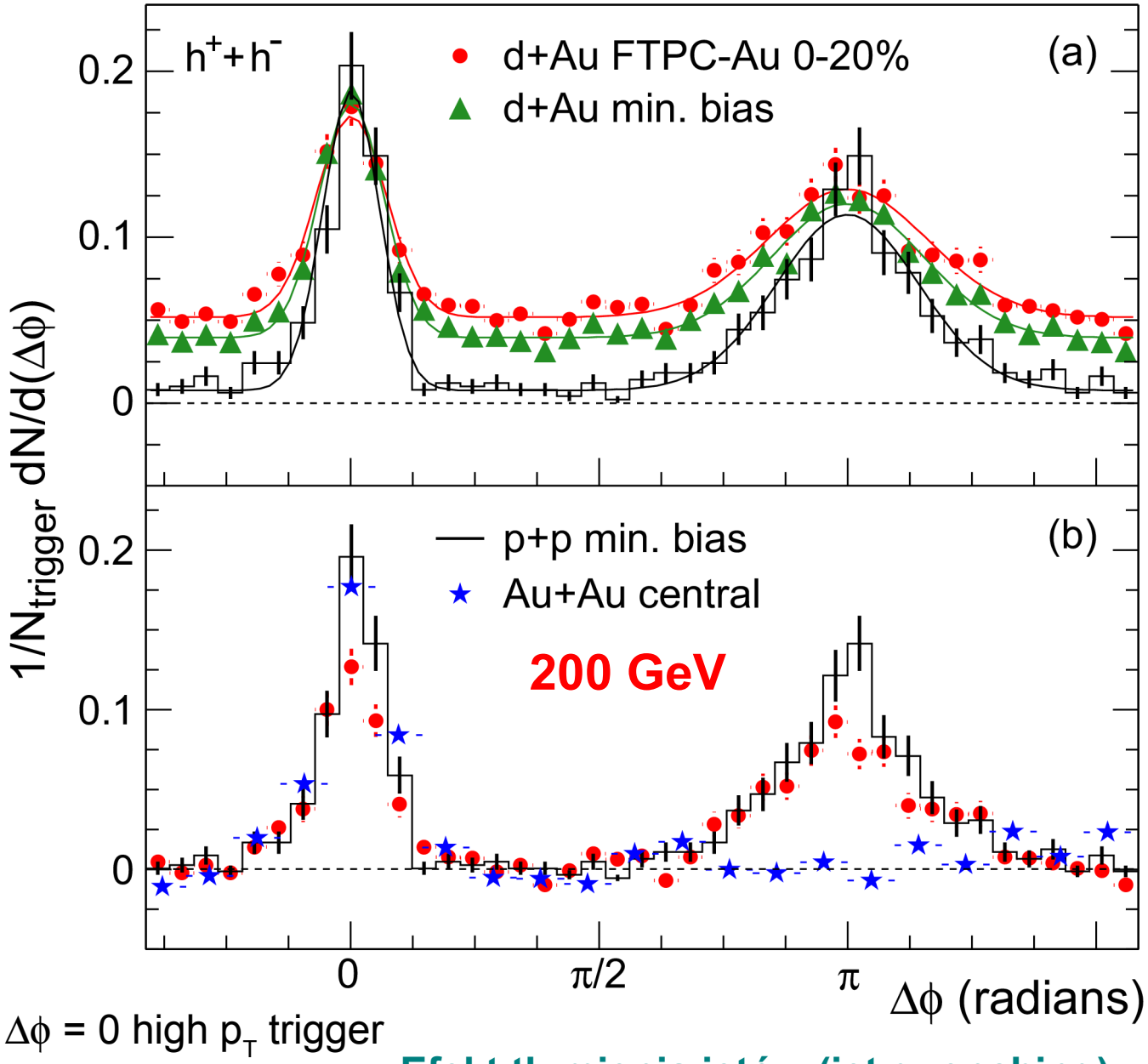


Czyli to jest **metoda <u>korelacji</u> cząstek**; korelacja cząstki „trygera” z towarzyszącymi cząstkami (wszystkie o wysokich p_T)

przykłady:

$4 < p_T(\text{trig}) < 6$ GeV/c **$2 < p_T(\text{assoc}) < p_T(\text{trig})$ GeV/c**

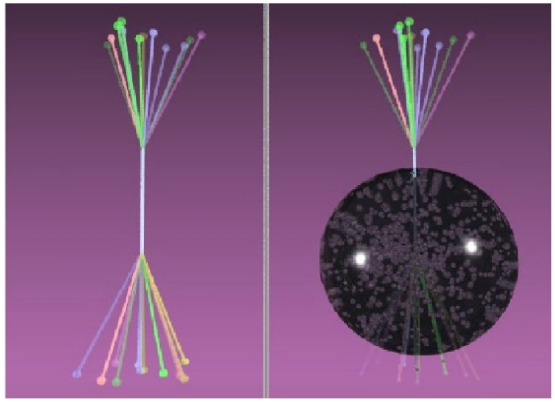
Rys. np. w nucl-th/0610042 (przeglądowa)



$\Delta\phi = 0$ high p_T trigger

- Eksperyment STAR
- W zderzeniach p+p i d+Au obserwuje się oba jety lecące w przeciwnych kierunkach
- **W centralnym zderzeniu A+A cząstki z jednego jetu zaniknęły!!**
- Ta supresja jest efektem stanu końcowego. Zgodne z oczekiwaniem dla **straty energii partonu** (*away parton*) **w „kolorowym" medium**

Efekt tłumienia jetów (jet quenching) →



$4 < p_T(\text{trig}) < 6$ GeV/c

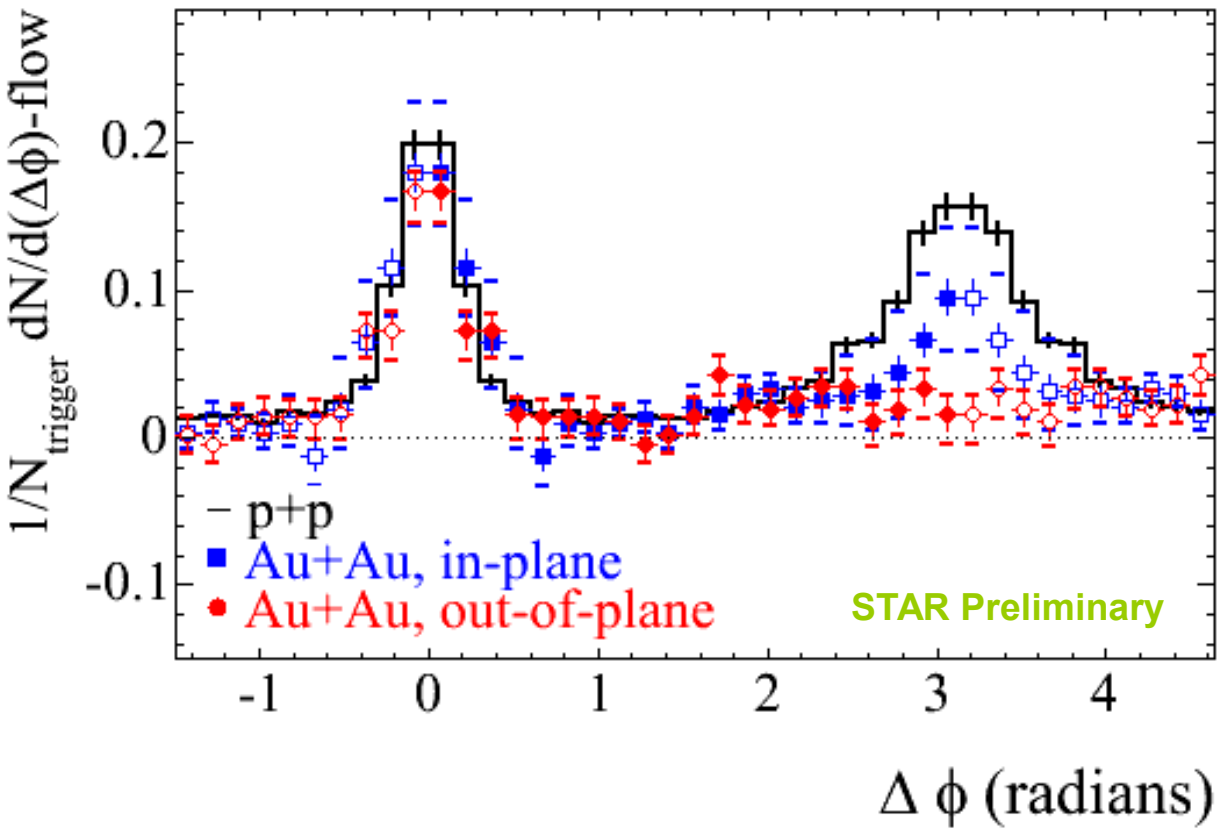
$2 < p_T(\text{assoc}) < p_T(\text{trig})$ GeV/c

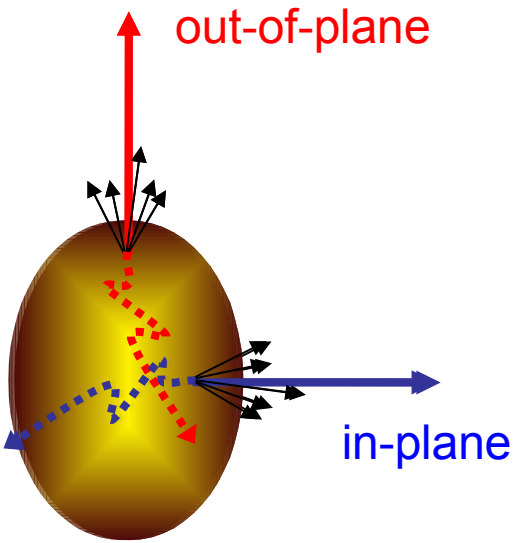
Materia „zjada" jety??

Co więcej:

Tłumienie jetów zależy od geometrii. Gdy patrzymy
1. **“In-plane”** (mniej materii do przejścia dla partonu/jetu) – efekt tłumienia słabszy
2. **“Out-of-plane”** (więcej materii do pokonania przez parton a następnie jet) – efekt tłumienia silniejszy, czyli

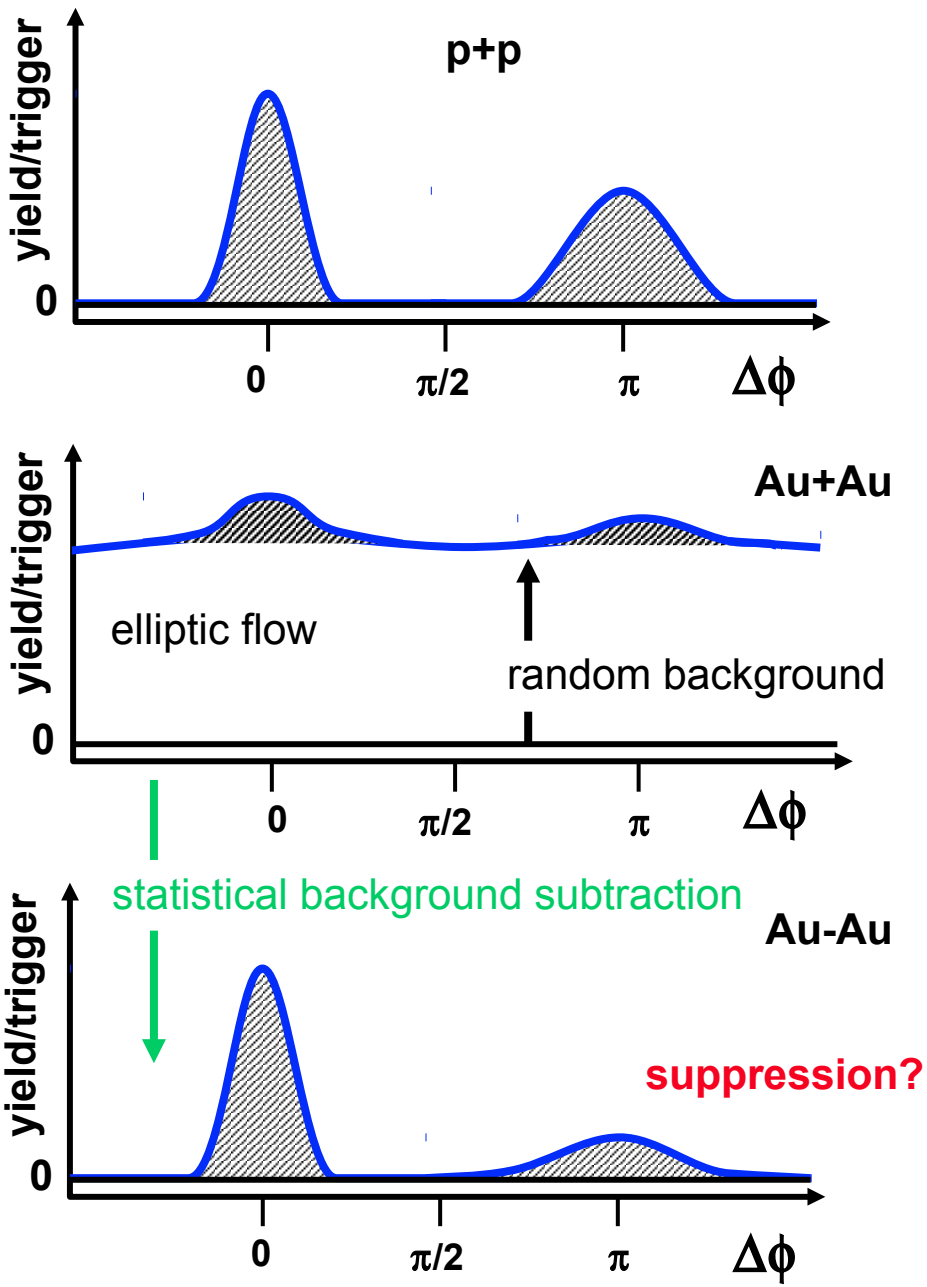
Tłumienie proporcjonalne do długości materii przebywanej przez partony!





Zob. też STAR, Chin. Phys. C 45 (2021) 4, 044002 [arXiv:1010.0690]

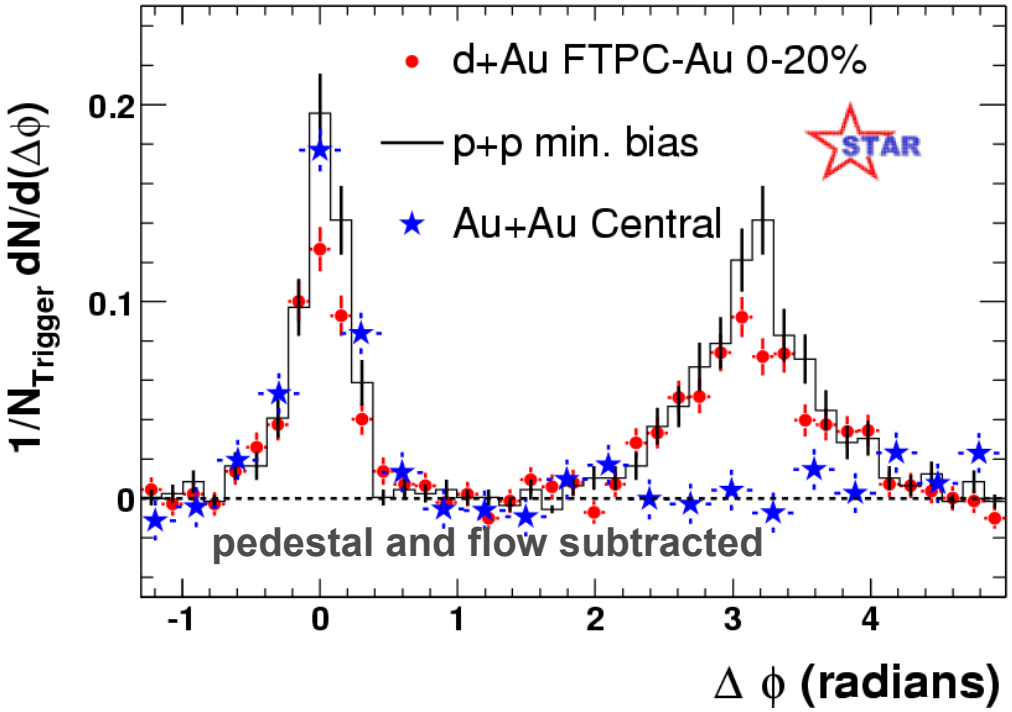
Uwagi techniczne:



Rys. Axel Drees

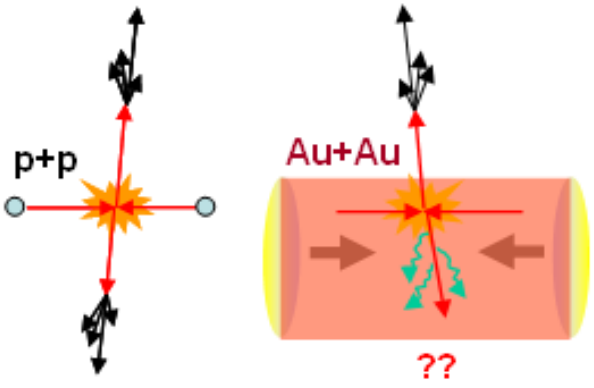
1. Tło odcina się najczęściej korzystając z przypadków mieszanych tj. cząstkę trygerującą kombinuje się z cząstkami towarzyszącymi ale NIE z tego samego przypadku

2. Przepływ eliptyczny (wykład 11) komplikuje pomiar jetów ⇒ tło jest dodatkowo zmodulowane funkcją cosinus; tego efektu również się pozbywa. Są różne procedury, ale najczęściej potrzebne są wartości v_2 z niezależnych analiz – i to w obu obszarach p_T (dla cząstek trygerujących i dla towarzyszących)



Idea tłumienia jetów – wnioski z analizy korelacji dwucząstkowych

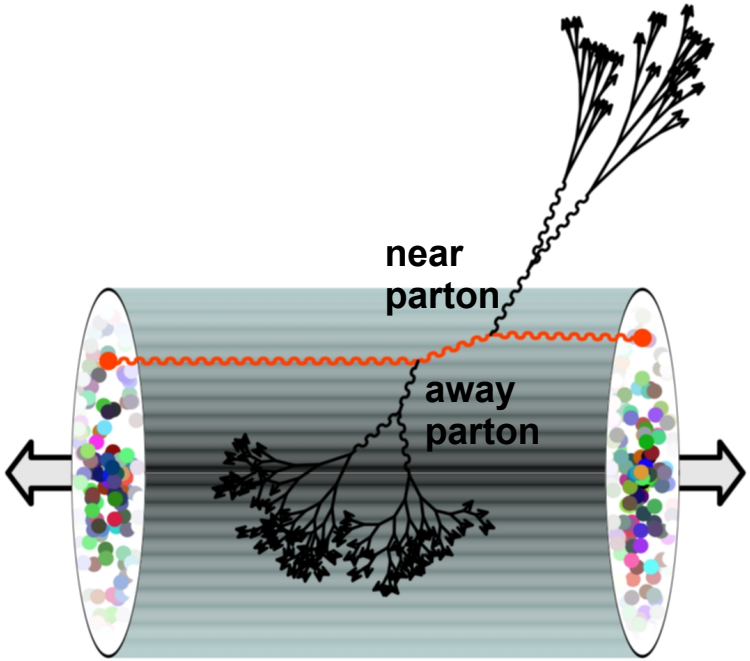
Twarde zderzenia p+p produkują np. dwa jety naprzeciw siebie (back-to-back) ale w A+A obecność gęstej materii jądrowej modyfikuje własności jetów



Wyprodukowane partony (kwarki lub gluony) o dużych pędach/energiach tracą energię poprzez emisję gluonów (promieniowanie hamowania) lub/i zderzenia w gęstym ośrodku powstałym po wysokoenergetycznym zderzeniu Au+Au, Pb+Pb

Efekt tłumienia jetu najlepiej widoczny jeśli para (back-to-back) partonów wyprodukowana jest tuż przy powierzchni fireballa.

Wtedy jeden parton jest obserwowany (po hadronizacji) a drugi parton – *away parton* – traci energię przy przejściu przez medium (wyprodukowane z niego po hadronizacji cząstki mają również mniejszą energię) → jet „rozpuszcza się" wśród innych cząstek z miękkich oddziaływań i nie da się już więcej wydzielić cząstek pochodzących z jetu

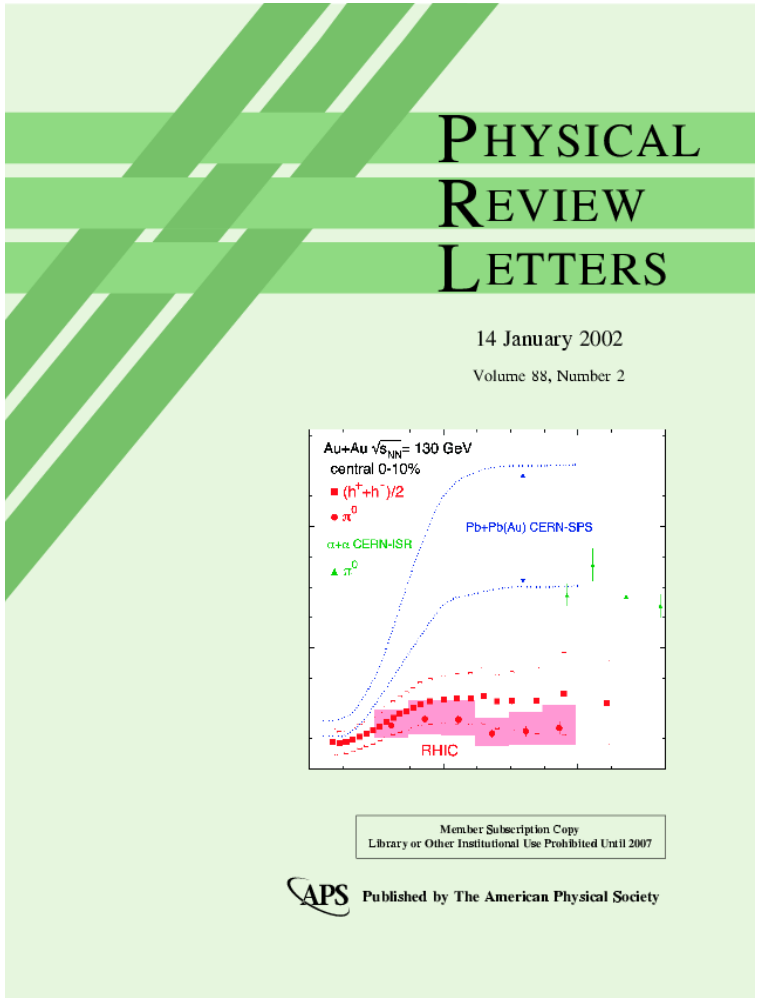


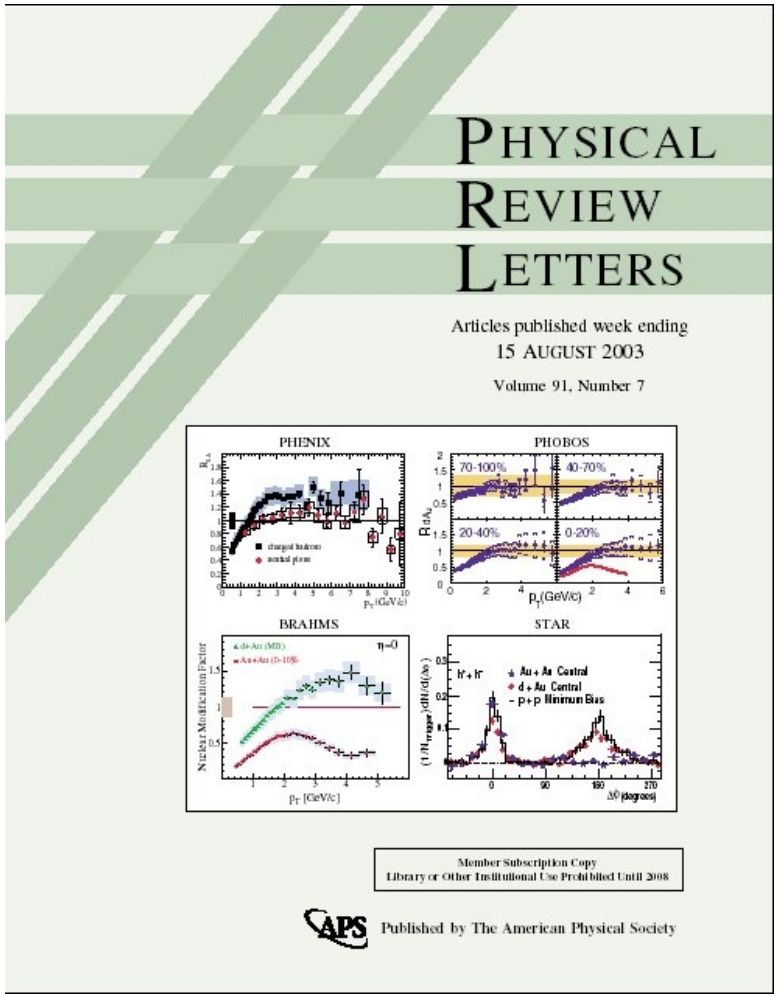
Rys. arXiv:0711.4947

Jety badają własności gęstej materii formowanej w zderzeniach. Bardzo często mówi się o nich jako o ***penetrating probes*** a analizy nazywa: ***jet tomography***

Wyniki korelacji dwucząstkowych w kącie azymutalnym oraz R_{AA} (top RHIC) pojawiły się w Phys. Rev. Lett. (nawet na okładce) a

tłumienie jetów traktowane jest jako druga (poza przepływem eliptycznym skalowanym przez n_q) sygnatura QGP przy RHIC





Ciekawostka: tłumienie cząstek o wysokim p_T było przewidziane już wiele lat temu (1982):

J. D. Bjorken, FERMILAB-PUB-82-59-THY, J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, 140 (1983); X. N. Wang et al. Phys. Rev. Lett. 68, 1480 (1992); M. Gyulassy et al. Phys. Lett. B243, 432 (1990)

Ważne uzupełnienie: **Silnemu tłumieniu cząstek o wysokich p_T (jety) towarzyszy wzmocnienie (i poszerzenie maksimum w $\Delta\phi$) produkcji cząstek o niskim p_T.**

Cząstki z jetu nie mogą po prostu zaniknąć – **zasada zachowania energii i pędu** – (czyli materia ich jednak tak po prostu nie „zjada" – *away-jet* nie został do końca zaabsorbowany przez medium)

Przechodzący przez medium parton traci tak dużo swojej energii/pędu, że nie jest w stanie wyprodukować fragmentów z p_T > np. 2 GeV/c – a takie bierzemy pod uwagą w korelacjach (rys. lewy). Dlatego „fragmenty" partonu (hadrony) mają mniejszą E, p (czyli również mniejsze p_T; p_T=p sinθ) i stają się nieodróżnialne od cząstek z miękkich procesów (są widoczne przy mniejszych p_T i w szerszym kącie azymutalnym niż dla p+p – prawy rysunek)

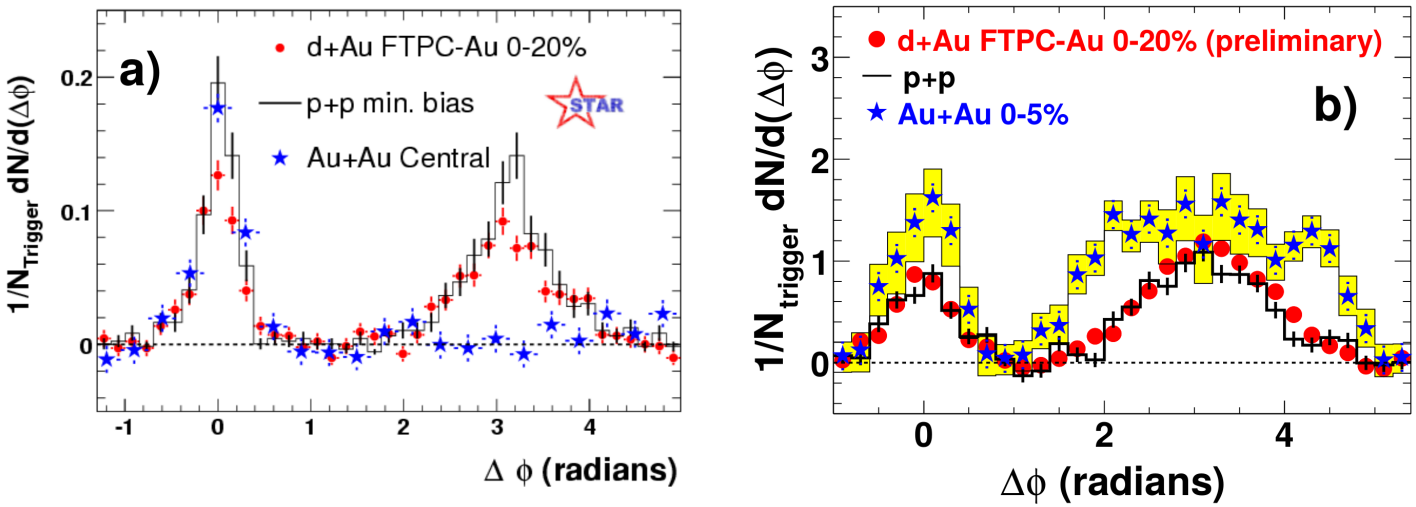


Fig. 5. Measurements of two-particle angular correlations in Au + Au, d + Au and p + p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV in the presence of a trigger particle with $p_T^{(t)}$ under the condition $4 < p_T^{(t)} < 6$ GeV/c, and an associated particle with $p_T^{(a)}$: panel a) for $2 < p_T^{(a)} < p_T^{(t)}$ GeV/c, and panel b) for $0.15 < p_T^{(a)} < 4$ GeV/c. The non-correlated background and the flow background were subtracted [30].

Uwaga: dla mniejszych energii oprócz strat radiacyjnych (pr. hamowania) partonów mamy jako źródło strat energii dodatkowo zderzenia partonów/ cząstek z jetu. To najprawdopodobniej jest przyczyną dodatkowego efektu (poza obniżeniem p_T) tj. szerszego rozkładu kąta emisji

prawy: $4 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c
$0.15 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c

Rys. w nucl-ex/0611008 lub w arXiv:0901.0910 (w tej drugiej podano w opisie zły zakres $p_T^{assoc.}$), PRL 95 (2005) 152301

Czyli po dokładniejszym spojrzeniu na dane top RHIC:

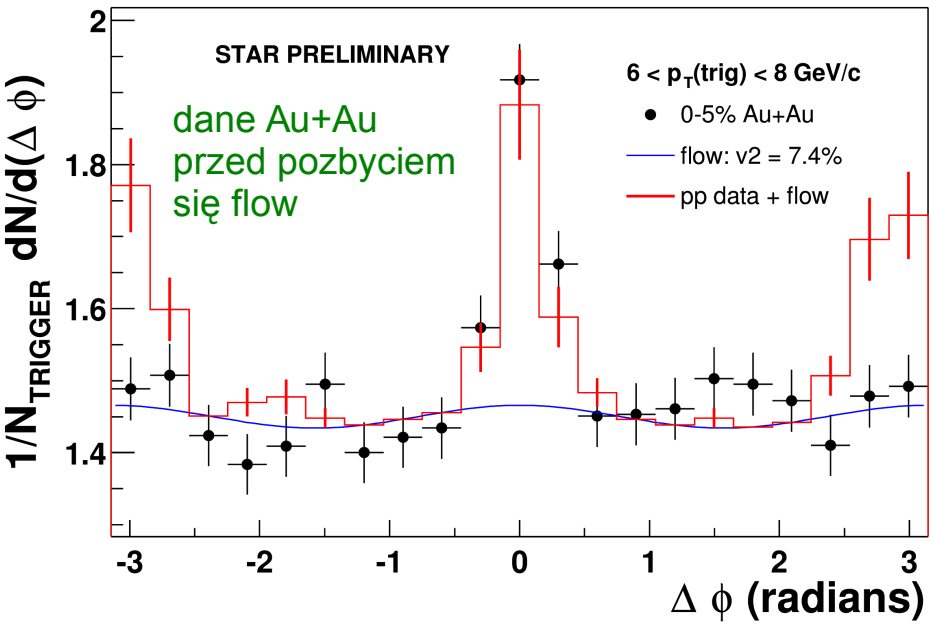
Wniosek: *away-side jet* tak naprawdę nie zaniknął!! A jedynie stracił energię więc zawiera cząstki o niższych p_T a maksimum korelacyjne od *away-side jetu* jest znacznie szersze niż w danych p+p czy d+Au

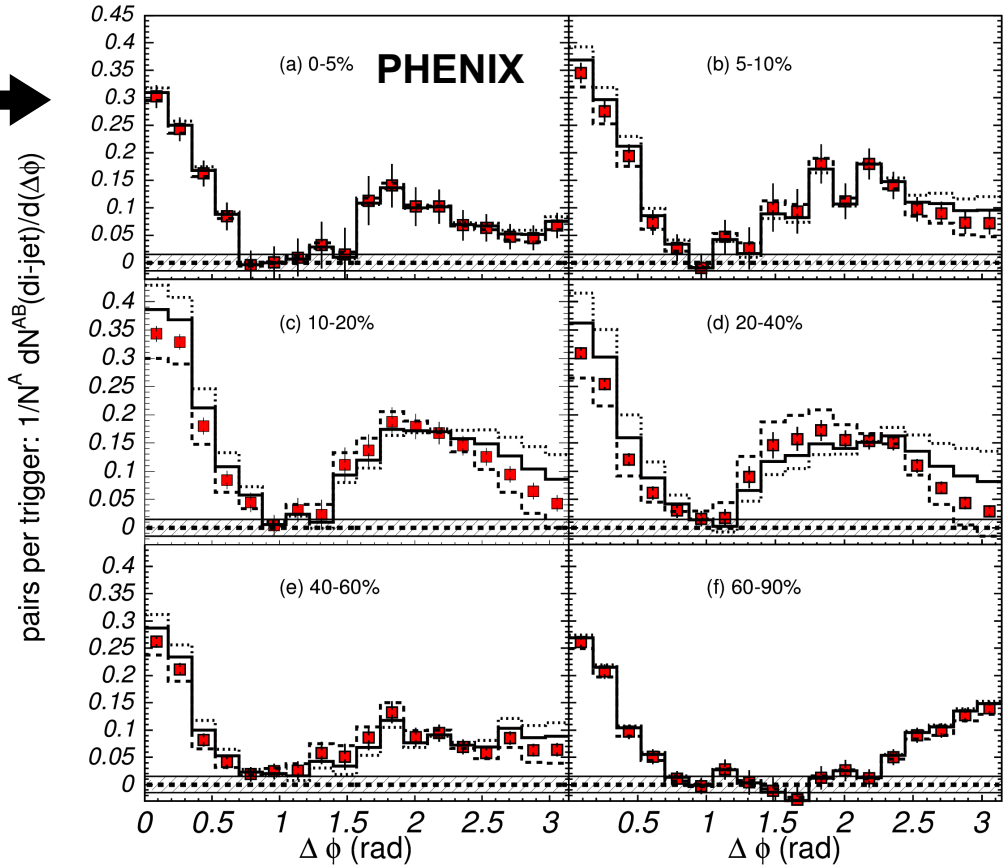
No to popatrzmy jeszcze raz dokładniej na te zmniejszone zakresy p_T cząstek towarzyszących (p_T^{assoc})

.. no może bez przesady nie aż tak niskie jak
$0.15 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c (głównie *bulk matter*), można nieco wyższe.
Przy okazji można obniżyć nieco p_T cząstek trygerujących

Drugi jet (*away-side jet*, przy $\Delta\phi = \pi$) pojawia się ponownie (!) jeśli obniżymy p_T towarzyszących cząstek

W danych najb. peryferycznych wygląda to tak samo jak w p+p, dla bardziej centralnych *away-side jet* staje się szerszy i dla najb. centralnych ma wgłębienie (?!) przy $\Delta\phi = \pi$





$6 < p_T(trig) < 8$ GeV/c

$2 < p_T(assoc) < p_T(trig)$ GeV/c

Dane STAR centr. Au+Au, top RHIC

(mid-rapidity) Rys. z nucl-ex/0603003

$2.5 < p_T(trig) < 4$ GeV/c **$1 < p_T(assoc) < 2.5$ GeV/c**

Powyżej: wyniki już po pozbyciu się efektów flow
różne linie – niepewności związane z wycięciem flow

Jeszcze inne przykłady wgłębienia przy $\Delta\phi = \pi$ czyli

2 maksima przy

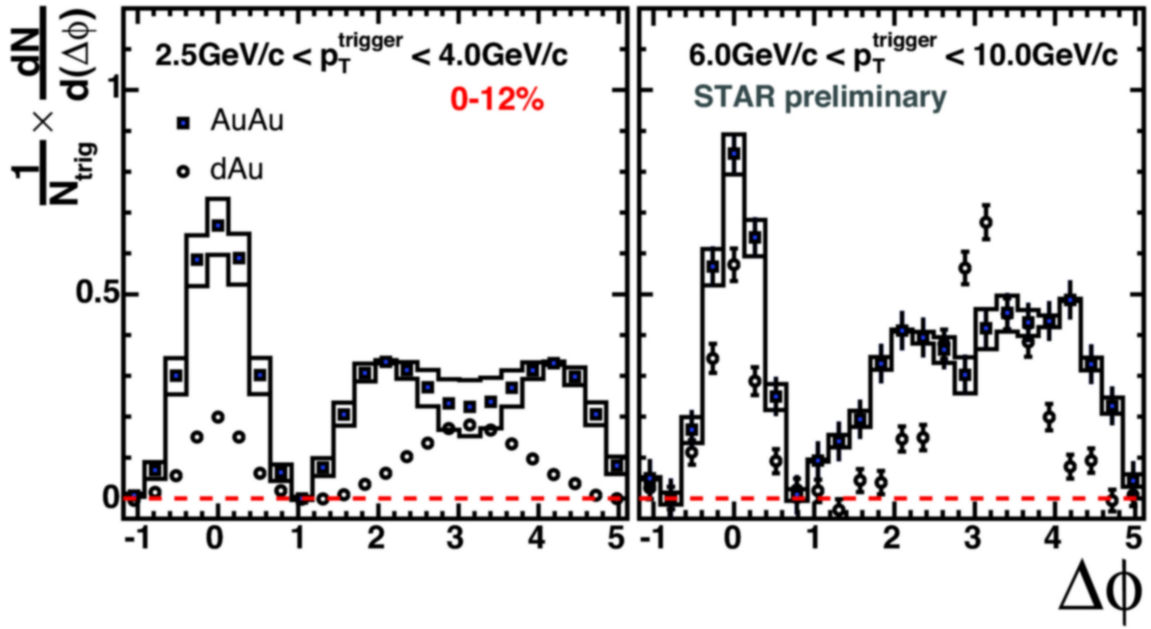
$\Delta\phi = \pi \pm 1.1$ radiana

STAR (po prawej): „półtwarde” hadrony (semihard hadrons) z

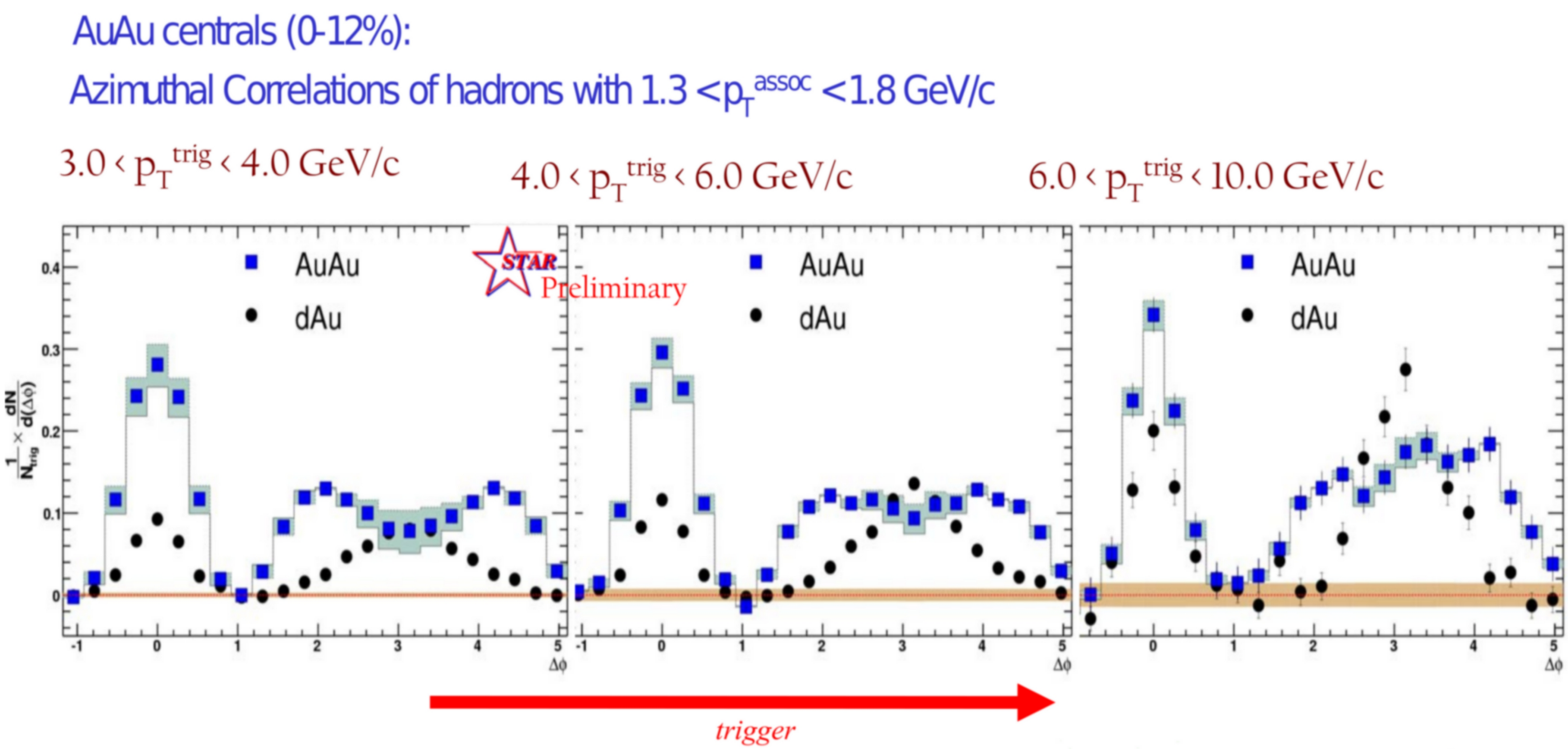
$1 < p_T(assoc) < 2.5$ GeV/c

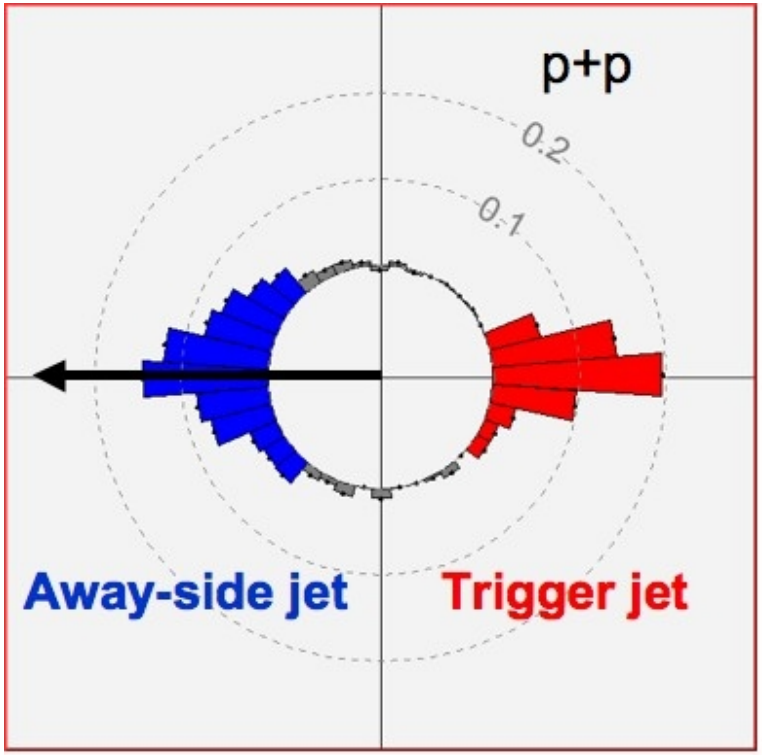
mierzone w danych Au+Au i d+Au w stosunku do hadronu trygerującego w dwóch różnych przedziałach p_T

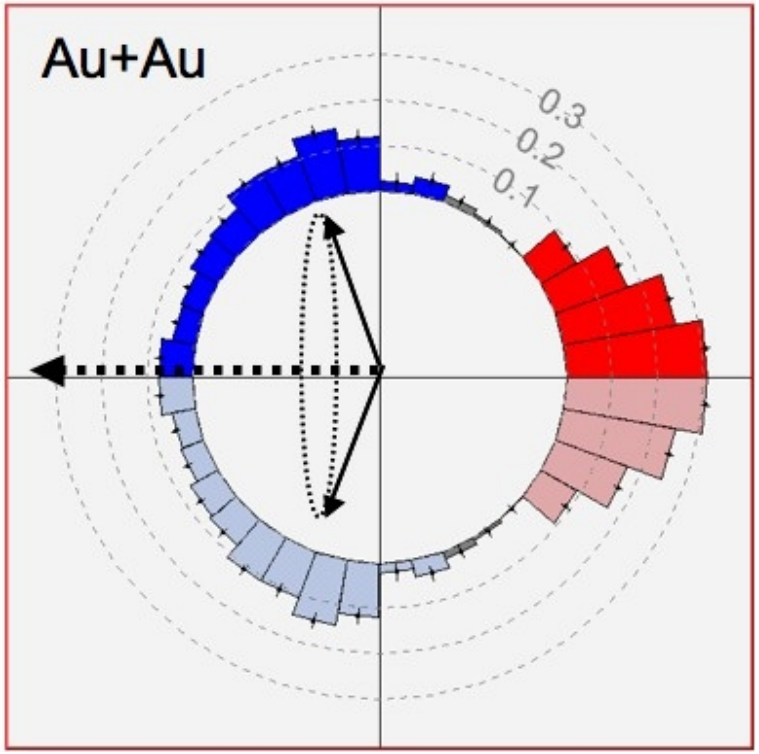
Rys. z nucl-ex/0611012



Rozkłady już po odcięciu efektów od flow
Rys. np. w nucl-ex/0701069







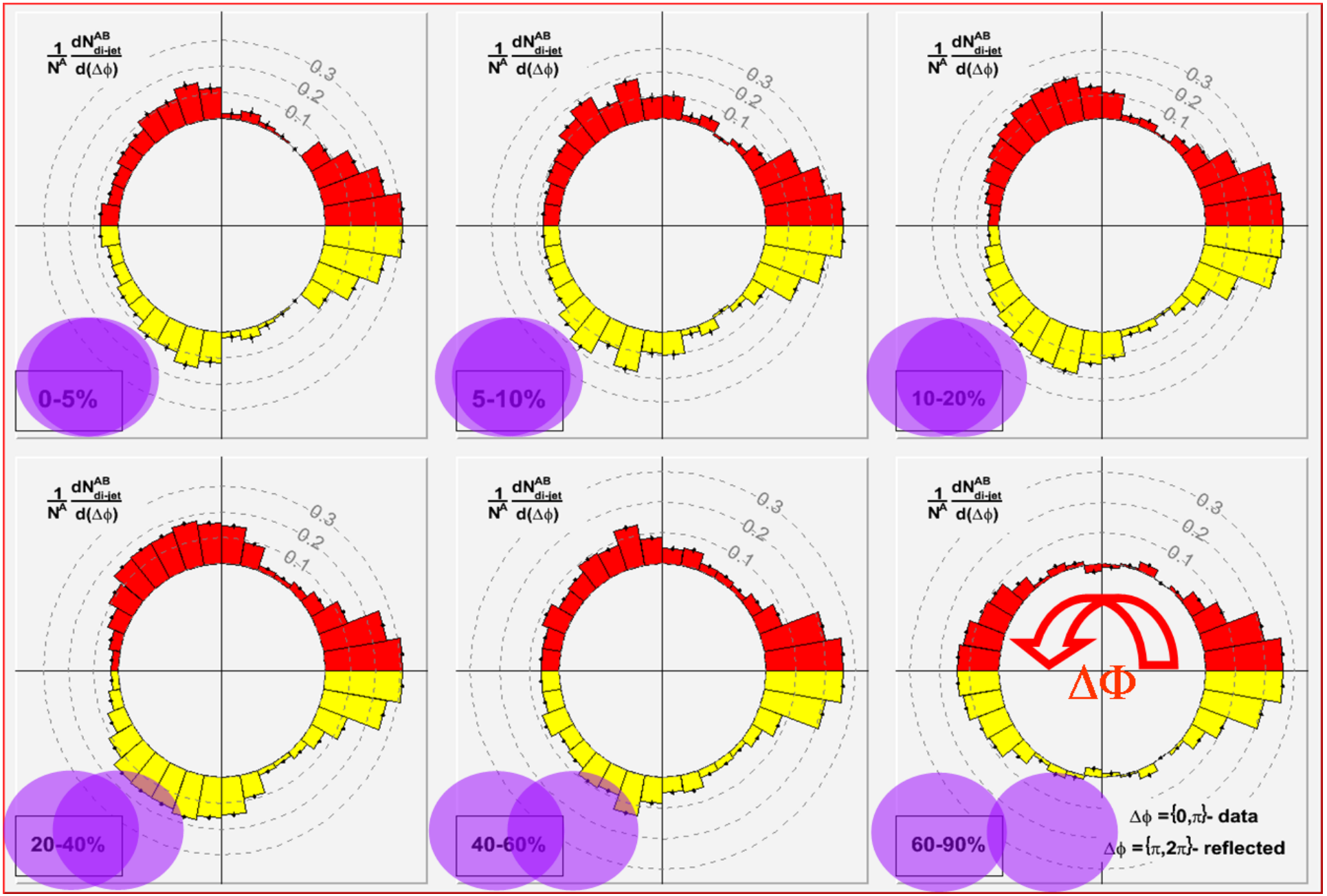
arXiv:0710.3366

Rozkład kątowy cząstek (dookoła osi wiązki) produkowanych w p+p i Au+Au w stosunku do kierunku hadronu „trygerującego”

p+p – typowa struktura dwujetowa
Au+Au – coś przypominającego stożek Macha wokół pierwotnego kierunku partonu

Co to takiego??

Najbardziej peryferyczne nie pokazują tego wgłębienia. Rys. arXiv:0802.3552



Wyjaśnienie **(swojego czasu najczęstsze, najbardziej spekulatywne, najbardziej spektakularne ale zgodne z danymi)** **tej struktury dwóch maksimów (wgłębienia przy $\Delta\phi = \pi$):**

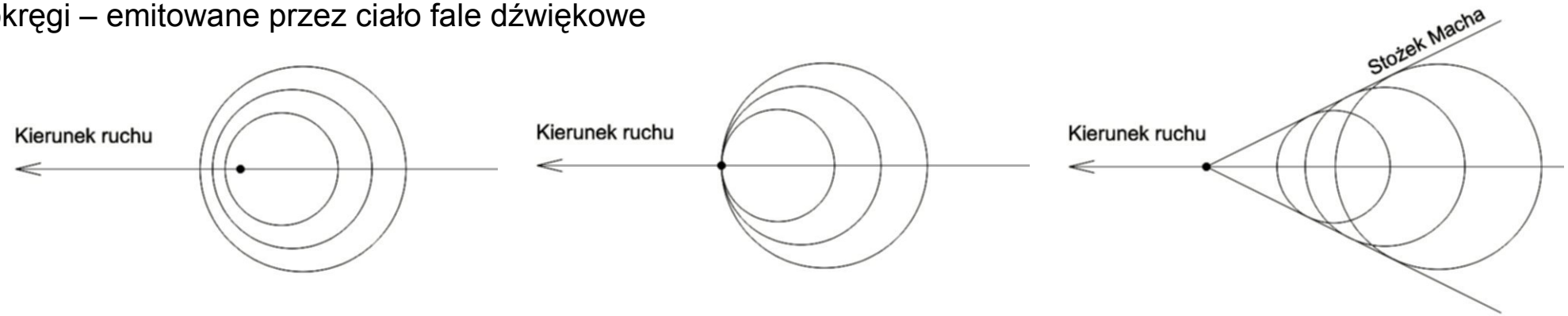
Manifestacja <u>kolektywnej</u> odpowiedzi medium na przejście wysokoenergetycznego („twardego”) partonu może mieć naturę hydrodynamiczną: straty energii partonu mogą pojawić się jako stożek Macha (*mach-cone; inne nazwy: sonic-boom, conical emission, conical flow, shock waves, mach-cone shock waves*)

Jako, że produkowane **partony** poruszają się z prędkością znacznie większą niż prędkość dźwięku c_s w medium – jest możliwe powstanie tego stożka (taki odpowiednik w QCD). Czyli strata energii partonu (i w konsekwencji jetu) „podróżuje” przez medium w formie stożka Macha – stożek dookoła kierunku partonu

Ale fala uderzeniowa (*shock wave*) typu Macha to jedno z wyjaśnień (najczęstsze), inne to np. fala uderzeniowa typu Czerenkowa (*Cerenkov gluon radiation*) lub tzw. ugięty jet (*deflected jet*) – ten ostatni wykluczany przez 3-cząstkowe korelacje → ogólnie 3-cząstkowe korelacje próbują wyjaśnić powody takiej struktury i rozróżniać między różnymi proponowanymi scenariuszami

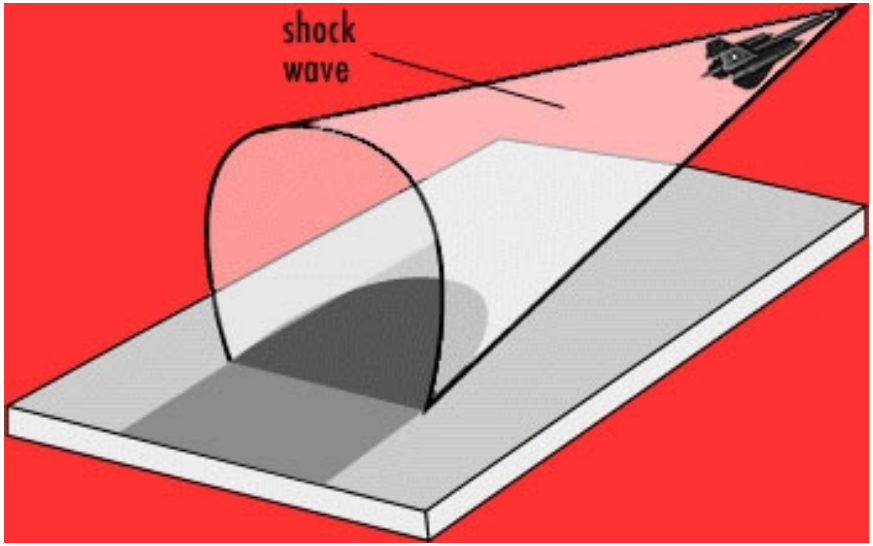
© G. Stansbery - www.AIRSHOWPICS.com - Pensacola Beach FL 12 July 2002

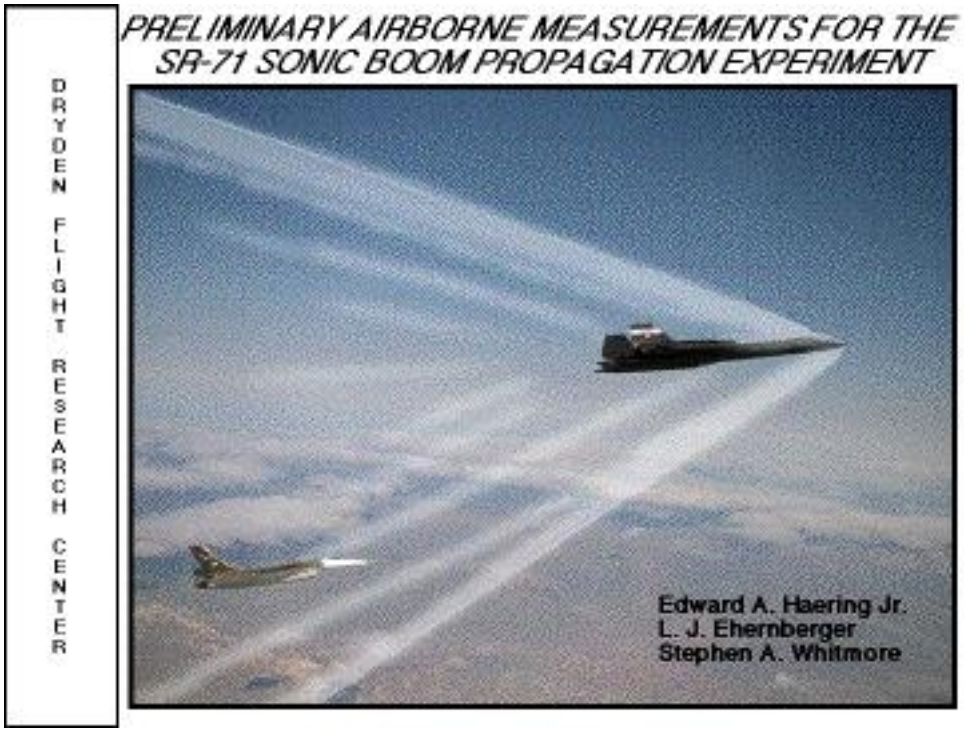
okręgi – emitowane przez ciało fale dźwiękowe

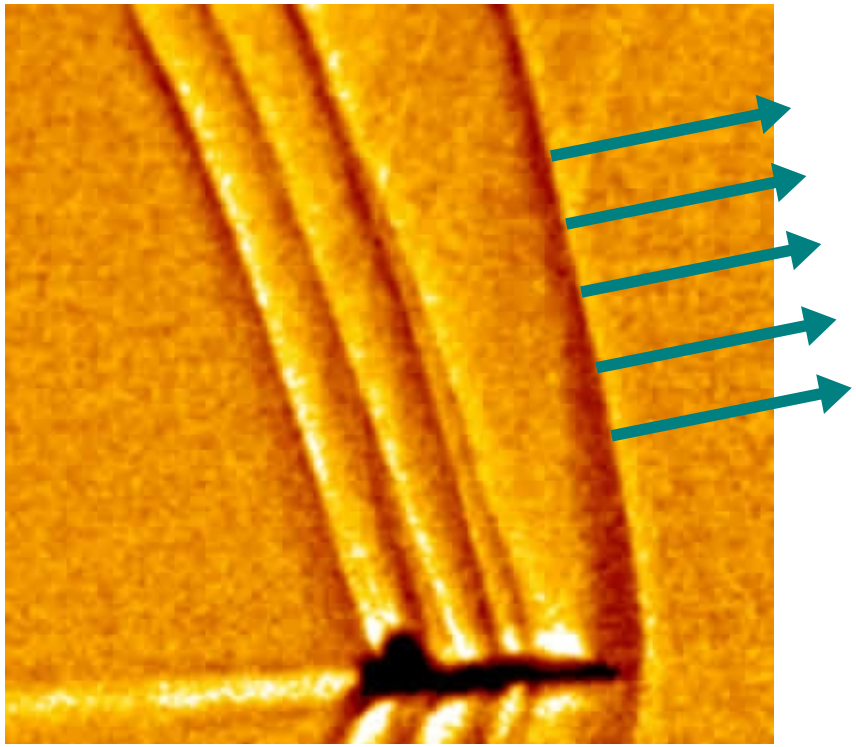


Schematy ruchu ciała z prędkością niższą niż prędkość dźwięku (lewy), prędkością dźwięku (środkowy) i prędkością ponaddźwiękową (prawy). Po przekroczeniu przez poruszające się ciało prędkości dźwięku (w danym ośrodku) tworzy się stożek Macha (*mach-cone*) – wygląda to jak fala za motorówką na wodzie

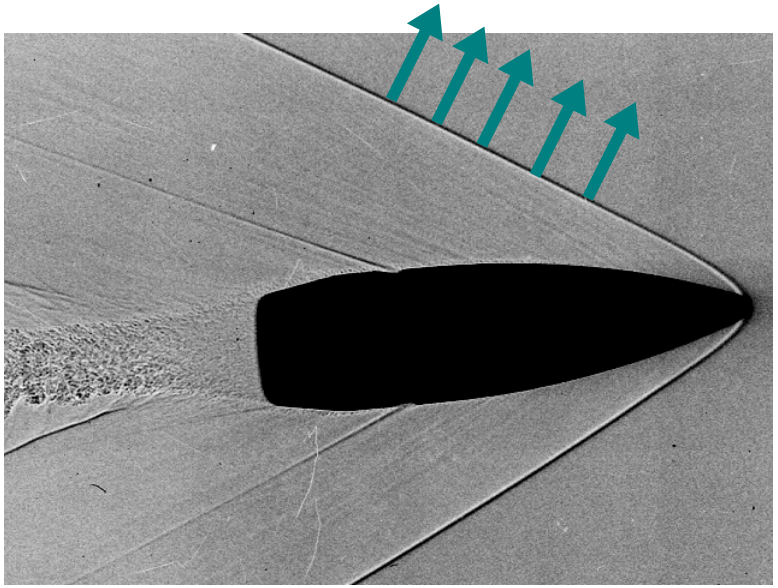
Zwiększając prędkość pojedyncze fale dźwiękowe zaczynają gromadzić się z przodu ciała i dla prędkości ponaddźwiękowych (*supersonic*) nakładają się na siebie tworząc powierzchnię stożka. W momencie gdy ta powierzchnia stożka dociera do obserwatora na ziemi ten słyszy głośne uderzenie (*sonic boom*) → poniżej







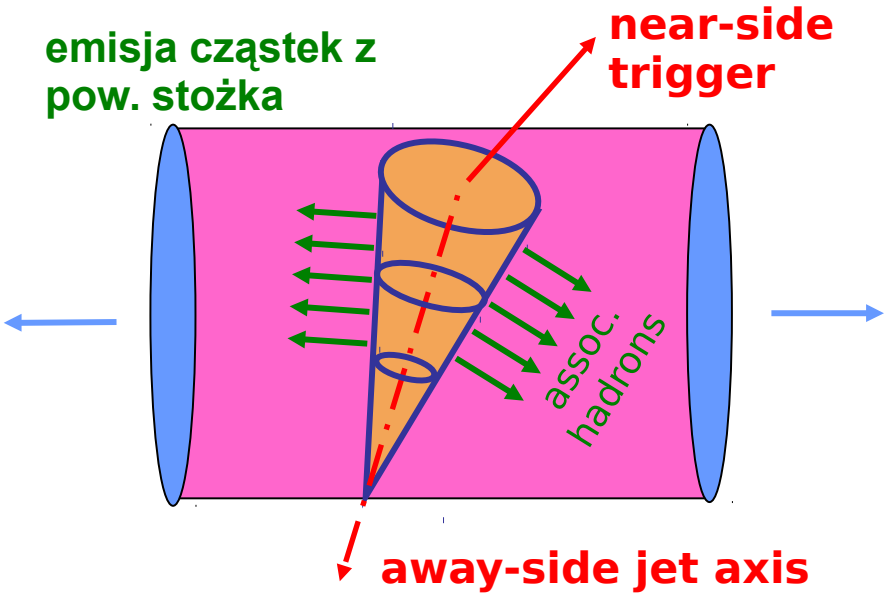
T-38 shock waves (NASA)
prędkość 1.1 Macha



pocisk o prędkości 2.45 Macha

Kąt stożka Macha zależy od prędkości obiektu (w stosunku do prędkości dźwięku w danym materiale) – **im większa prędkość tym węższy stożek**

Uwaga: promieniowanie Czerenkowa wygląda bardzo podobnie (patrz dodatki)

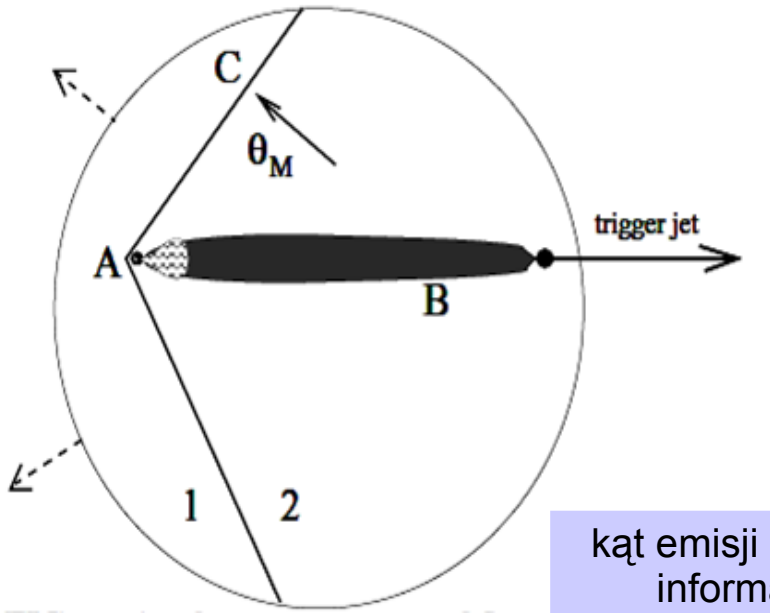


Po prawej: jak to wygląda przy RHIC

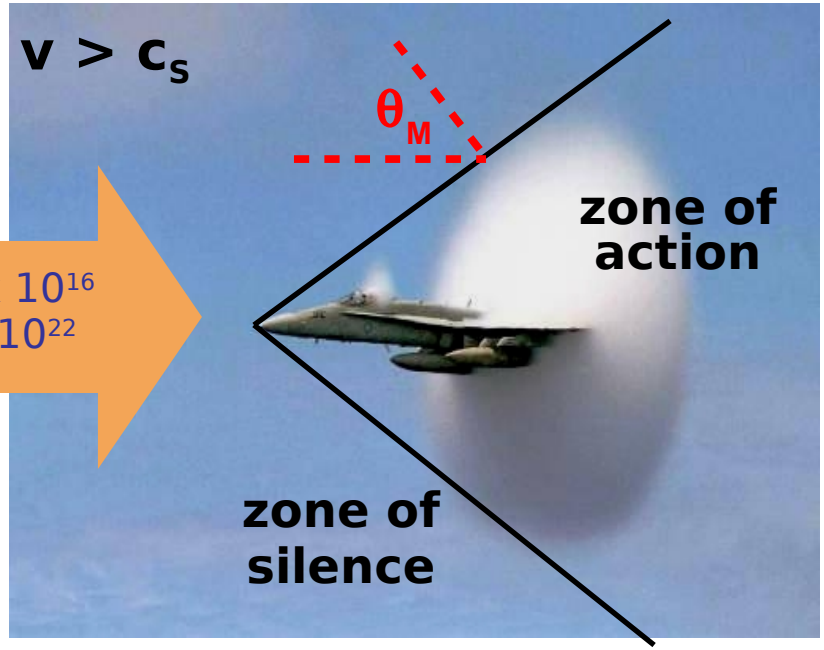
Parton traci energię w medium i ta energia może się propagować w postaci fal dźwiękowych (dla naddźwiękowych partonów pojedyncze fale ułożą się we wspólny stożek Macha)

(Rys. Fuqiang Wang)

Zaobserwowana w danych top RHIC struktura (emisja cząstek pod kątem Θ_M) może być konsekwencją emisji dźwięku przez ponaddźwiękowy wysokopędowy parton propagujący się w QGP



length x 10^{16}
time x 10^{22}



kąt emisji cząstek = informacja o prędkości dźwięku w medium

$$\cos(\Theta_M) = c_s/v_{parton}$$

czyli $\Theta_M = \arccos(c_s/v_{parton})$

gdzie

Θ_M – kąt Macha określony przez prędkość dźwięku w medium

c_s – prędkość dźwięku w medium

v_{parton} ($v_{parton} > c_s$) – prędkość źródła dźwięku

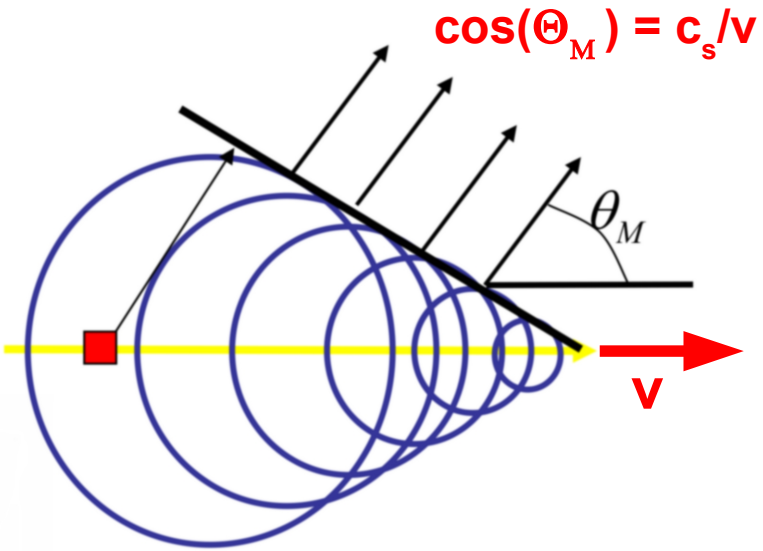
Przy RHIC mamy do czynienia z ultrarelatywistycznymi partonami/jetami – czyli poruszającymi się z prędkością praktycznie równą prędkości światła czyli $\cos(\Theta_M) \approx c_s/c$

W RHIC: 2 maksima przy

$\Delta\phi \approx \pi \pm 1.1\text{-}1.3$ **radiana**

$\Delta\phi = \pi \pm \Theta_M$

Jeśli wyjaśnienie typu stożek Macha (potwierdzane przez 3-cząstkowe korelacje) jest słuszne to **pozycja kątowa maksimum może być użyta do wyznaczenia prędkości dźwięku w medium!**



Ogólne równanie stanu (EOS) – przypadek relatyw.

$c_s^2 = \partial P/\partial \varepsilon \;|_{adiabatic}$ (dla c=1)

P – ciśnienie, ε – gęstość energii

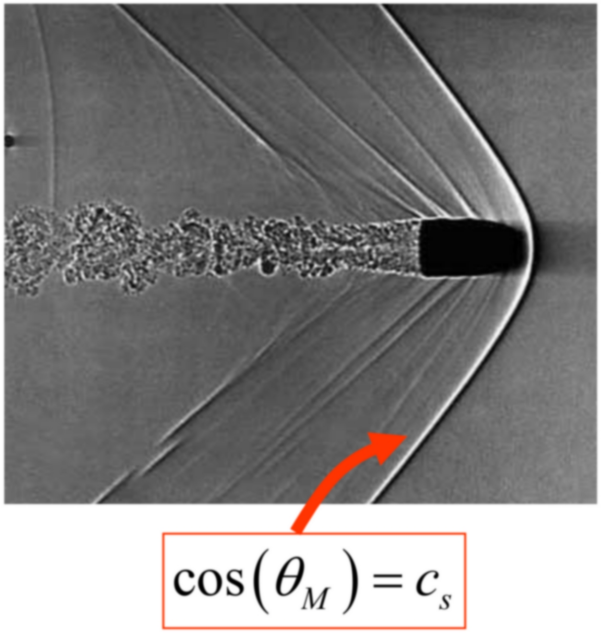
pomiar prędkości dźwięku w medium = badanie EOS

W hydrodynamice prędkość dźwięku dla **ultrarelatywistycznego fluidu** jest prostą stałą proporcjonalności pomiędzy ciśnieniem fluidu i gęstością energii $P=c_s^2\varepsilon$

$\langle c_s \rangle = \cos(\Theta_M)$ – pop. strona (dla c=1)

średnia prędkość dźwięku (uśrednienie po czasie, bo może się zmieniać!!) w medium. Biorąc przy RHIC $\Theta_M \approx 1.1$ (kąt fali uderzeniowej Macha), mamy:

$\langle c_s \rangle \approx 0.45$



Porównanie:

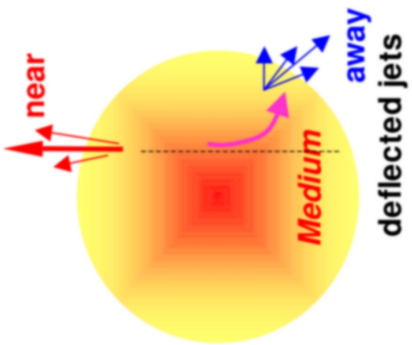
1. dla gazu złożonego z rezonansów i hadronów otrzymuje się $\langle c_s \rangle \approx 0.35$
2. dla <u>idealnego gazu</u> (idealna QGP) $\varepsilon \approx 3P$ czyli $c_s \approx 1/\sqrt{3} \approx 0.577$ (wartości wzięte z nucl-ex/0611012)

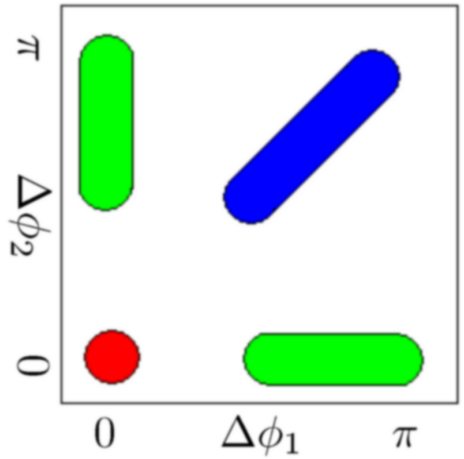
Rys. (pocisk w wodzie) – dla cząstek poruszających się szybciej niż prędkość dźwięku w medium produkuje się fala uderzeniowa (*shock wave*) z charakterystycznym kątem

Co jeszcze badano?

Eksperymenty STAR i PHENIX badały korelacje 3-cząstkowe
np. STAR (rys): cząstka trygerująca **$3 < p_T(trig) < 4$ GeV/c połączona z dwiema cząstkami towarzyszącymi $1 < p_T(assoc) < 2$ GeV/c**

Dostaje się $\Delta\phi_1$ oraz $\Delta\phi_2$ – każda cząsta towarzysząca z cząstką trygera

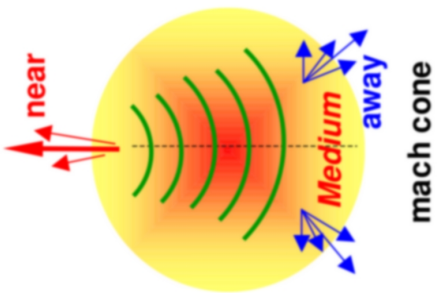


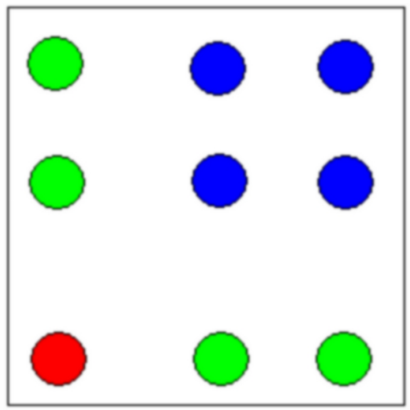


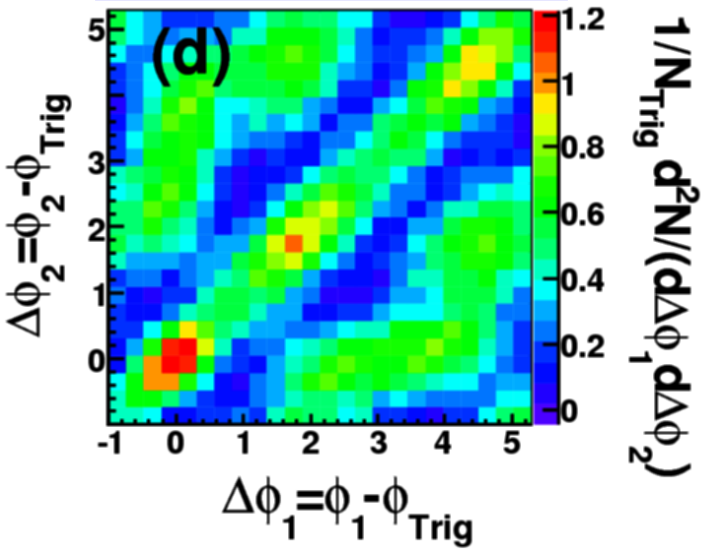
STAR (2008)
0-12% centralne
Au+Au
$3 < p_{T,\,trigger} < 4$ GeV
$1 < p_{T,\,assoc} < 2$ GeV

arXiv:0807.1613

Uwaga techniczna: nazwa conical emission/mechanism w pracach może dotyczyć zarówno stożka Macha jak i promieniowania Czerenkowa (patrz dodatkowy slajd)







nucl-ex/0611008

Analizy korel. 3-cząstkowych (STAR, PHENIX) **wydają się faworyzować stożek Macha** nad promieniowaniem Czerenkowa czy ugiętym jetem. **Późniejsze dane dawały też nieco większe wartości $\Theta_M \approx 1.37$ radianów** (STAR, korel. 3-cząstk. arXiv:0807.1613, 0805.0622) oraz **$\Theta_M \approx 1.2$ radianów** (PHENIX, korel. 2-cząstkowe)

1. Dla tych którzy korelacjami 3-cząstkowymi są zainteresowani bardziej – bardzo dobra przekrojowa praca **J. G. Ulery arXiv:0807.1613**

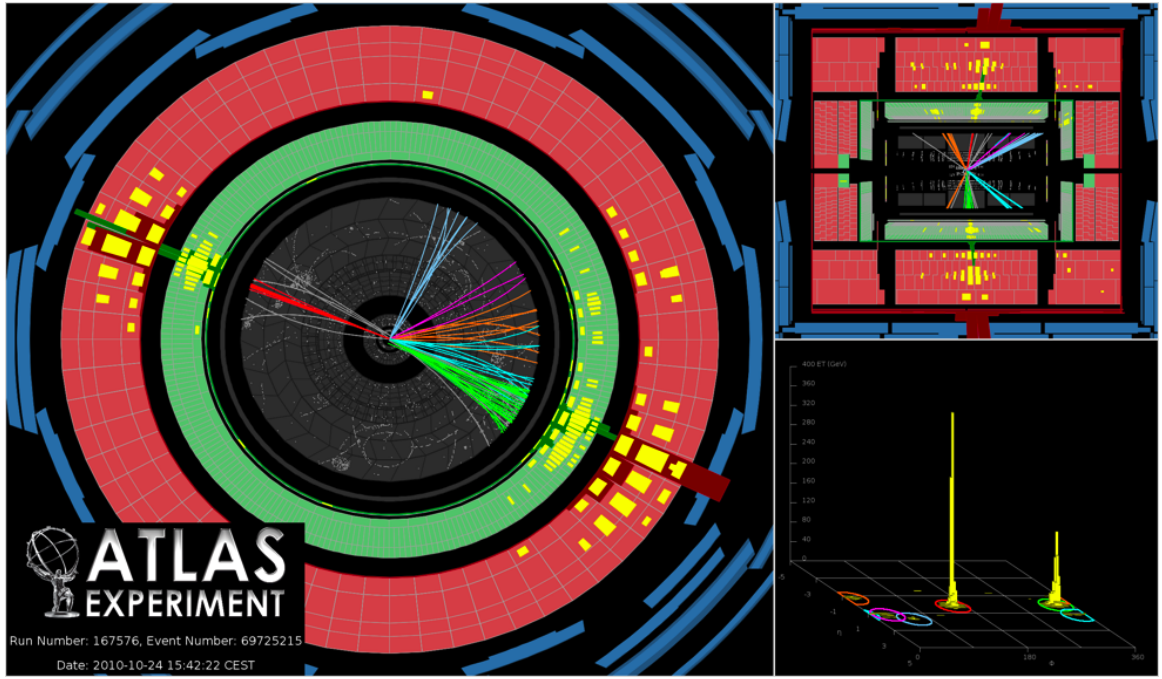
2. Dla zainteresowanych korelacjami 2-cząstkowymi – pełna (kwiecień 2010) kompilacja danych z korelacji 2-cząstkowych (STAR) dla różnych centralności i różnych zakresów p_T^{trig} i p_T^{accoc} jest w pracy arXiv:1004.2377 (patrz też dodatki)

Ciekawostka: **efekty "conical flow" zostały zaobserwowane również przez eksperymenty przy SPS** – zarówno w korelacjach 2-cząstkowych jak i w 3-cząstkowych. Podczas Quark Matter 2008 pokazał to CERES (jeszcze lepiej widoczny away-side jet z wgłębieniem dla $\Delta\phi \approx \pi$ pokazany przez CERES na QM 2009 – arXiv:0907.5573)

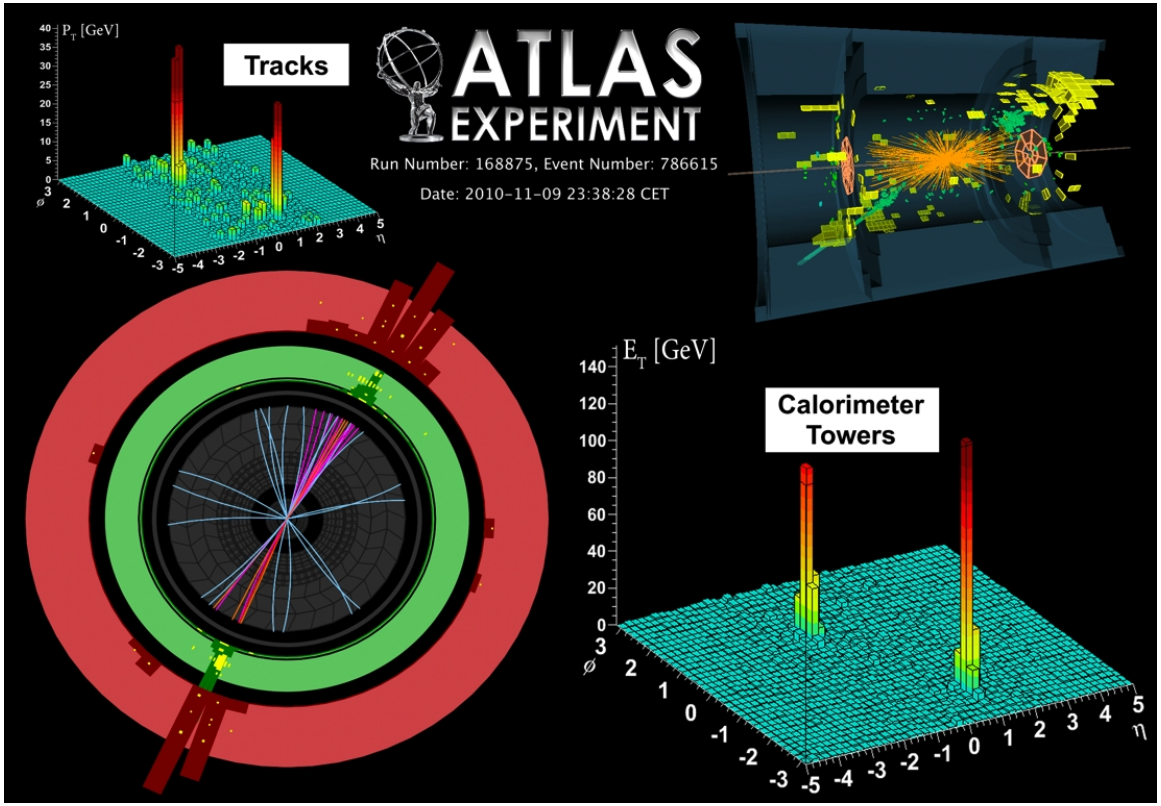
Ostatnimi laty, poza „pośrednimi" metodami badania jetów czyli badaniem R_{AA} i $\Delta\phi$ **rozwija się również algorytmy pełnej rekonstrukcji <u>całych</u> jetów** (*full jet reconstruction*). Metody te wcześniej stosowane były do zderzeń elementarnych, obecnie stosuje się je również do zderzeń A+A w RHIC oraz LHC → patrz dalsze slajdy

Badanie dijetów przy LHC (eksperyment ATLAS)

Przykładowe **zderzenie p+p** – widać oba jety

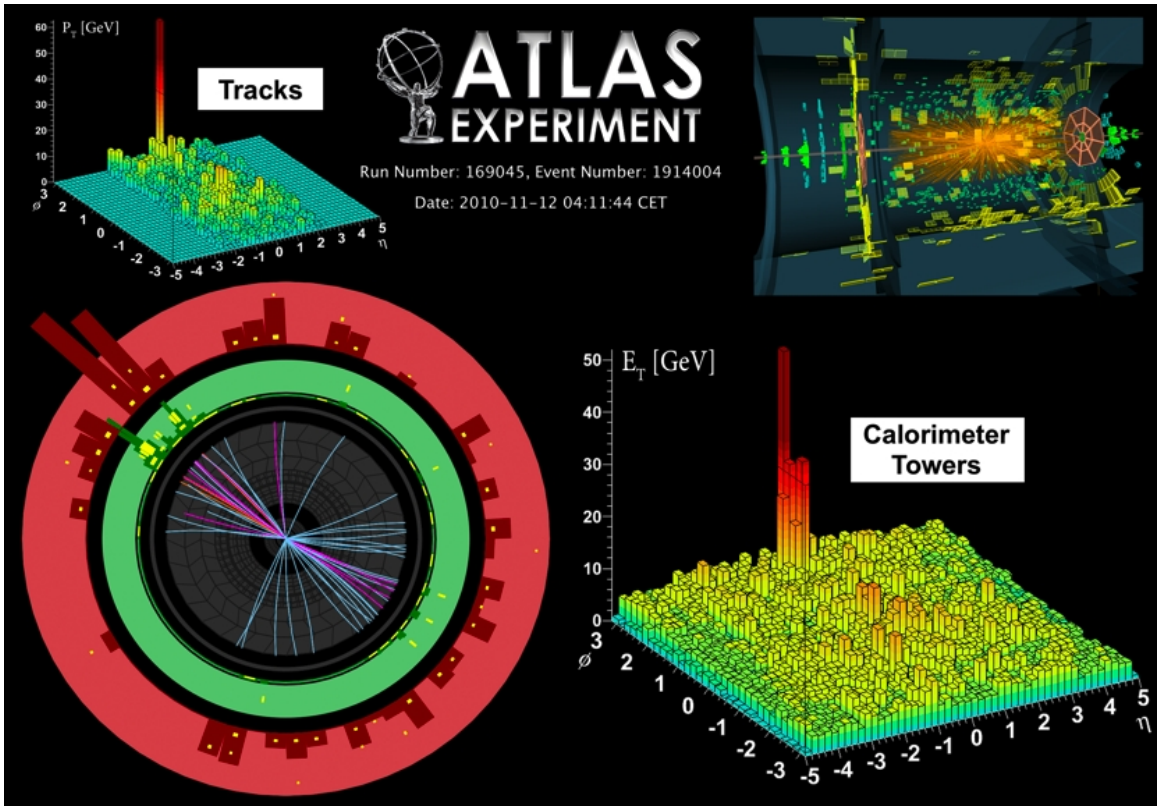


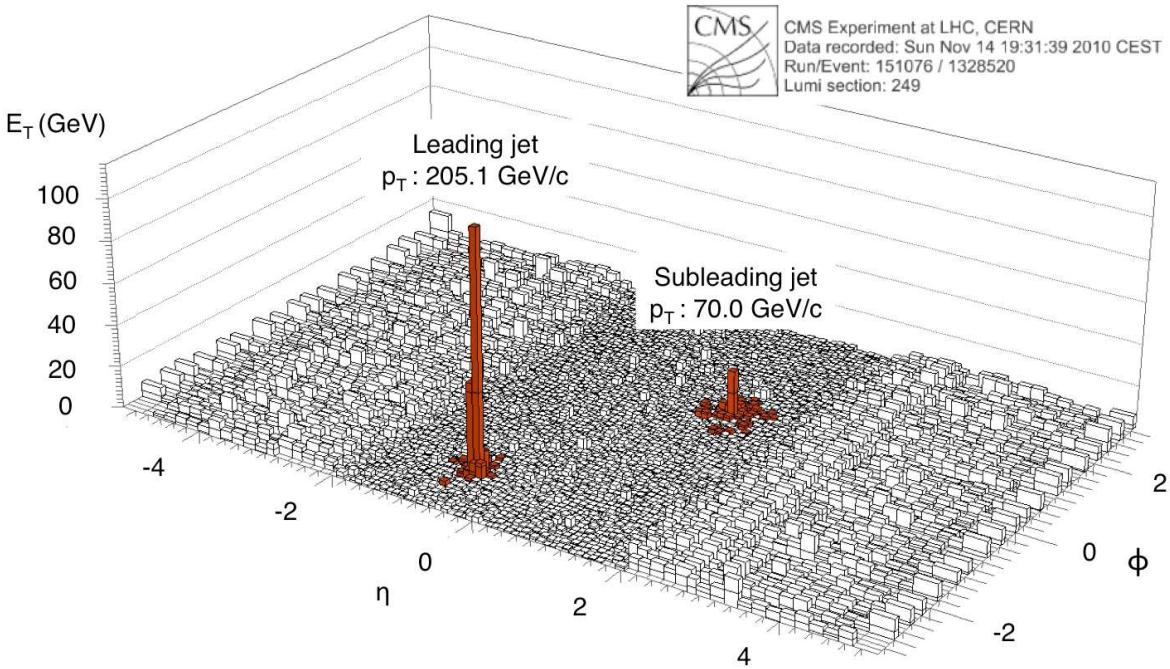
Przykładowe **zderzenie Pb+Pb (ale peryferyczne)** – widać nadal oba jety



Pierwsze wyniki badania tłumienia jetów przy LHC

Asymetria (w energii) dijetów w **Pb+Pb (zderzenie centralne) przy energii w środku masy 2.76 TeV** – dokładnie widać tylko jeden jet, drugi został rozproszony przez materię



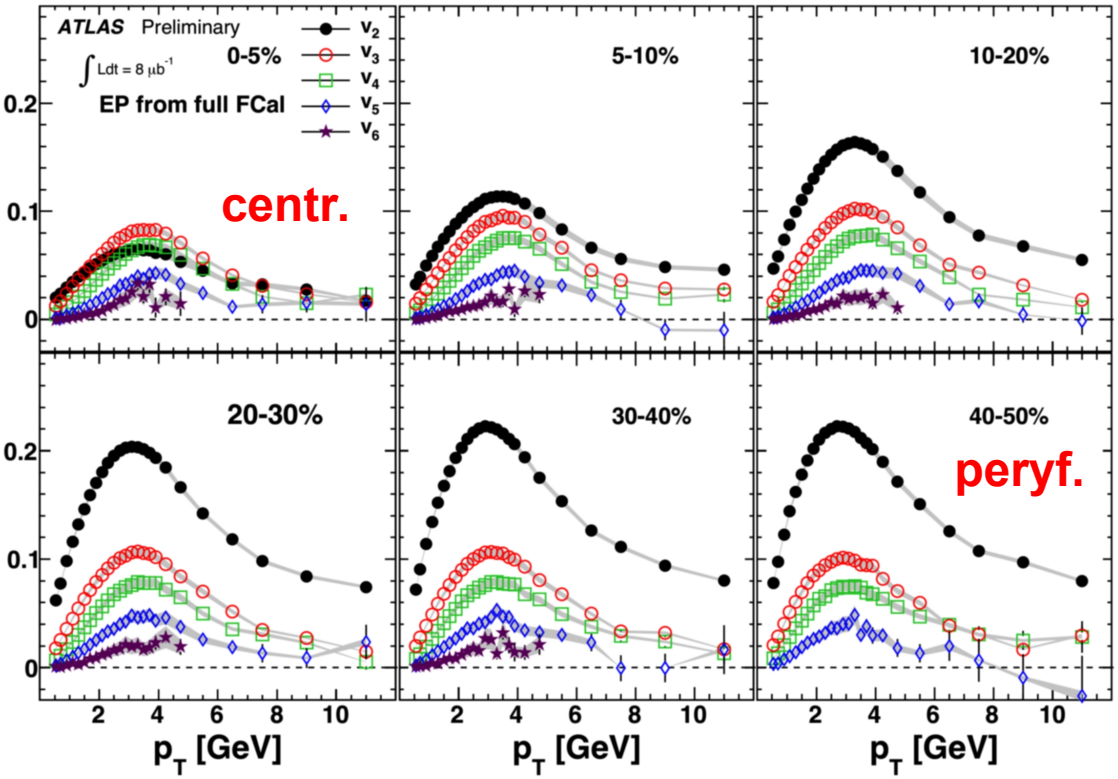


Rys. górny: arXiv:1011.6182,
dolny: arXiv:1404.3294

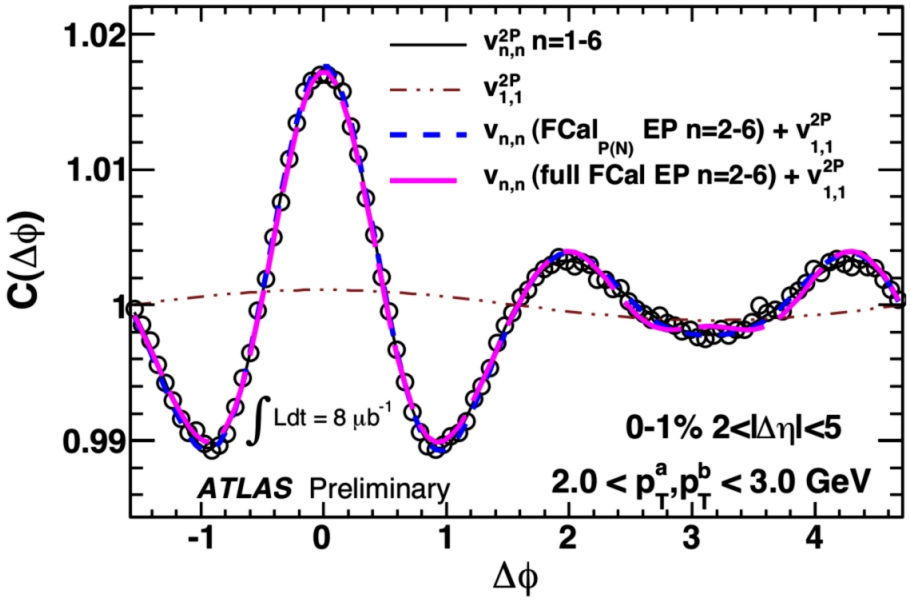
W 2011 (QM) pokazano, że **wyższe harmoniczne przepływu kolektywnego** (zgodnie z modelami hydro charakteryzują głównie event-by-event fluktuacje stanu/kształtu początkowego) **mogą wyjaśnić istnienie dwóch maksimów w dwucząstkowych korelacjach azymutalnych** widzianych oryginalnie przy top RHIC (efekt Mach Cone)

LHC – cały kształt dwucząstkowych korelacji azymutalnych jest tłumaczony jako złożenie (interferencja) komponentów flow (głównie v_2 i v_3)

ATLAS 2011



arXiv:1109.1654, 1110.3352
Zob. też końcowe rys. w PR C86, 014907 (2012)



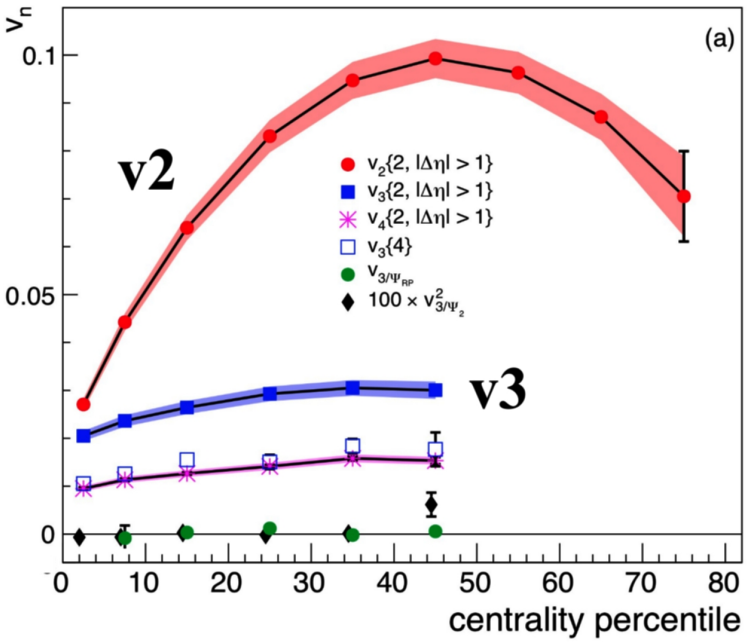
v_3 – v_6 – słabo (jeśli w ogóle) **zależne od centralności**
(→ mierzą głównie fluktuacje stanu początkowego)
v_2 – silna zależność od centralności
(→ gł. z powodu zmiennego z centralnością kształtu „migdałka”)

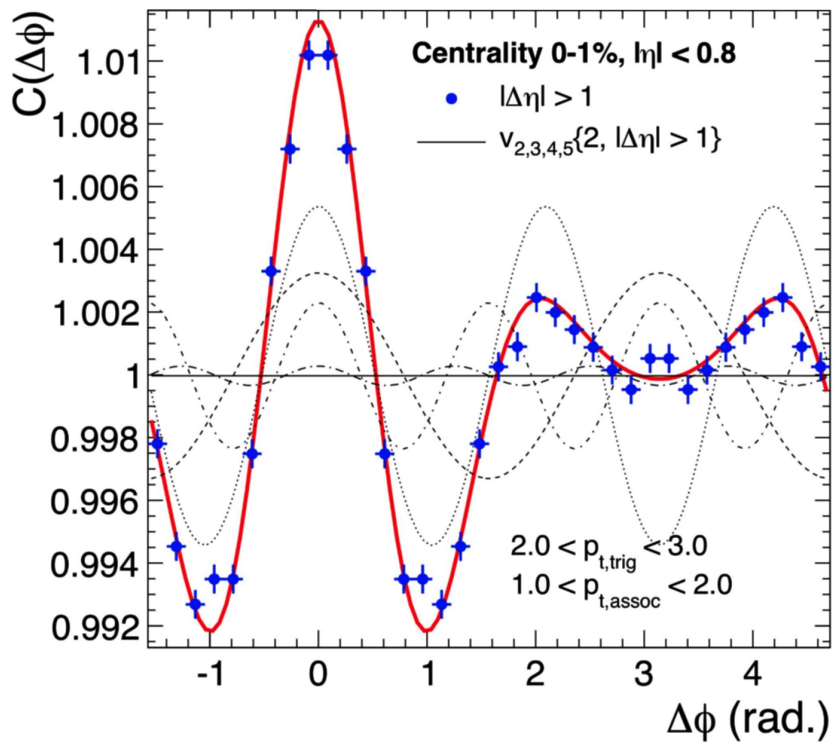
Kolektywna odpowiedź systemu na anizotropię geometryczną stanu początkowego?

higher harmonics of flow

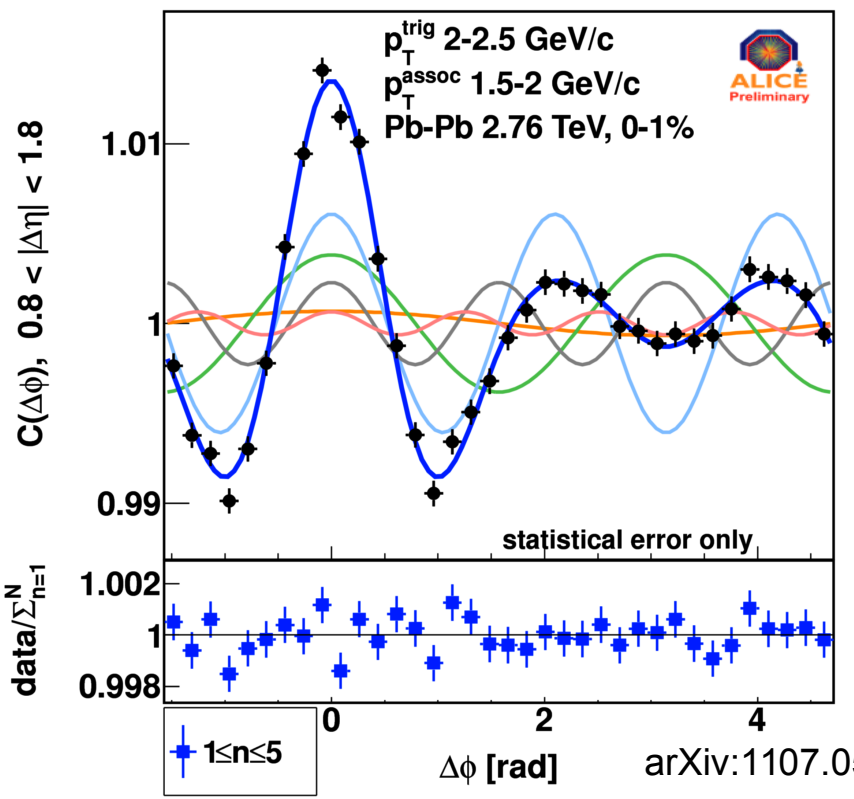
ALICE, PRL 107 (2011) 032301

ALICE 2011





Rys. górne również w pracy przeglądowej o flow R. Snellings arXiv:1408.2532



arXiv:1107.0556

No to jak?

1. „Zwykła” hydrodynamika (z fluktuacjami w stanie początkowym
2. Efekty przechodzenia jetu przez medium

A może:

3. Jet oddziałuje z medium wpływając na mierzone eksperymentalnie wartości v_n?

CMS 2012 (i 2013)

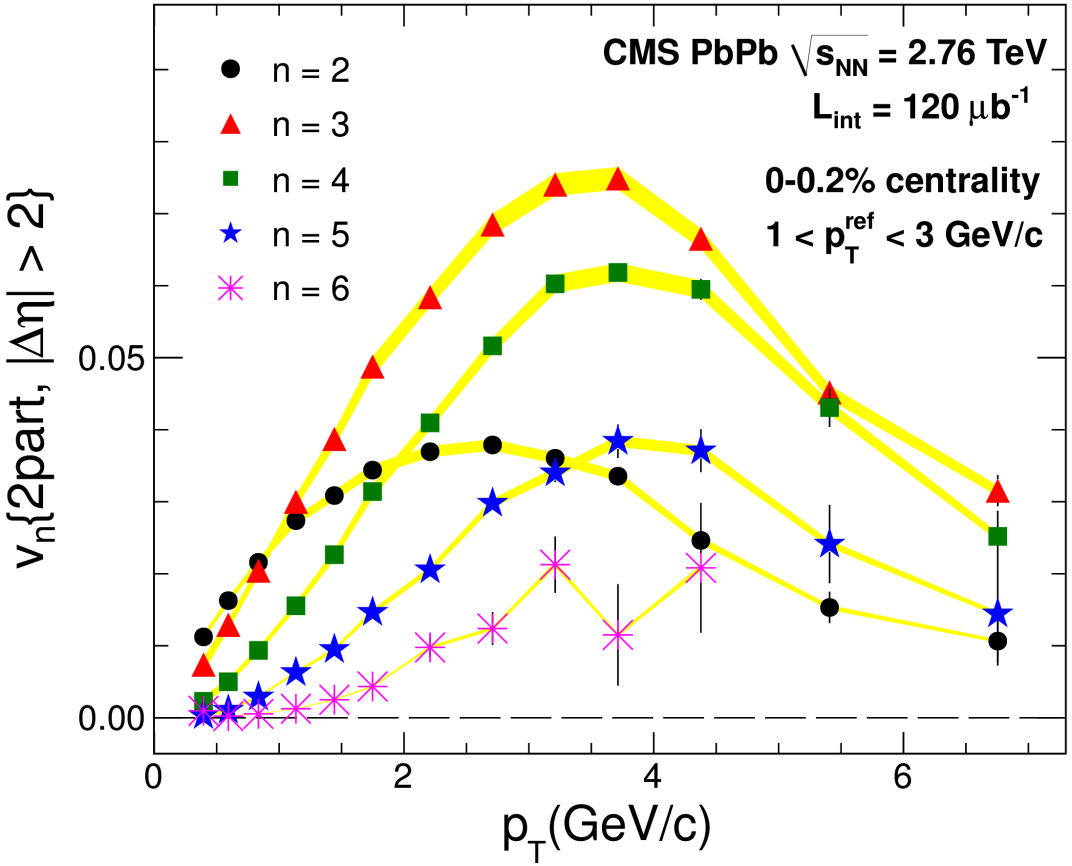
0–0.2% !!! najbardziej centralnych

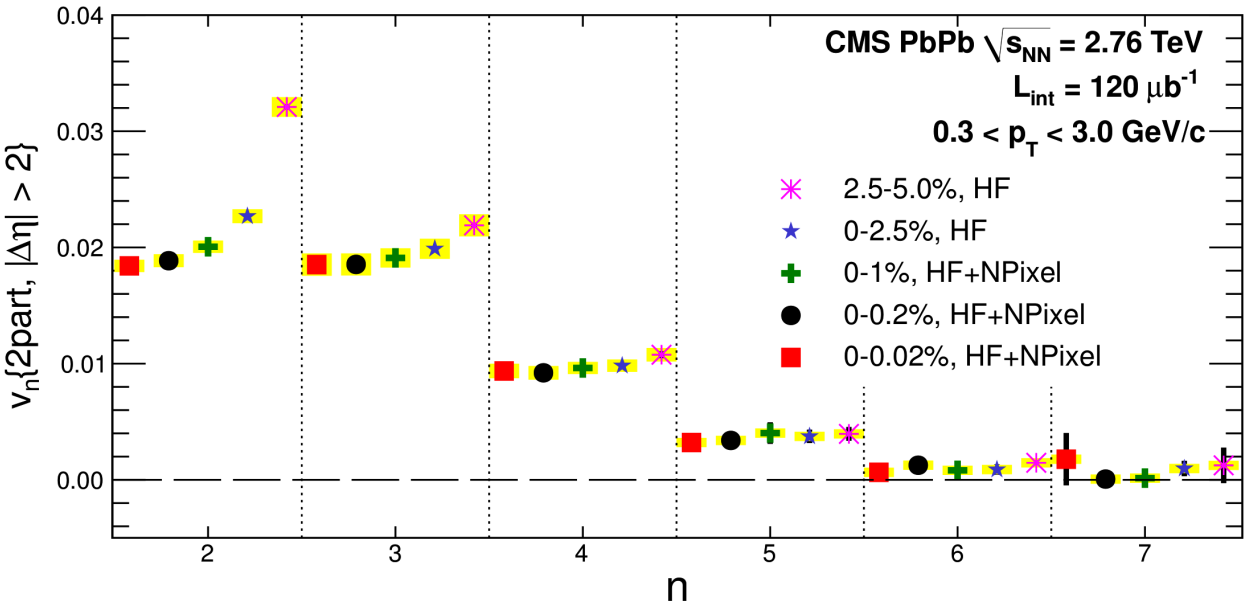
CMS, JHEP 1402 (2014) 088 [arXiv:1312.1845]

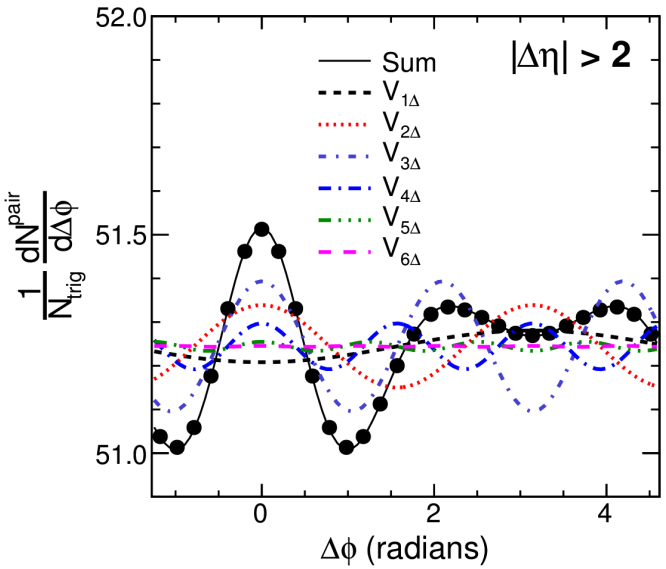
Obecnie panuje dość powszechna*) zgoda że **przepływ eliptyczny (v_2)**

oraz wyższe harmoniczne w bardzo centralnych zderzeniach są z powodu fluktuacji stanu początkowego

*) T. Trainor twierdzi że są one z powodu mini-jetów i jetów







Nowe trendy w analizie jetów w zderzeniach jądrowych (2009 ↑, używane również w LHC):

pełna rekonstrukcja jetów (*full jet reconstruction*)

- Wcześniejsze metody (R_{AA} dla dużych p_T , korelacje azymutalne dla dużych p_T) mierzyły tylko tzw. wiodące fragmenty jetu zamiast całego jetu – pośrednia analiza jetów

- W zderzeniach elementarnych (p+p, e^++e^-) w ciągu ostatnich 20–30 lat powstało wiele bezpośrednich metod tj. algorytmów rekonstrukcji **całego** jetu (pozwalają wyznaczyć kierunek jetu, jego całkowity pęd poprzeczny (suma składowych jetu), ustalić które cząstki należały do danego jetu a które nie, etc.). Przykładowe algorytmy np. w arXiv:0907.4536, arXiv:1106.2516; np. algorytm stożka zakłada że jet jest zlokalizowany w dość wąskim obszarze zmiennych (ϕ, η). Wybieramy cząstki wewnątrz małego promienia stożka R = sqrt($\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2$) = np. 0.3 – 0.5

- Niezależnie od algorytmów jety w zderzeniach elementarnych są zwyczajnie widoczne „gołym okiem” ;-)

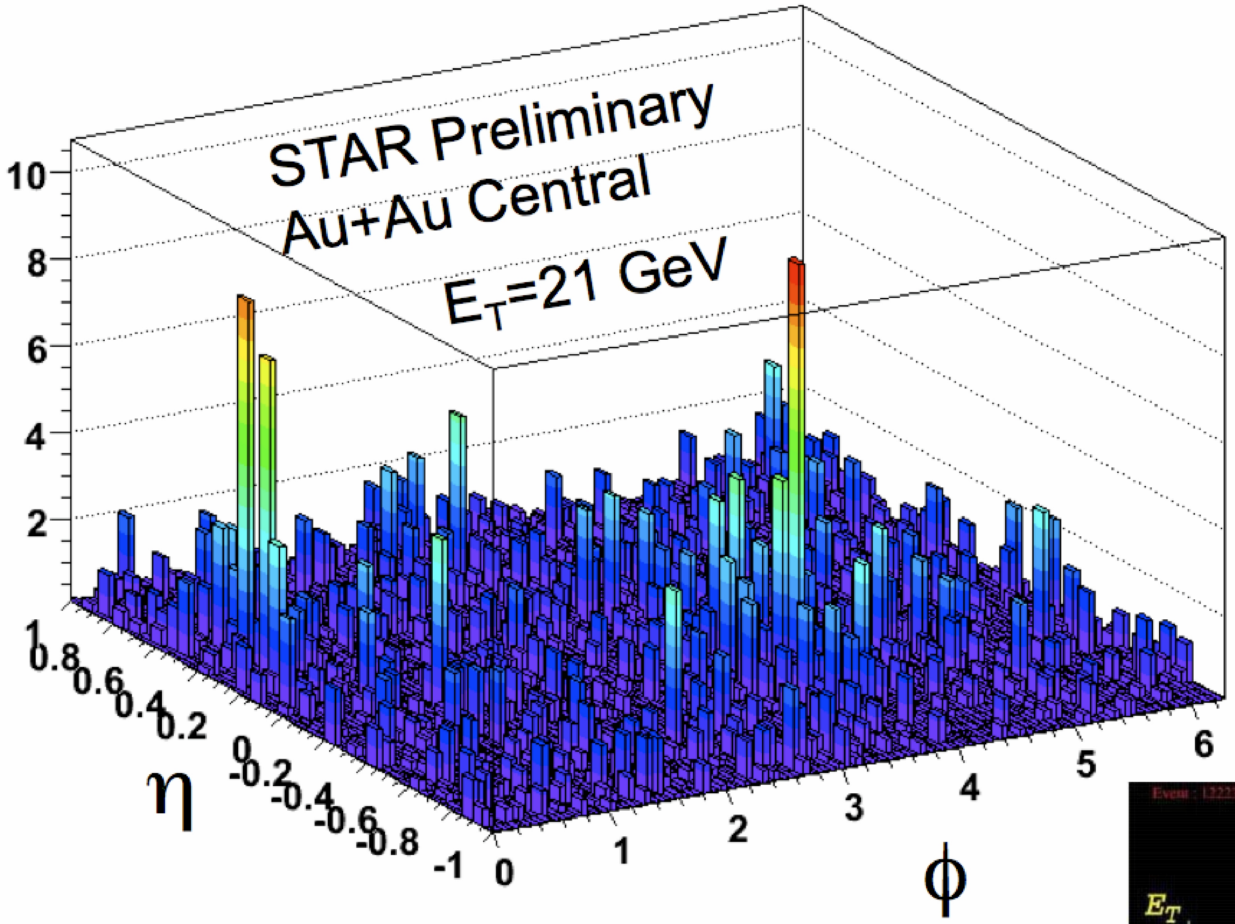
- Do roku ok. 2009 w zderzeniach A+A (eventy o dużej krotności) nie można było tego stosować; problemy ze statystyką, bardzo duże tło od miękkich procesów

- Na przełomie 2008/2009 rozwinięto nową generację algorytmów szukania całych jetów (można stosować do zderzeń A+A) oraz znacząco podniesiono statystykę danych w RHIC (run z 2007 roku, lepsza świetlność w RHIC). Pozwoliło to po raz pierwszy na rekonstrukcję całych jetów!

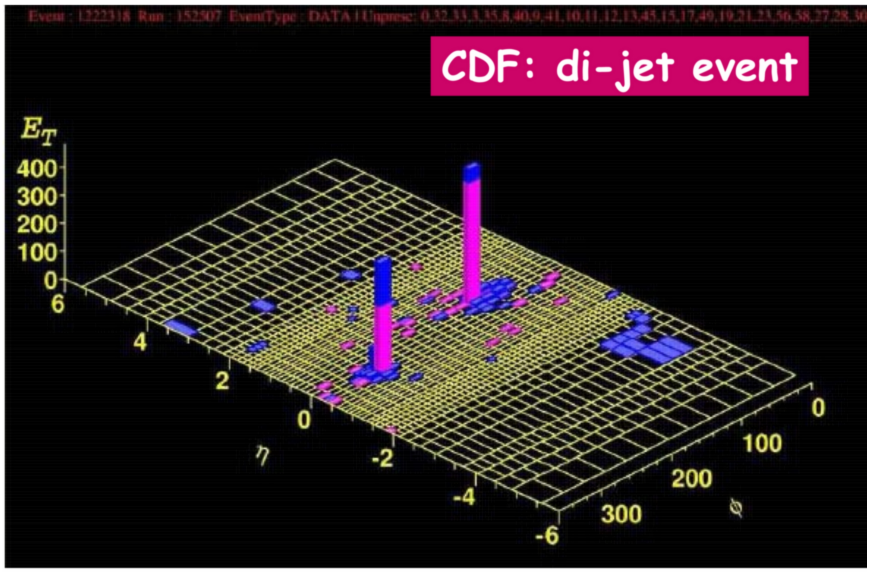
Szczegóły algorytmów (w RHIC i LHC) np. w arXiv:0902.2011, arXiv:0905.1917, arXiv:0907.4536, arXiv:0911.4754, arXiv:1005.0022, arXiv:1006.0952, arXiv:1111.1892, arXiv:1305.6400, arXiv:1705.01974.

W LHC pełną rekonstrukcję jetów stosuje się już nagminnie (pomaga wysoka energia zderzenia oraz hermetyczne detektory LHC)

Przykład eventu ze zrekonstruowanym dijetem dla centralnego zderzenia Au+Au (RHIC). Energia poprzeczna dijetu to 21 GeV (arXiv:0905.1917)

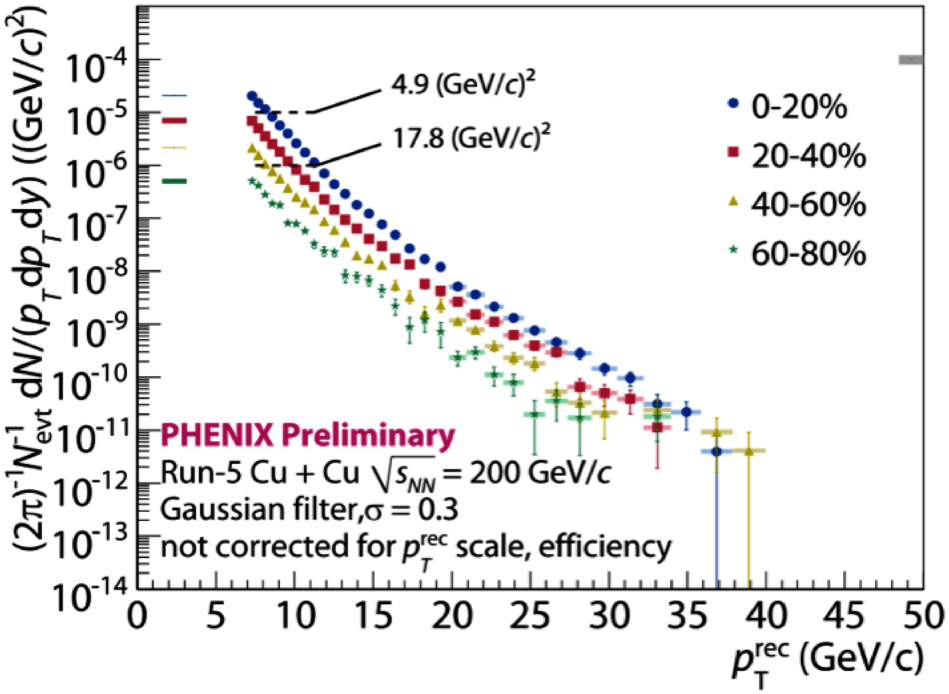


nie jest źle, chociaż w elementarnych (p + anty-p) w CDF (Tevatron, poniżej) wygląda to nieco lepiej...

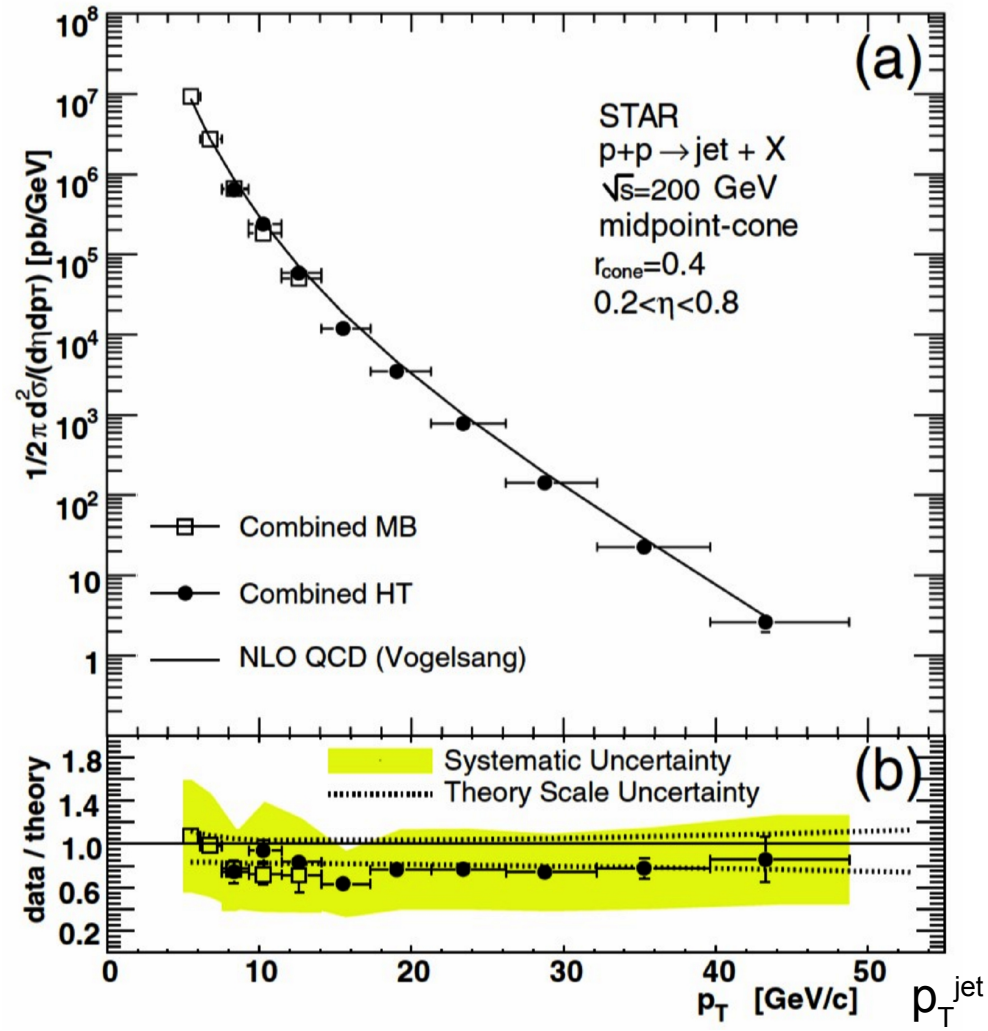


Cel rekonstrukcji jetu – odtworzyć początkową energię rozproszonego partonu poprzez pomiar produktów jego fragmentacji

Rozkłady pędu poprzecznego jetu przy RHIC (uwaga: całego jetu a nie jak dotychczas pojedynczych hadronów, dlatego wartości sięgają do 40–50 GeV; dla energii Tevatronu oraz LHC pędy poprzeczne jetu osiągają kilkaset GeV)



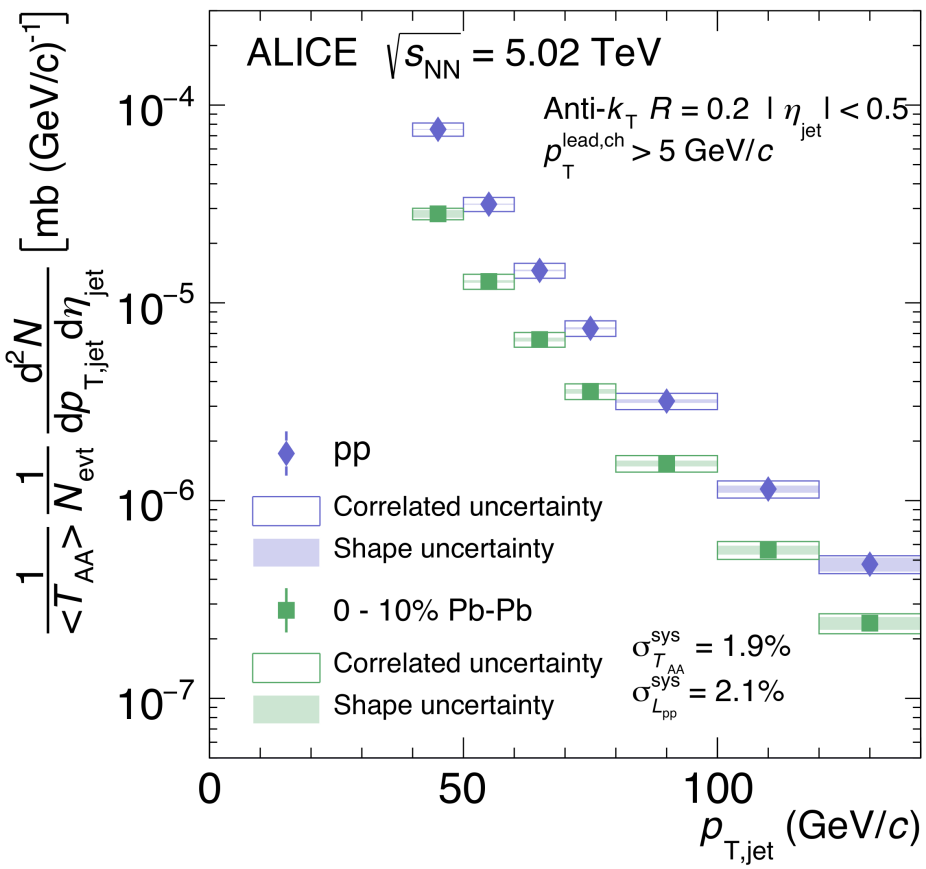
Rekonstrukcja jetów dla Cu+Cu (różne centralności); dane „surowe”
arXiv:0907.4536 (QM 2009)

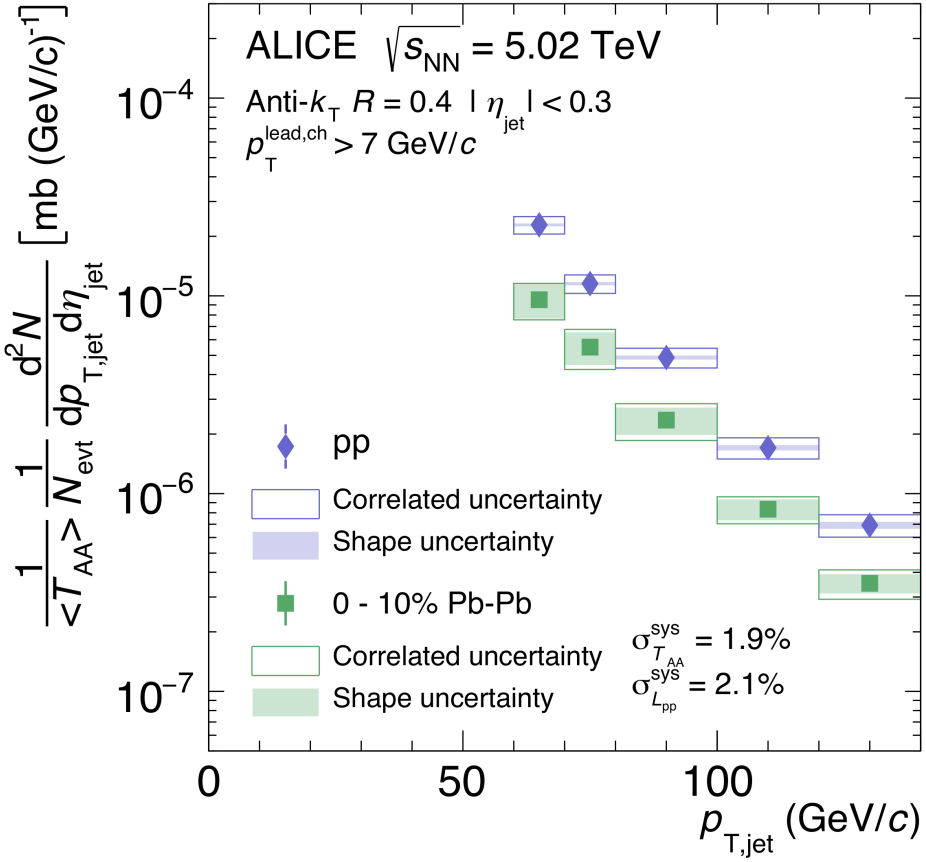


po prawej dla porównania: rekonstrukcja jetów w p+p (STAR)
arXiv:1006.0952

Rozkłady pędu poprzecznego jetu przy LHC (5.02 TeV)

ALICE, Phys. Rev. C101 (2020) 3, 034911 [arXiv:1909.09718]



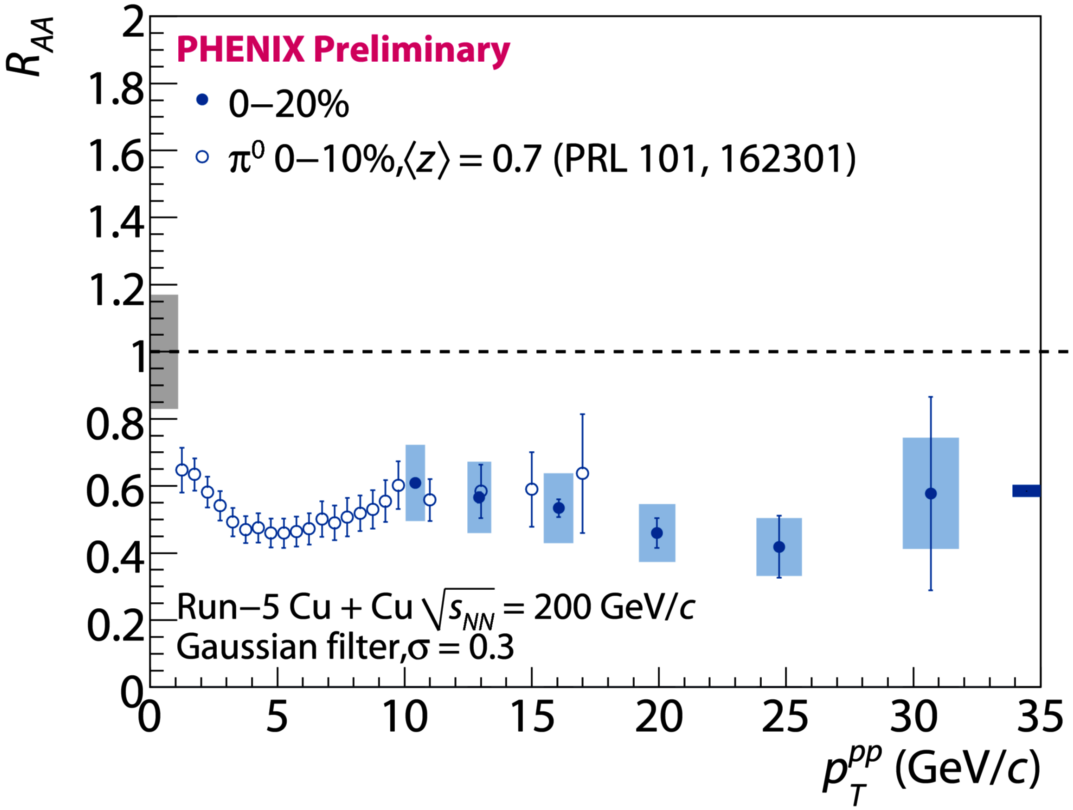


Mając zrekonstruowane jety można wyznaczać również:
Czynnik modyfikacji jądrowej dla całych jetów R_{AA}^{jet}

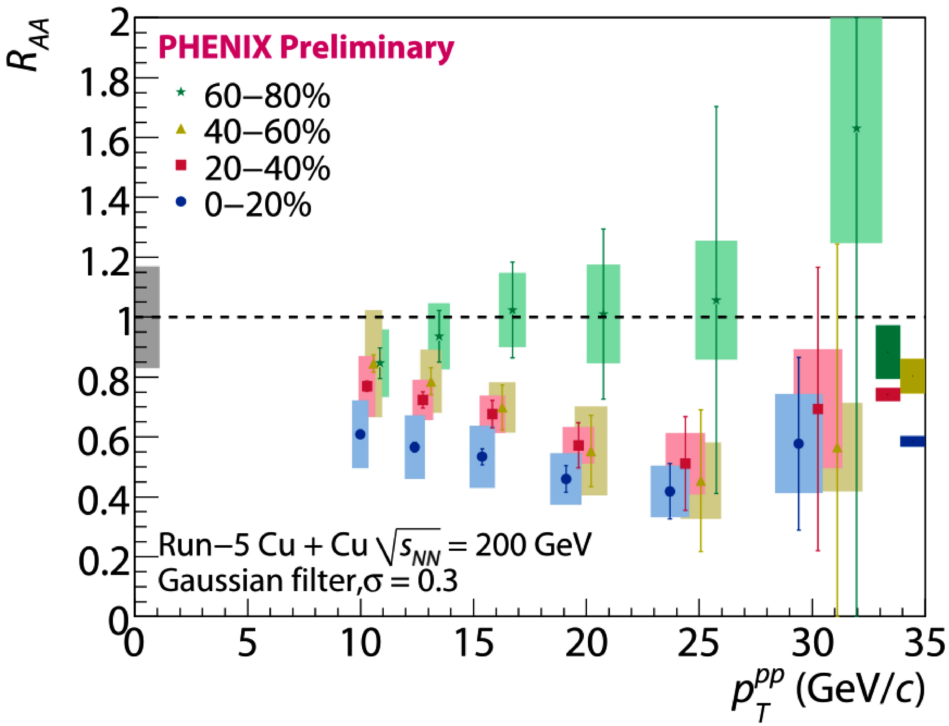
RHIC **Cu+Cu, 200 GeV**

Rys. lewy: R_{AA}^{jet} wychodzi mniejsze niż jeden; dla 0–20% centralnych Cu+Cu (PHENIX, top RHIC) na podobnym poziomie co czynnik modyfikacji dla samych pionów (dla 0–10%)

Rys. z arXiv:0911.4754



Rys. z arXiv:1005.0022, arXiv:1212.6722

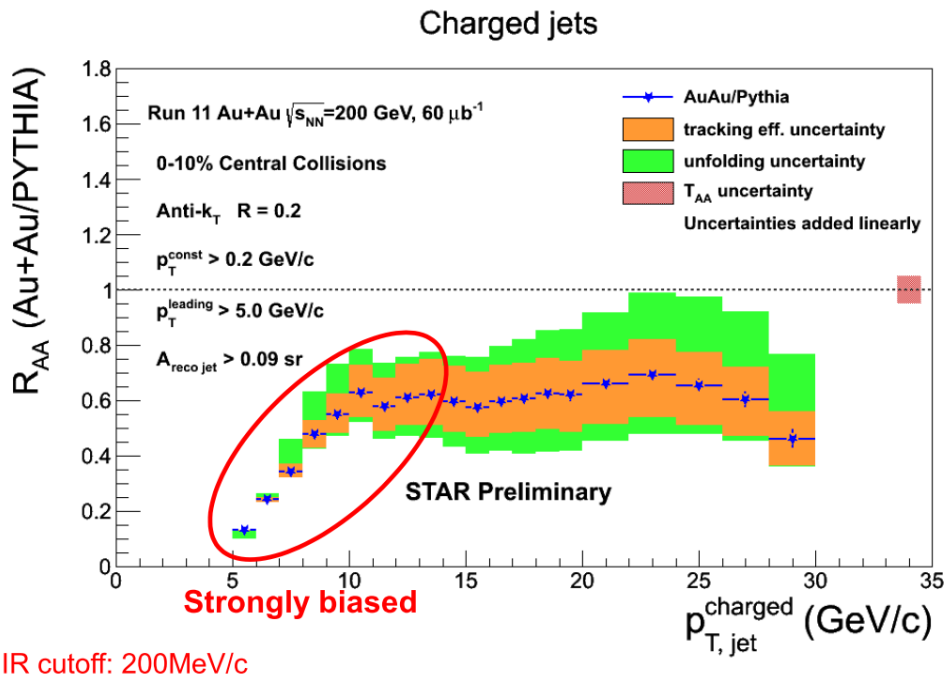


Wyjaśnienie: jeśli jety są tłumione (zmniejszona energia, poszerzenie jetu) to mogą przestać spełniać kryteria algorytmu szukania jetów ⇒ spadek R_{AA}^{jet} poniżej 1. Dodatkowe analizy (nie pokazane tutaj, zob. arXiv:1006.0952) potwierdzają że profil jetu w A+A jest poszerzony

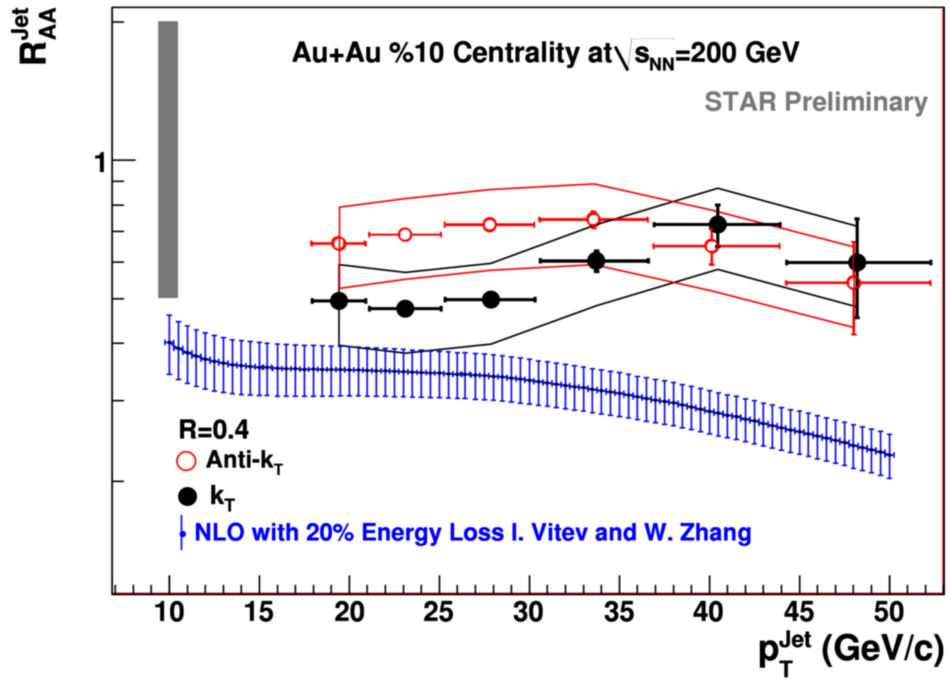
R_{AA}^{jet} jetów (charged-particle jets) w RHIC

Au+Au, 200 GeV

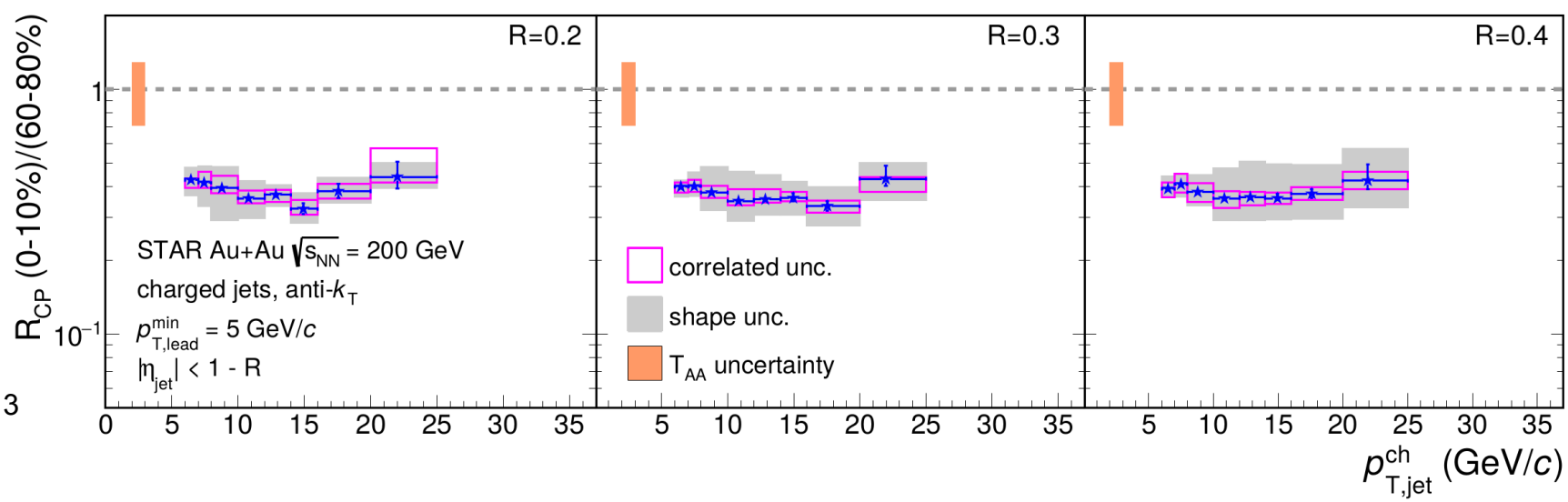
Rys. z Yen-Jie Lee, QM 2014 (summary talk)



IR cutoff: 200MeV/c



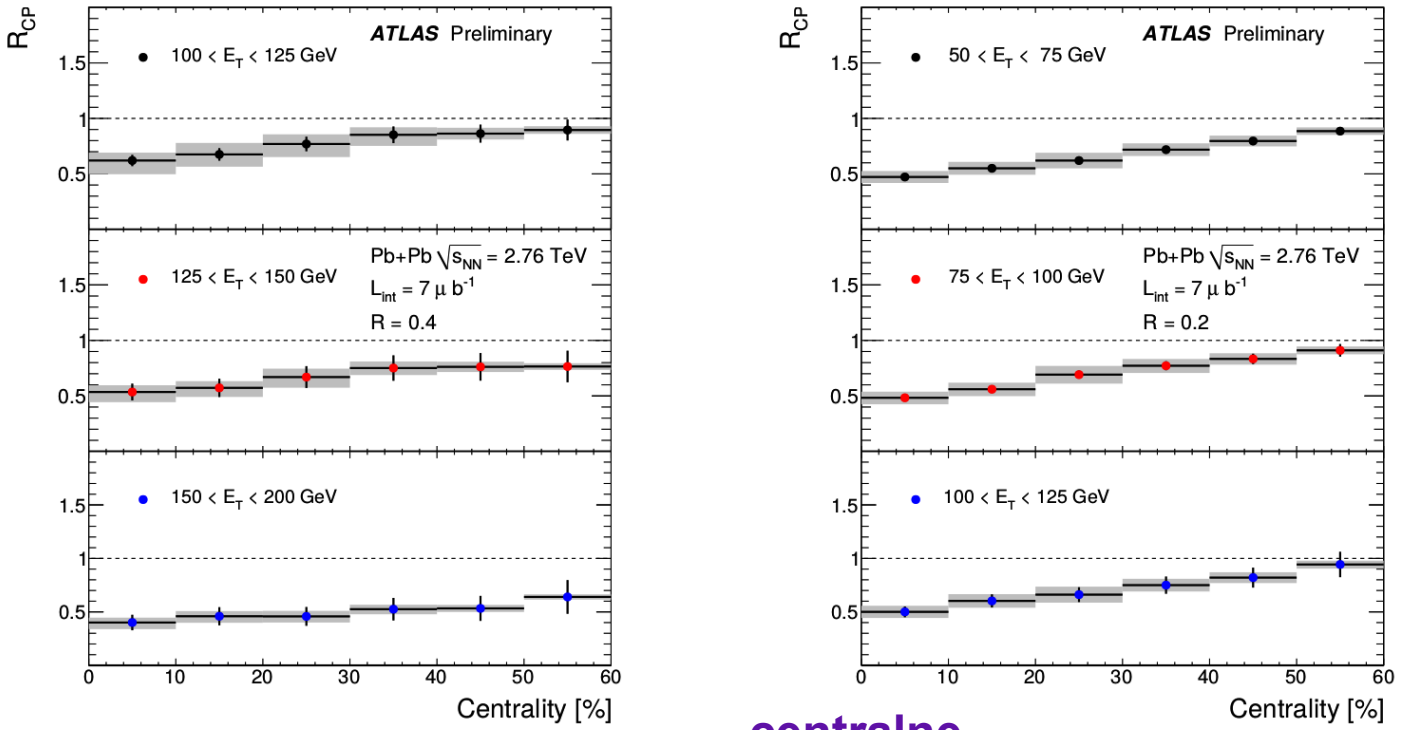
STAR (górny rys.): czerwone i czarne punkty to wyniki dla różnych algorytmów rekonstrukcji jetów; szara banda to niepewność systematyczna (duża). Rys. z arXiv:1005.0022



STAR, Phys. Rev. C 102 (2020) 5, 054913 [arXiv:2006.00582]

Czynnik modyfikacji jądrowej dla całych jetów R_{CP}^{jet} przy LHC (ATLAS, 2.76 TeV)

- W centralnych zderzeniach jety są tłumione o czynnik około 2 w porównaniu z peryferycznymi
- Brak znaczącej zależności tłumienia od energii jetu



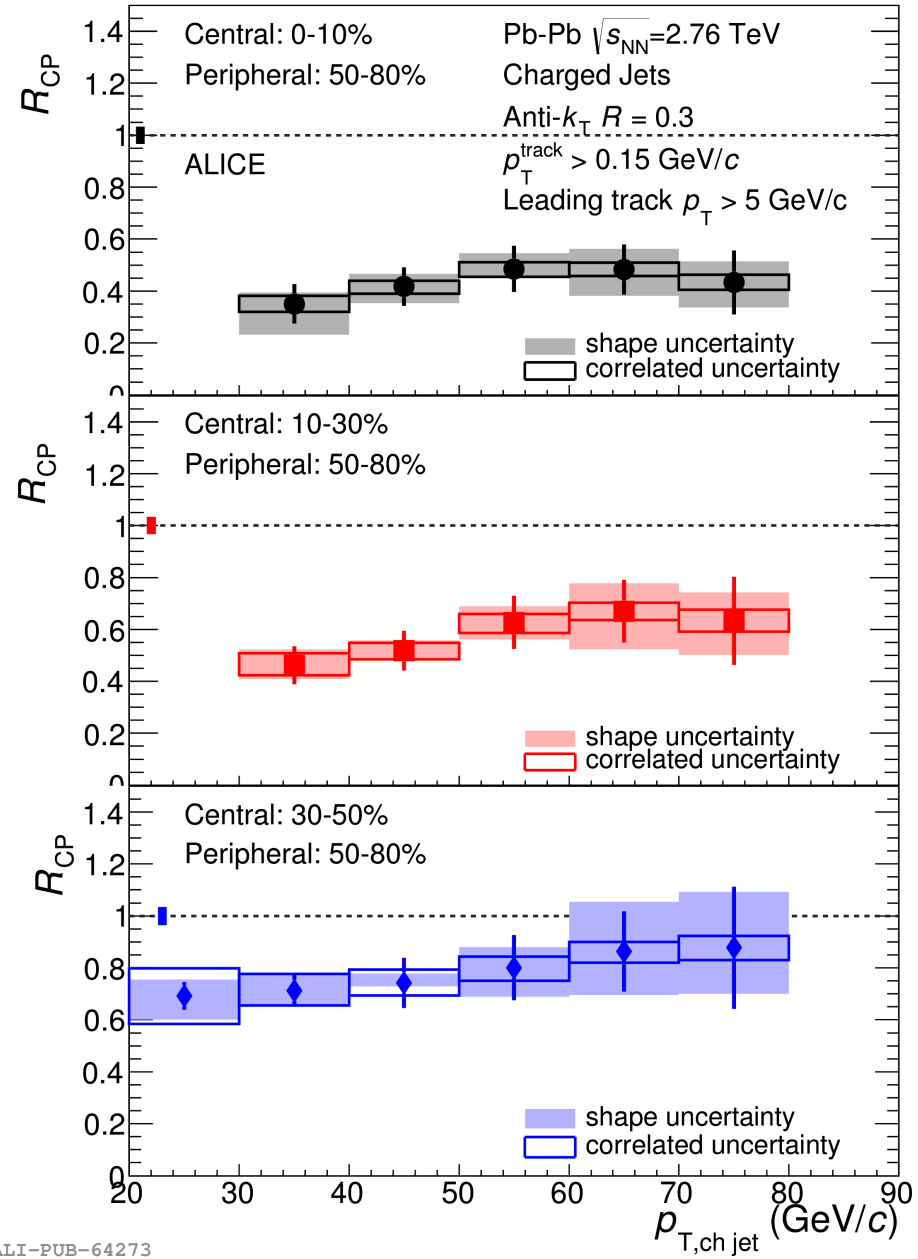
P. Steinberg (for ATLAS)
arXiv:1107.2182

centralne **peryferyczne**

Figure 7. R_{CP} for R=0.4 (left) and R=0.2 (right) jets, as a function of centrality, with 60-80% used as the peripheral sample. In this convention, the most central events are on the left and the most peripheral are on the right.

Jety są tu rekonstruowane używając algorytmu anty-k_T z rozmiarem jetu R=0.2 lub R=0.4, w oparciu o „wieże” w kalorymetrze wycałkowane po obszarze $\Delta\eta x \Delta\phi$ = 0.1x0.1

Czynnik modyfikacji jądrowej dla charged-particle jetów R_{CP}^{jet} przy LHC (ALICE, 2.76 TeV)



centralne

Uwaga: niektóre eksperymenty/publikacje pokazują „*charged jets*” (przy użyciu cząstek naładowanych) a inne całe jety (z komponentem neutralnym)

W najbardziej centralnych zderzeniach (0–10%) jety są tłumione bardziej niż w średnio-centralnych (30–50%)

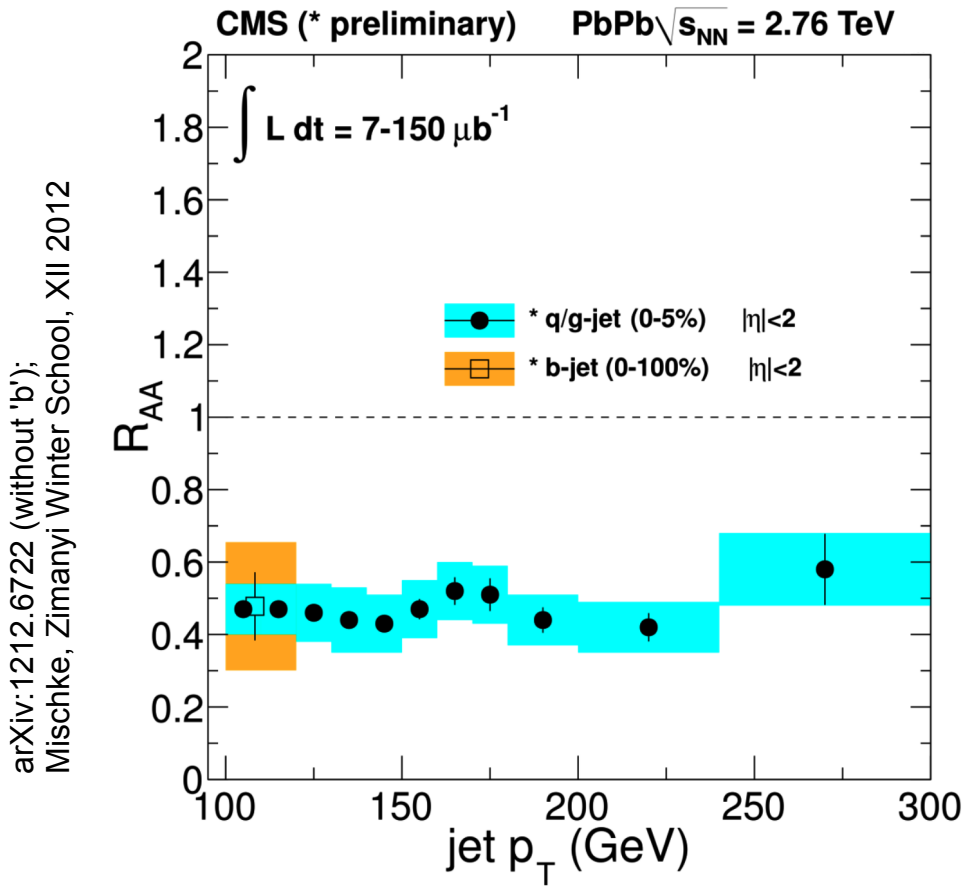
peryferyczne

arXiv:1601.04462 (przeglądowa)

Full jet reconstruction; R_{AA}^{jet} całych jetów

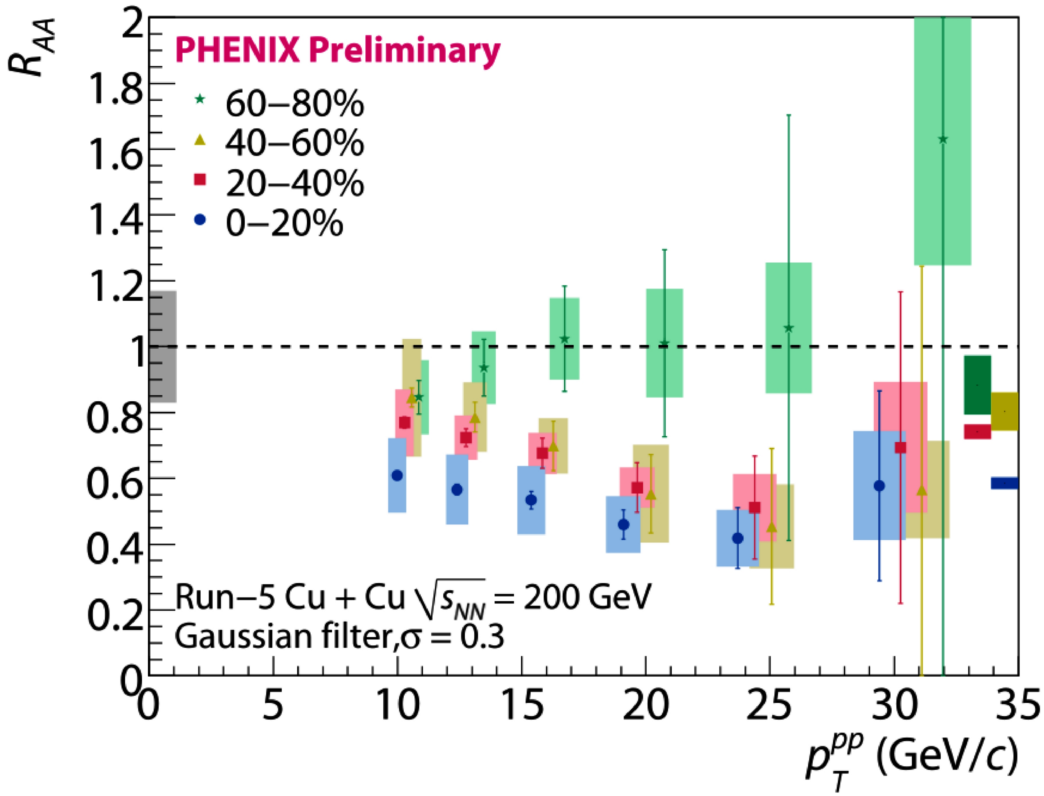
A+A

LHC (2.76 TeV) **RHIC (200 GeV)**



arXiv:1212.6722 (without 'b');
Mischke, Zimanyi Winter School, XII 2012

Tserruya, arXiv:1212.6722

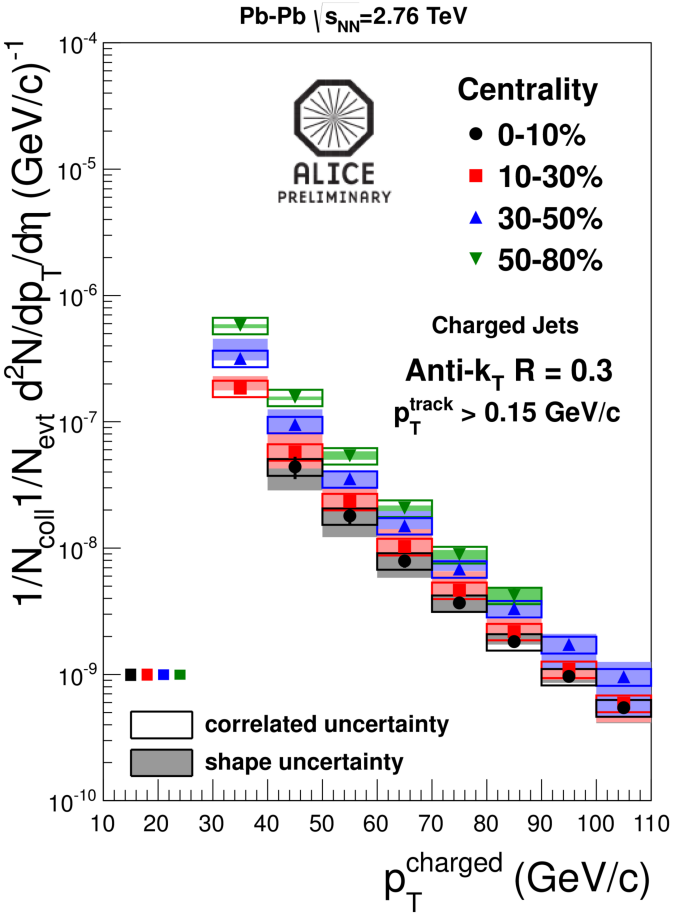


- **Tłumienie jetów na podobnym poziomie dla RHIC** (→ patrz centralne Cu+Cu) **i dla LHC. Tłumienie jetów o czynnik około 2 (bo R_{AA}^{jet} około 0.5)**

- Przypomnienie: tłumienie cząstek o wysokim p_T (R_{AA} dla cząstek a nie całych jetów) było o czynnik około 5 dla top RHIC (R_{AA} dla dużych p_T było rzędu 0.2) a dla LHC o czynnik ok. 7 w minimum R_{AA} i o czynnik ok. 2 już po wzroście R_{AA} (dla p_T cząstek rzędu 100 GeV/c, patrz wyniki CMS)

A+A

Tłumienie jetów (R_{CP}^{jet})



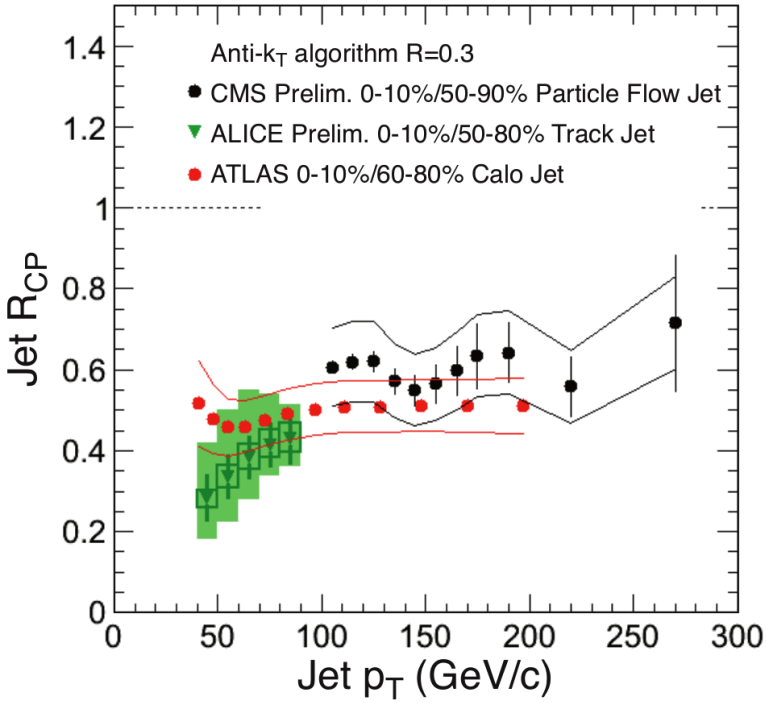
wyżej: rozkład p_T *charged-particle jetu* w ALICE

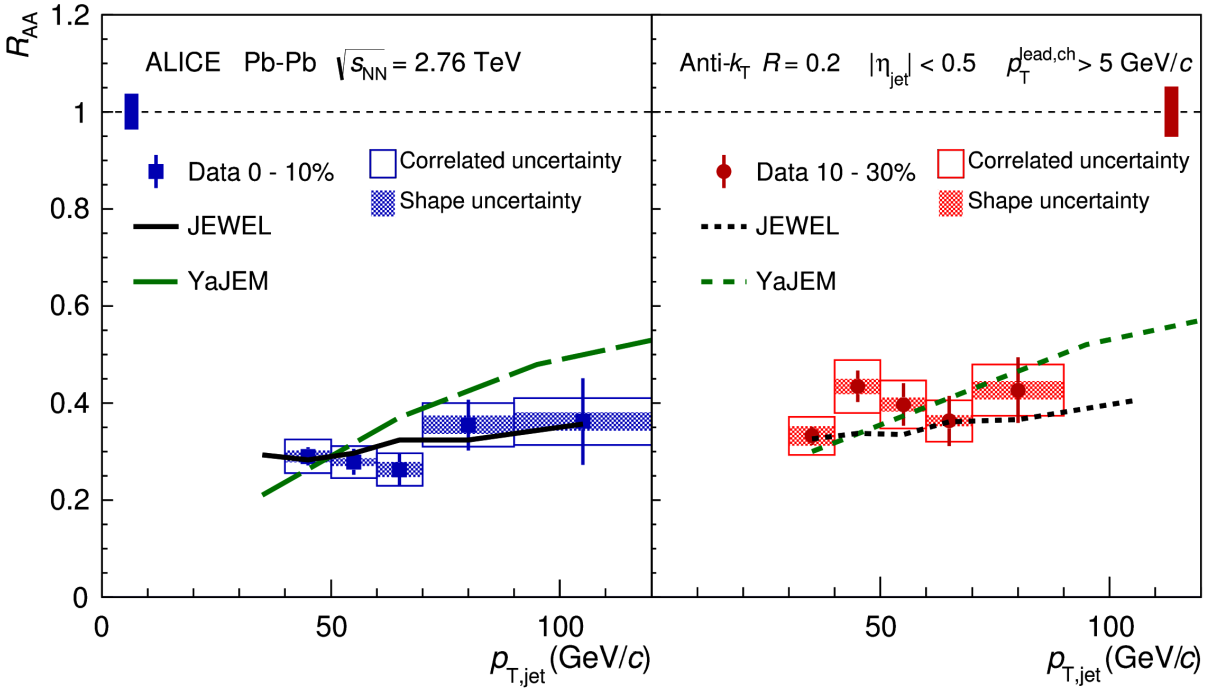
arXiv:1210.6206

LHC

2.76 TeV

arXiv:1305.6400, 1210.8271

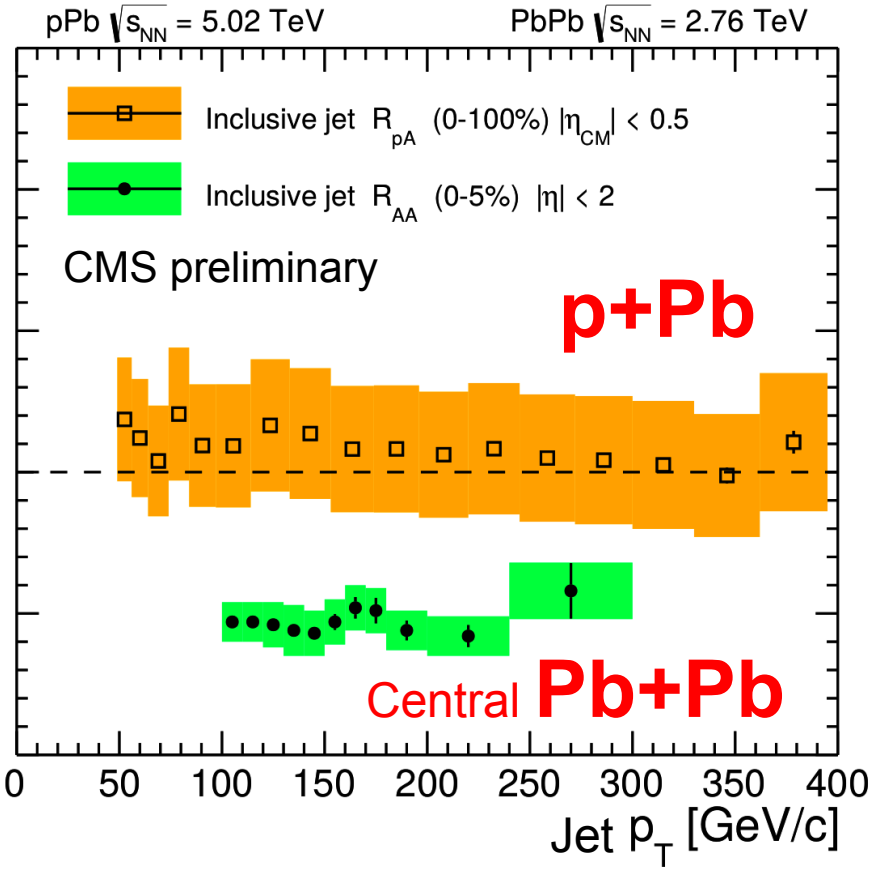


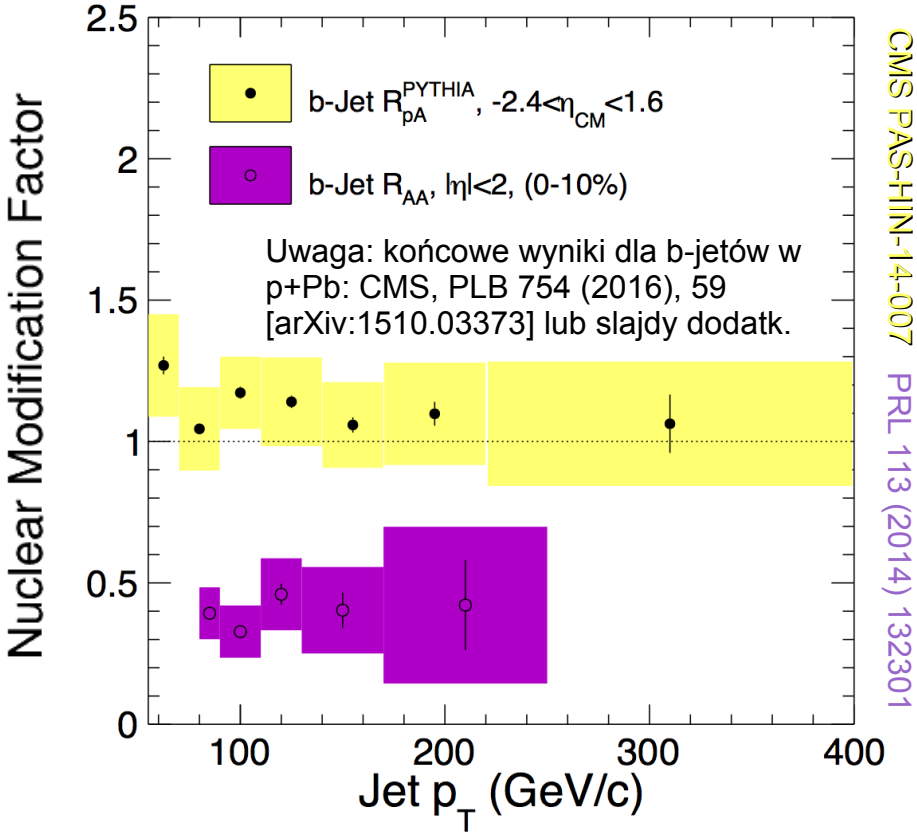


PLB 746, 1 (2015) [arXiv:1502.01689]

Tłumienie (całych) „inkluzywnych” jetów oraz b-jetów w LHC (2.76 TeV)

Uwaga: końcowe wyniki dla jetów w p+Pb (są drobne różnice) w CMS, arXiv:1601.02001 lub slajdy dodatkowe





CMS PAS-HIN-14-007 PRL 113 (2014) 132301

(Jet = anti-kT with R = 0.3)

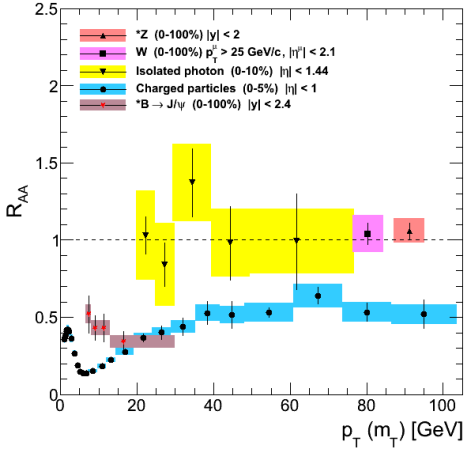
R. G. de Cassagnac (for CMS) QM2014;

zob. też M. B. Tonjes (for CMS) arXiv:1409.0429

W Pb+Pb jety pochodzące z kwarka 'b' wydają się być tłumione podobnie jak „inkluzywne” jety (R_{AA}^{jet} około 0.5)

Czyli dla tak dużych pędów (jety o 100–300 GeV/c) efekt różnicy mas 'b' (rzędu 4.2 GeV/c^2) i lekkich (kilka MeV/c^2) staje się zaniedbywalny

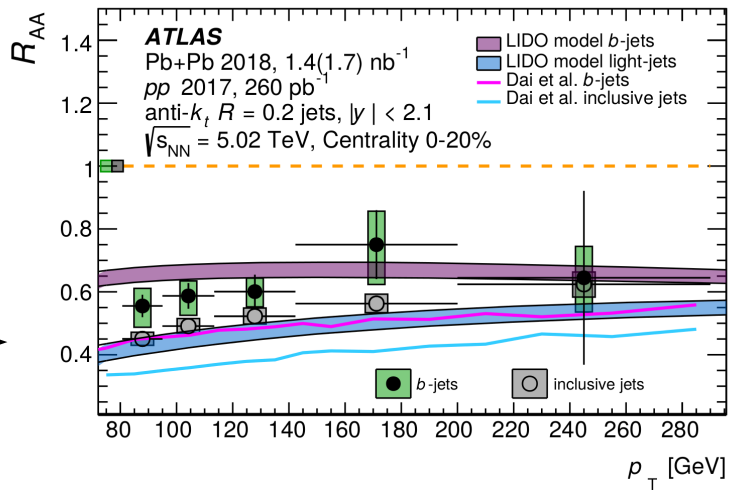
Przypomnienie: dla niższych p_T tłumienie b-hadronów (R_{AA} cząstek) było mniejsze niż dla naładowanych cząstek (zgodne z przew. QCD)

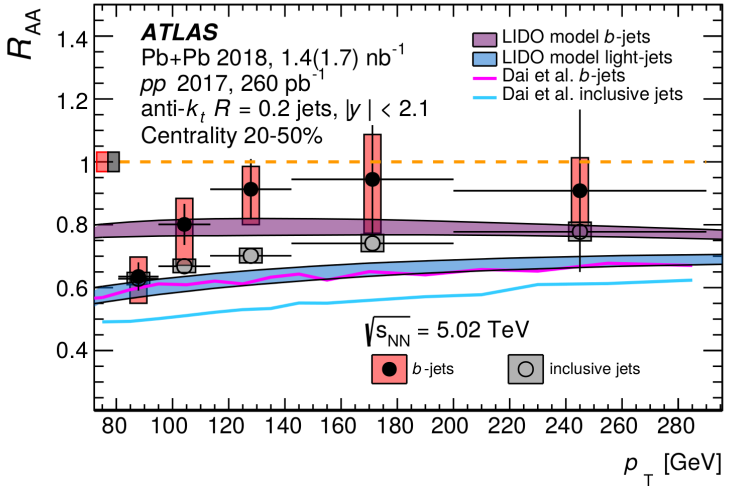


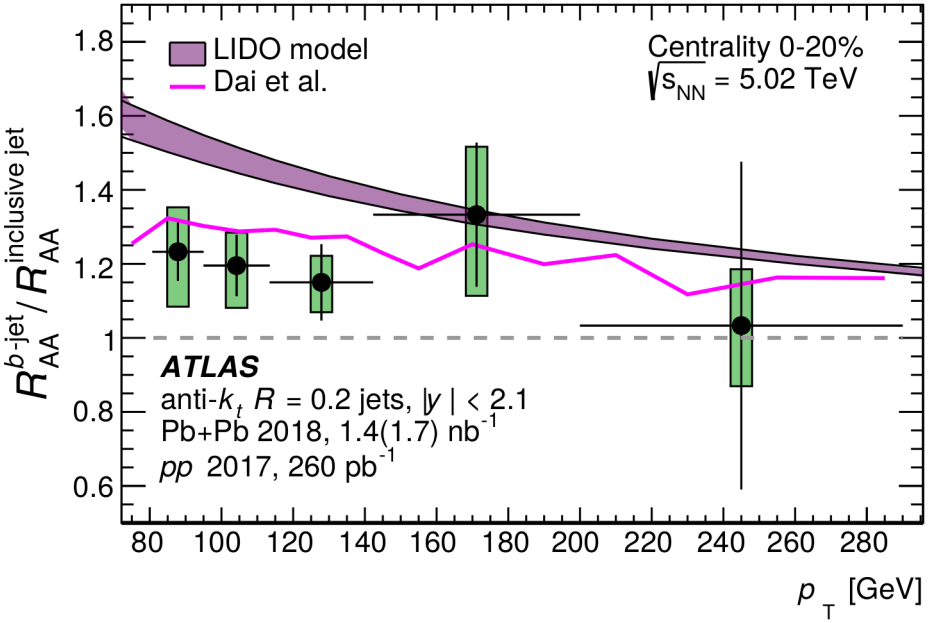
Tłumienie (całych) „inkluzywnych” jetów oraz b-jetów w LHC (5.02 TeV)

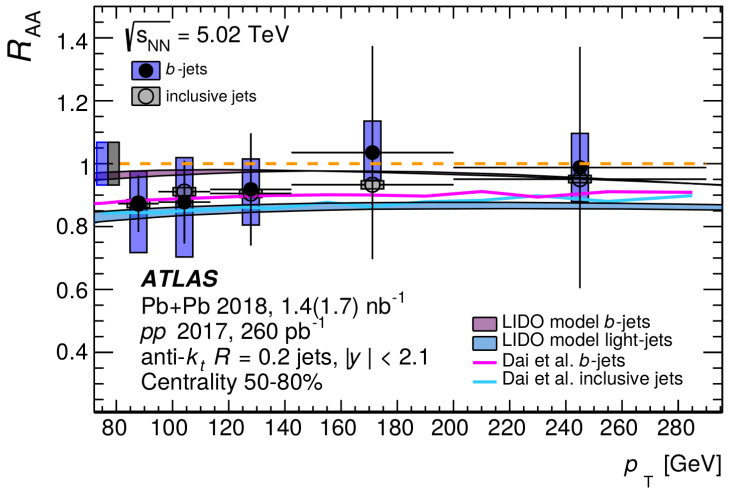
Uwaga: późniejsze wyniki LHC (ATLAS) dla Pb+Pb przy 5.02 TeV wydają się pokazywać, że R_{AA}^{jet} b-jetów jest jednak większe (mniejsze tłumienie) niż R_{AA}^{jet} „inkluzywnych” jetów. Niepewności nadal są duże

ATLAS, EPJC 83 (2023) 5, 438 [arXiv:2204.13530]





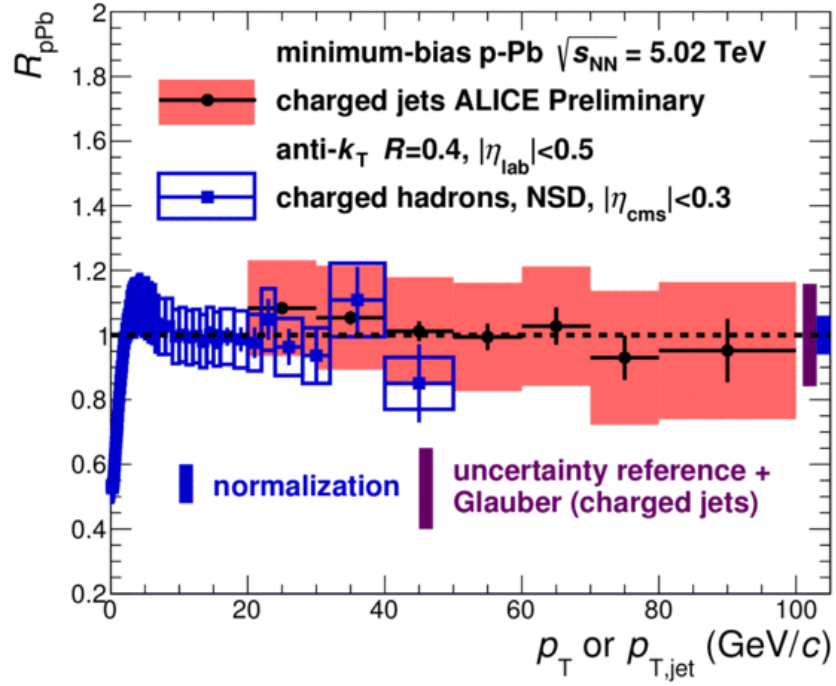




Tłumienie hadronów i jetów w LHC

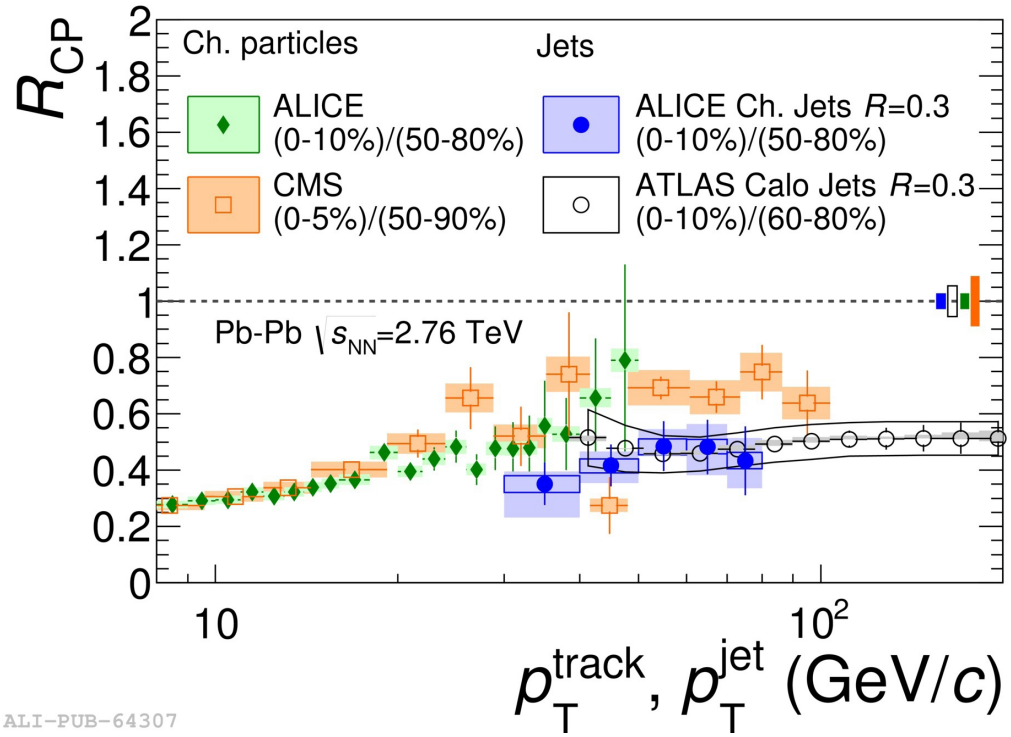
ALICE, arXiv:1405.2737;
Grosse-Oetringhaus
(for ALICE), QM 2014

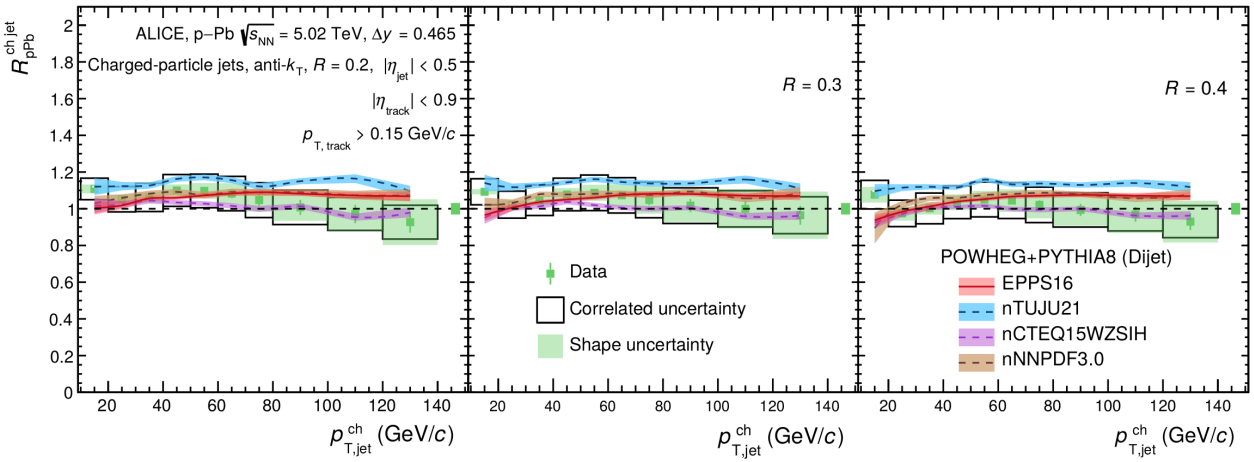
p+Pb



Pb+Pb

JHEP 1403, 013 (2014)





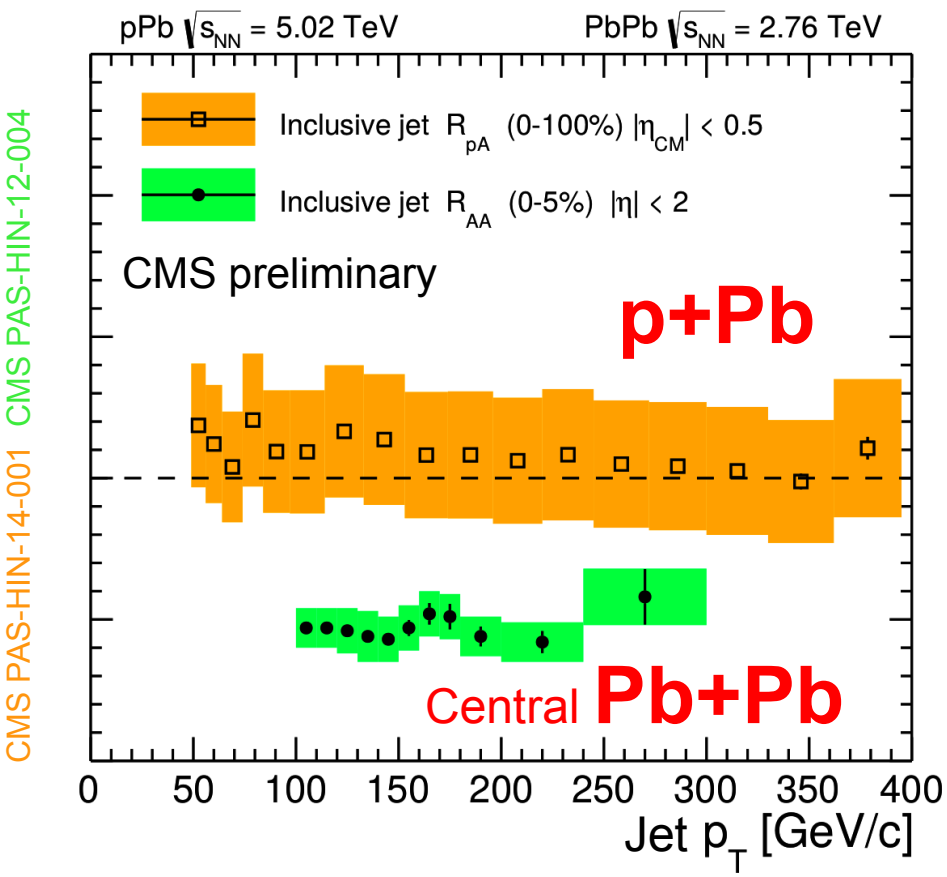
ALICE, JHEP 05 (2024) 041 [arXiv:2307.10860]

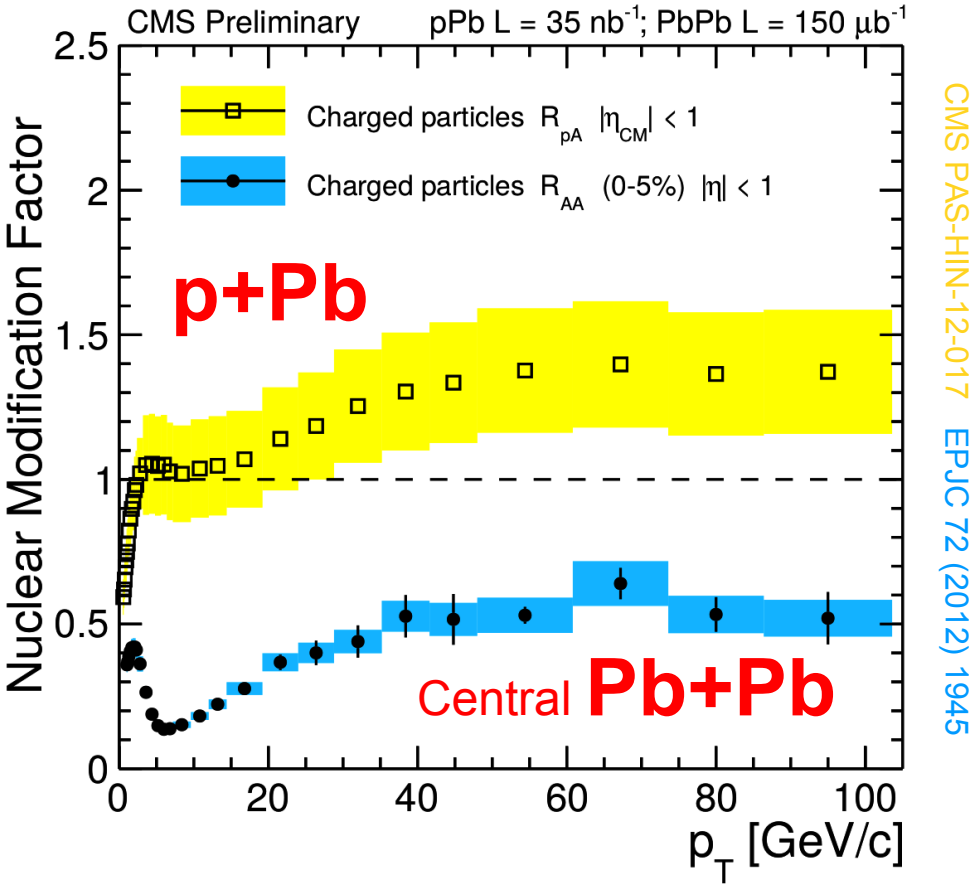
- Brak tłumienia w p+Pb
- Silne tłumienie w Pb+Pb

Tłumienie jetów w zderzeniach ciężkich jonów nie jest efektem stanu początkowego

Zob. też wyniki dla zależności od centralności w p+Pb (brak zależności od centralności): ALICE, arXiv:1603.03402

Tłumienie całych jetów (lewy) i hadronów (prawy) w LHC

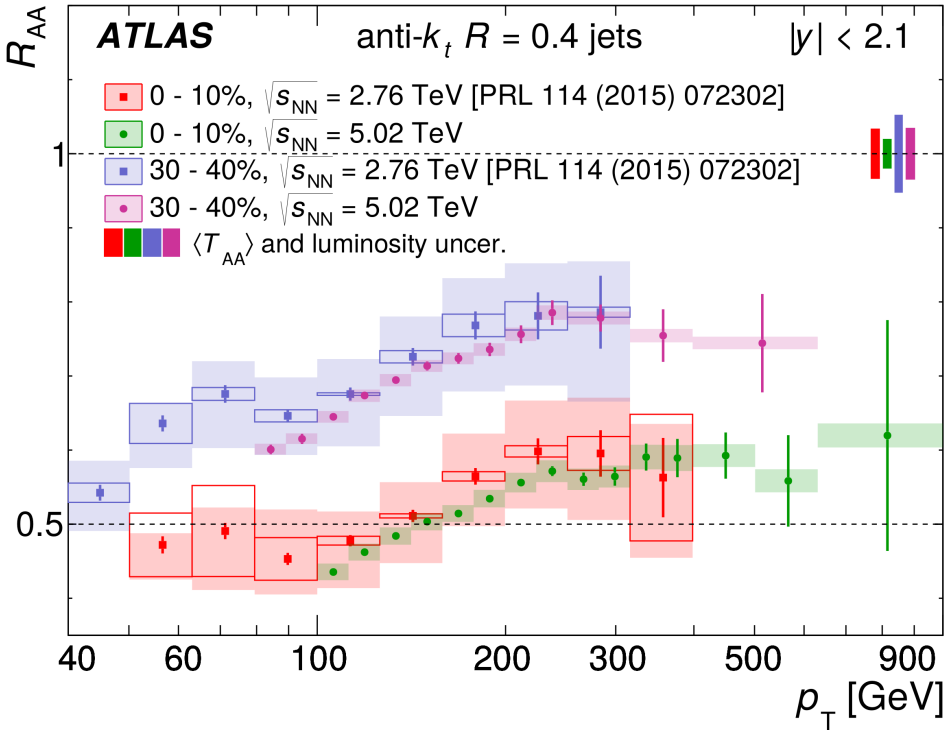




- **Brak tłumienia w p+Pb zarówno jetów jak i hadronów** (uwaga: ALICE pokazuje saturację R_{pPb} (cząstek naład.) na jedynce, a CMS lekki wzrost → zob. żółte punkty na rys. prawym)
- **Silne tłumienie zarówno jetów jak i hadronów w Pb+Pb; dla dużych p_T brak(?) silnej zal. od zapachu** (R_{AA}^{jet} rzędu 0.5 dla b-jetów i „inkluzywnych" jetów → zob. 3 i 2 str. wcześniej)

Tłumienie jetów w zderzeniach ciężkich jonów nie jest efektem stanu początkowego

R. G. de Cassagnac (for CMS) QM 2014; zob. też M. B. Tonjes (for CMS), arXiv:1409.0429



Tłumienie całych jetów (lewy) oraz hadronów i jetów (dolny) w LHC

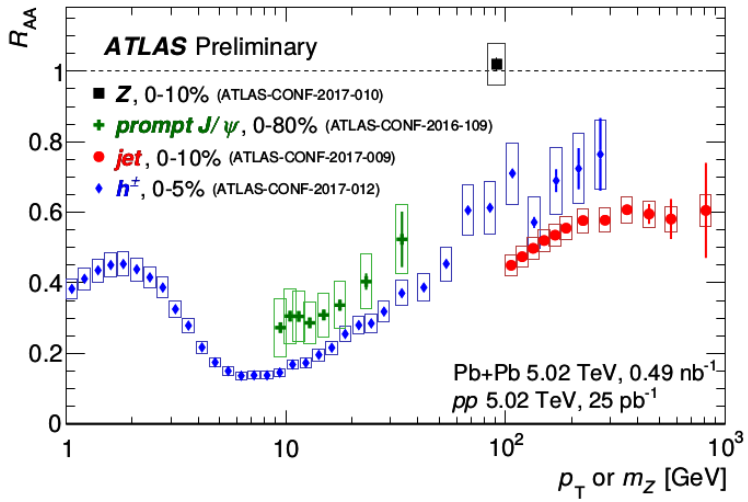
← średnio centralne (2.76 TeV, 5.02 TeV)

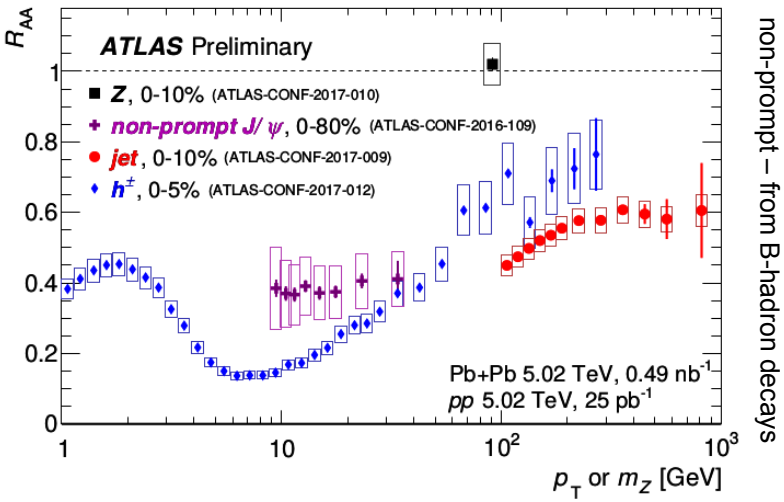
← centralne (2.76 TeV, 5.02 TeV)

ATLAS, Phys. Lett. B790 (2019) [arXiv:1805.05635]

Pb+Pb wyniki LHC:

przejście w energii 2.76 TeV → 5.02 TeV nie zmienia znacząco R_{AA} jetów





arXiv:1705.09839 (przeglądowa) oraz J. Kremer (for ATLAS) EPS-HEP 2017

Tłumienie jetów w LHC (2.76 TeV oraz 5.02 TeV)

Rys. z ALICE, Phys. Rev. C101 (2020) 3, 034911 [arXiv:1909.09718]; zob. też wyniki ALICE dla 5.02 TeV z wykorzystaniem MLT (machine learning techniques) → ALICE, PLB 849 (2024) 138412 [arXiv:2303.00592]

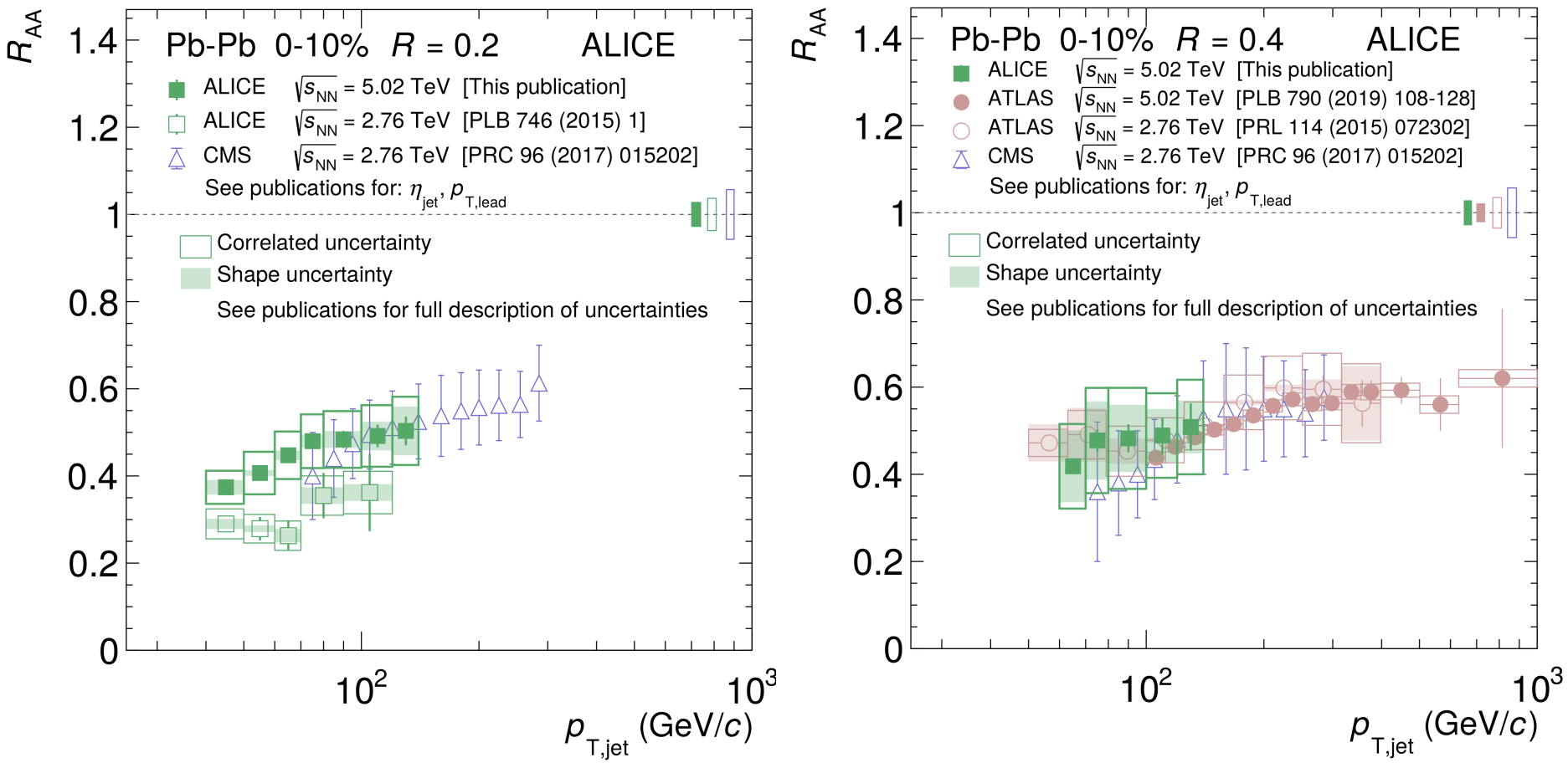
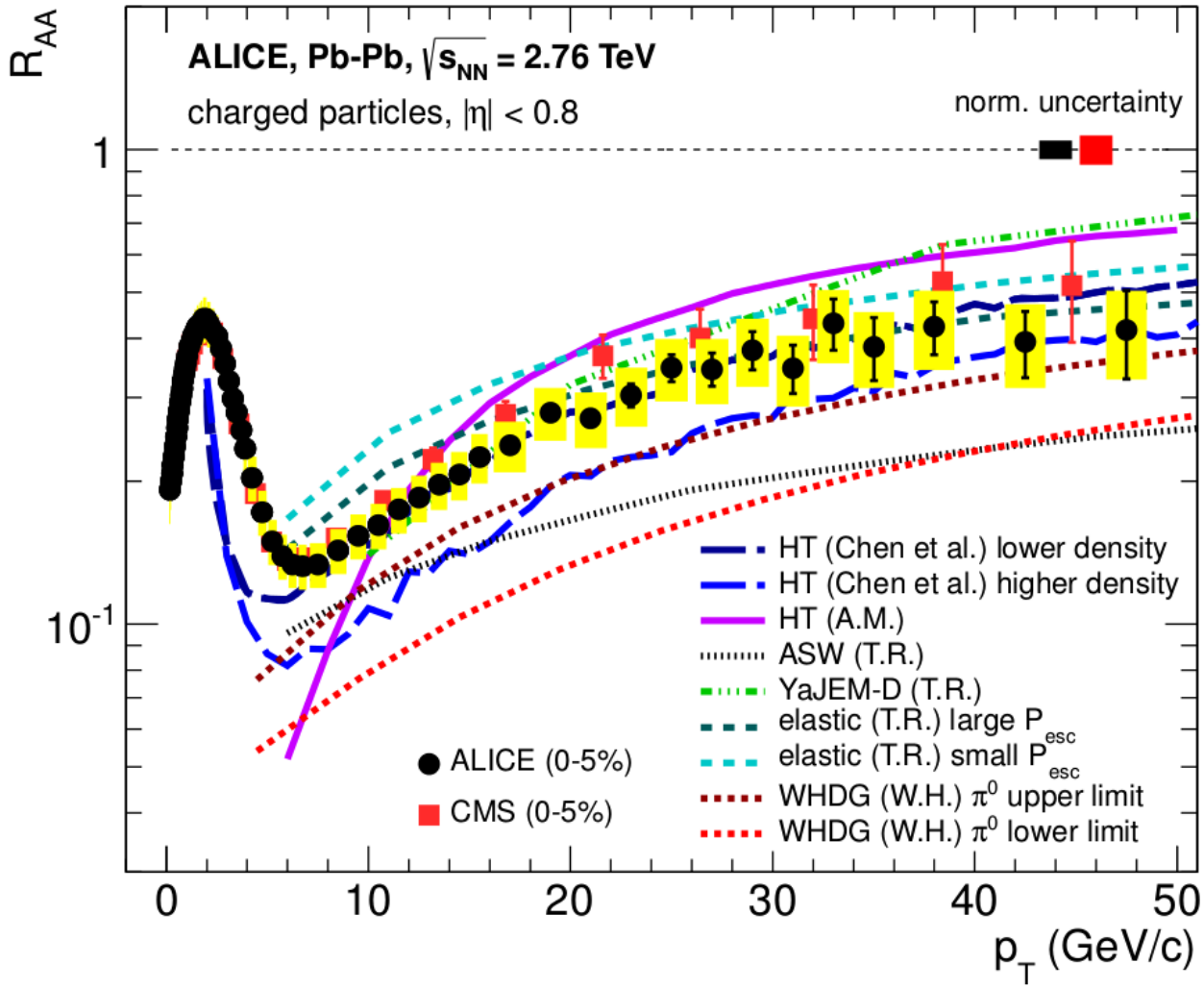


Fig. 8: Jet R_{AA} in 0-10% central Pb–Pb collisions for $R = 0.2$ (left) and $R = 0.4$ (right) for all currently published experimental results. Closed markers denote $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, and open markers denote $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

Wyniki CMS dla całych jetów w Pb+Pb przy 5.02 TeV → zob. CMS, JHEP 05 (2021) 284 [arXiv:2102.13080]

Slajdy dodatkowe
(dla zainteresowanych)



Porównanie R_{AA} w LHC z różnymi modelami opartymi o radiacyjne straty energii w QGP

arXiv:1304.1452;
arXiv:1407.5003

Spectra and R_{AA} at RHIC to LHC

RHIC: 200 GeV
LHC: 2.76 TeV
per nucleon pair

Energy ~14 x higher

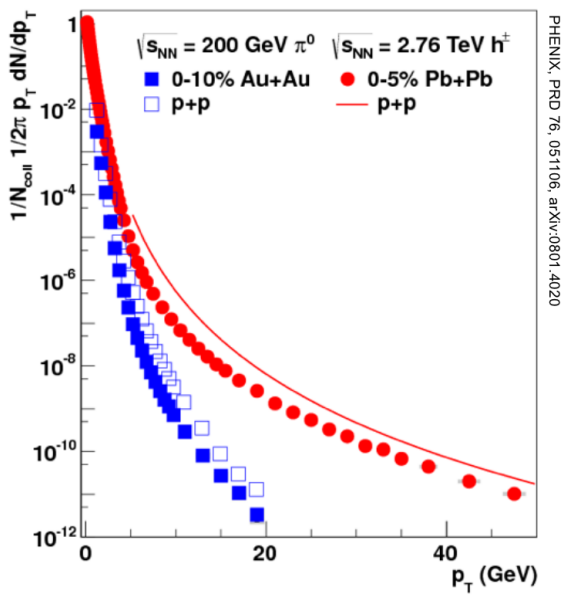
LHC: spectrum less steep, larger p_T reach

$$\frac{1}{2\pi\, p_T}\frac{dN}{dp_T} \propto p_T^{-n}$$

RHIC: n ~ 8.2
LHC: n ~ 6.4

Fractional energy loss:

$$R_{AA} \approx \left(1-\frac{\Delta E}{E}\right)^{n-2}$$



PHENIX, PRD 76, 051106, arXiv:0801.4020

Marco van Leeuwen, Quark Matter 2014 (student day)

R_{AA} depends on n, steeper spectra, smaller R_{AA}

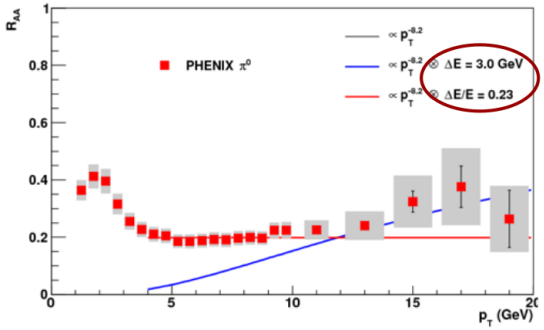
Takie samo R_{AA} dla różnych energii zderzenia NIE oznaczałoby takich samych strat energii (spektra robią się „twardsze" dla wyższych energii)

W szczególności: podobne R_{AA} dla dwóch energii LHC (Pb+Pb przy 2.76 TeV i 5.02 TeV) oznaczać może większe straty energii w przypadku 5.02 TeV

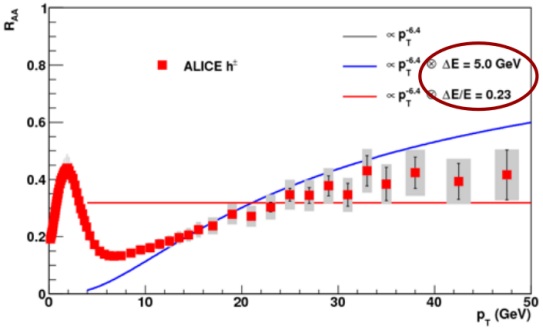
From RHIC to LHC

17

RHIC



LHC



RHIC: n ~ 8.2

$$(1-0.23)^{6.2} = 0.20$$

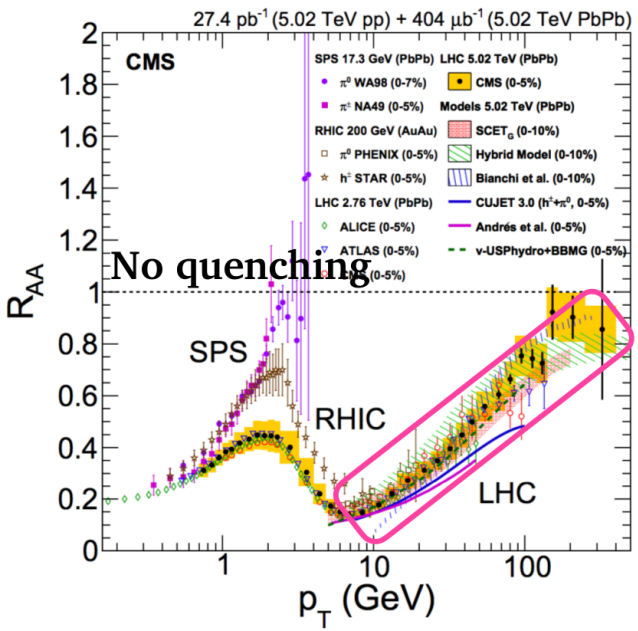
LHC: n ~ 6.4

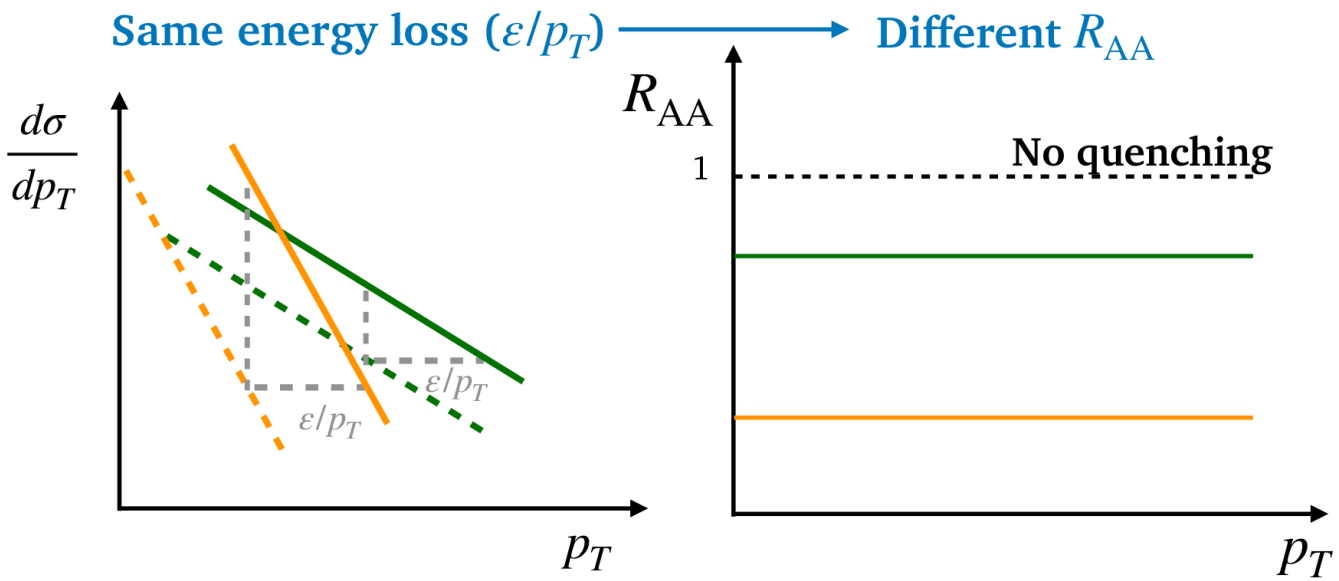
$$(1-0.23)^{4.4} = 0.32$$

Similar R_{AA} does not mean similar energy loss

NB: this is not a model, just 'getting a sense for the numbers'!

Suppression



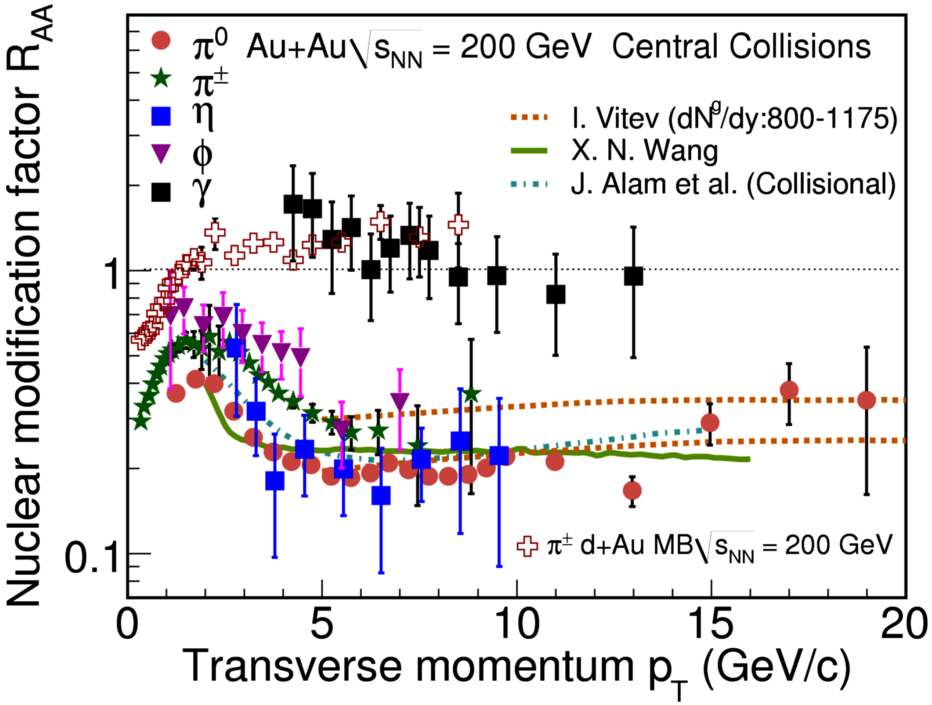


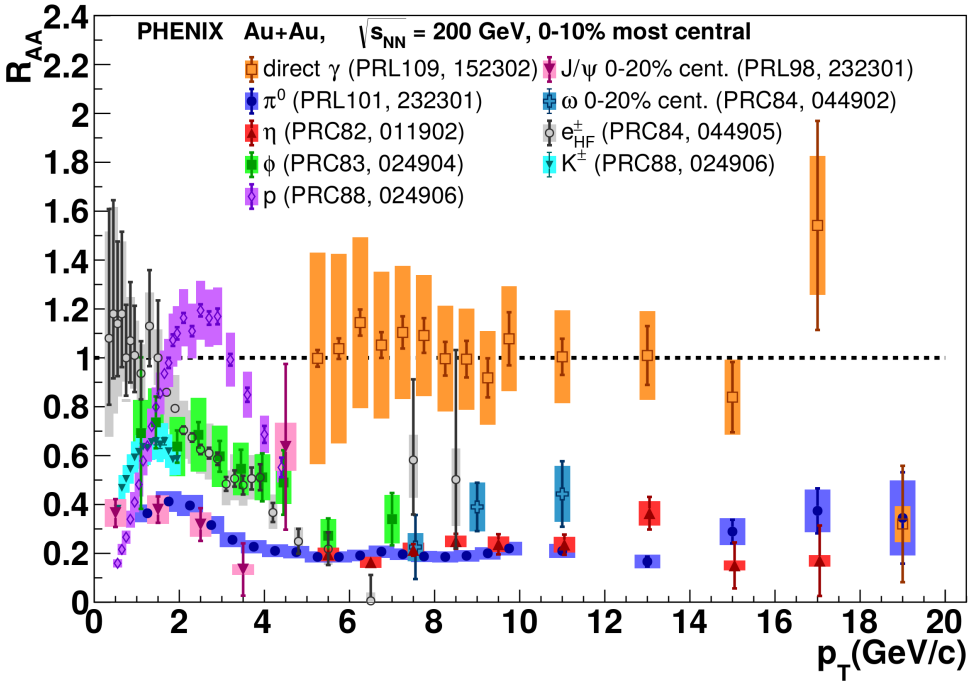
Same R_{AA} $\neq$ same energy loss

Keep the underlying proton-proton spectrum in mind! $\frac{d\sigma(\text{jet}+X)}{dp_T} \propto \frac{1}{p_T^n}$

Carlota Andres, Quark Matter 2025
(student day)

RHIC Au+Au, 200 GeV



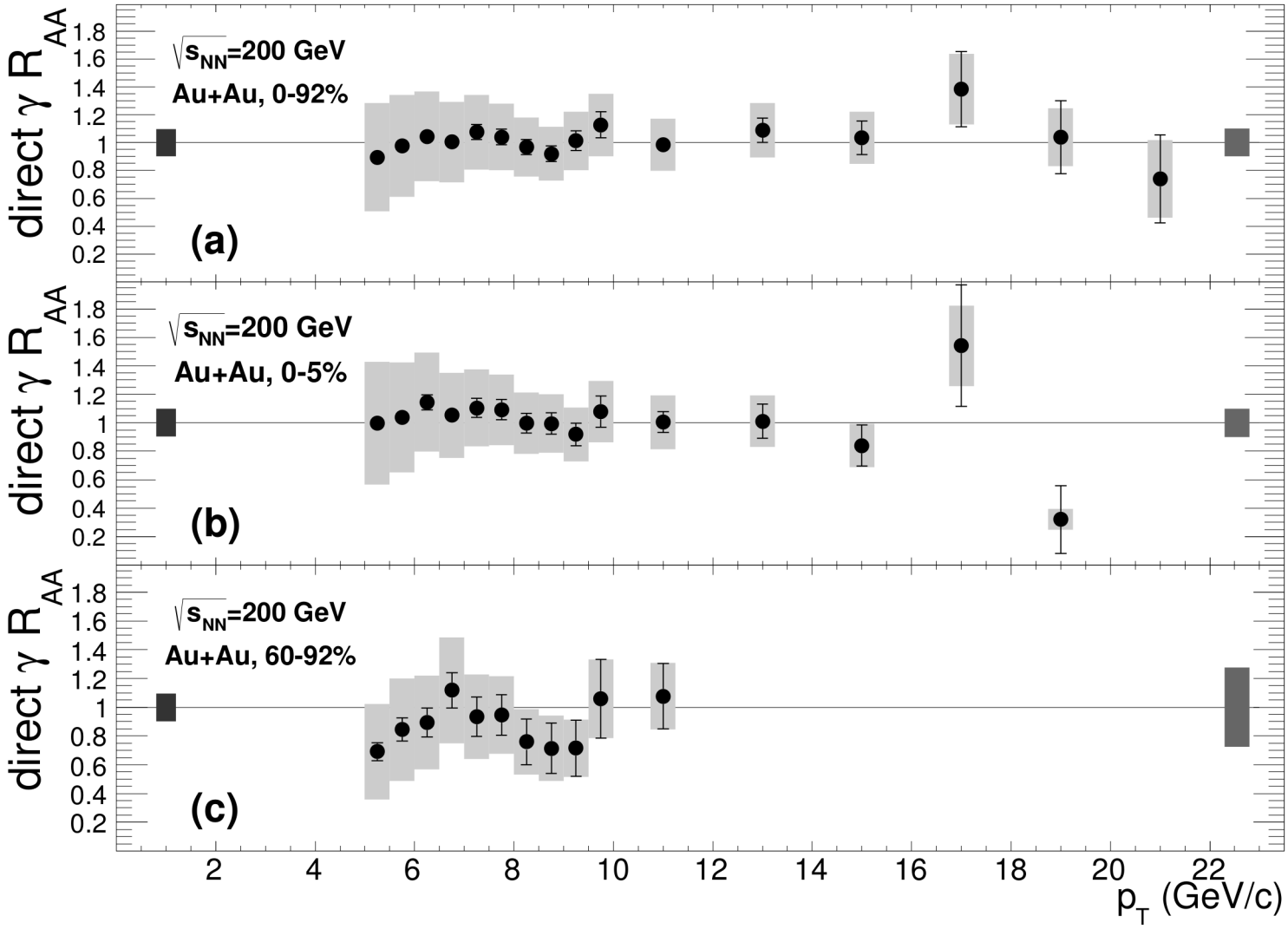


Rys. z prac: Mohanty, New J. Phys. 13, 065031 (2011) [arXiv:1102.2495] oraz Connors et al., arXiv:1705.01974

Różnice dla małych p_T; dla dużych wszystkie cząstki tłumione na podobnym poziomie (podobny wniosek dla LHC → patrz następna strona)

Wyniki U+U ($\sqrt{s_{NN}}$= 192 GeV) → zob. PHENIX, Phys. Rev. C 102 (2020) 6, 064905 [arXiv:2005.14686];
A. Hodges (for PHENIX), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121919 [arXiv:2002.11156] (QM 2019)

RHIC Au+Au, 200 GeV



G. David, Rept. Prog. Phys. 83 (2020) 4, 046301 [arXiv:1907.08893] (przeglądowa o fotonach bezpośrednich)

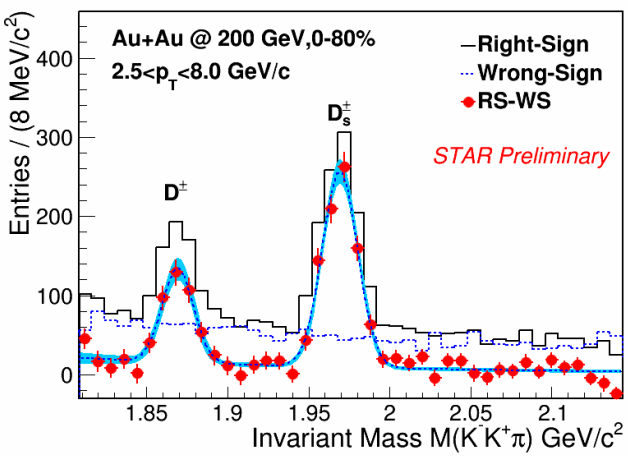
RHIC Au+Au, 200 GeV

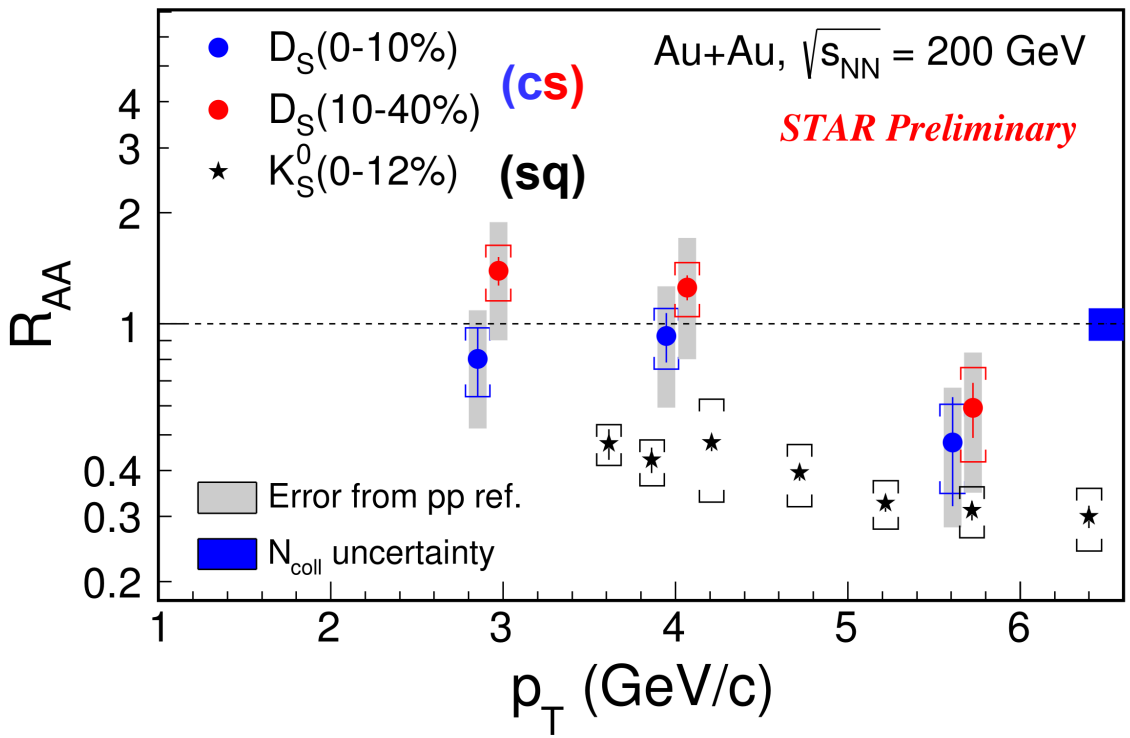
Pomiary **D_s^{+-} w STAR (top RHIC)** M. Nasim (for STAR), arXiv:1801.04164 (CPOD 2017)

Dla p_T > 5 GeV/c R_{AA} mezonów D_s^{+-} jest podobne jak dla K_s^0, dla mniejszych p_T (2.5–4 GeV/c) tłumienie słabsze niż dla K_s^0 (R_{AA} większe)

$$R_{AA}(K_s^0) \leq R_{AA}(D_s)$$

Lekkie mezony dziwne wydają się bardziej tłumione niż ciężkie D_s

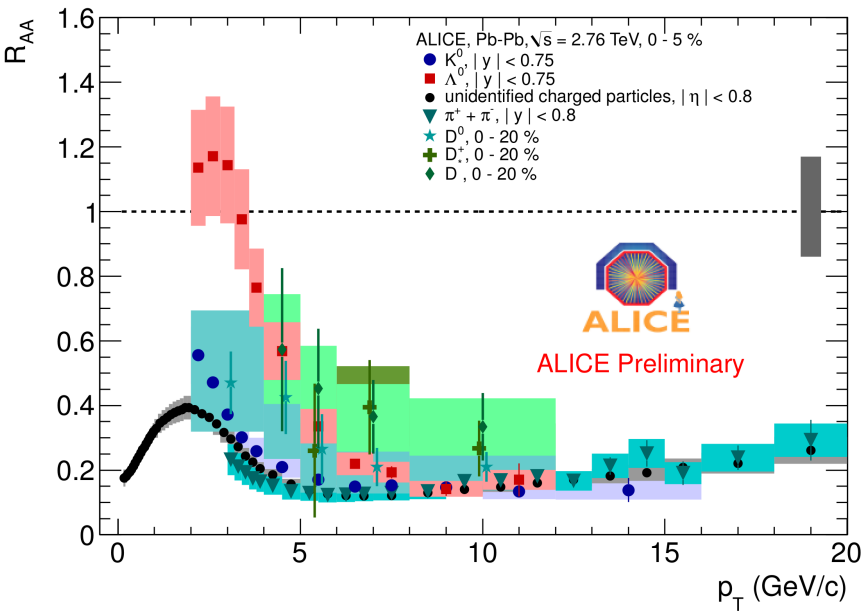


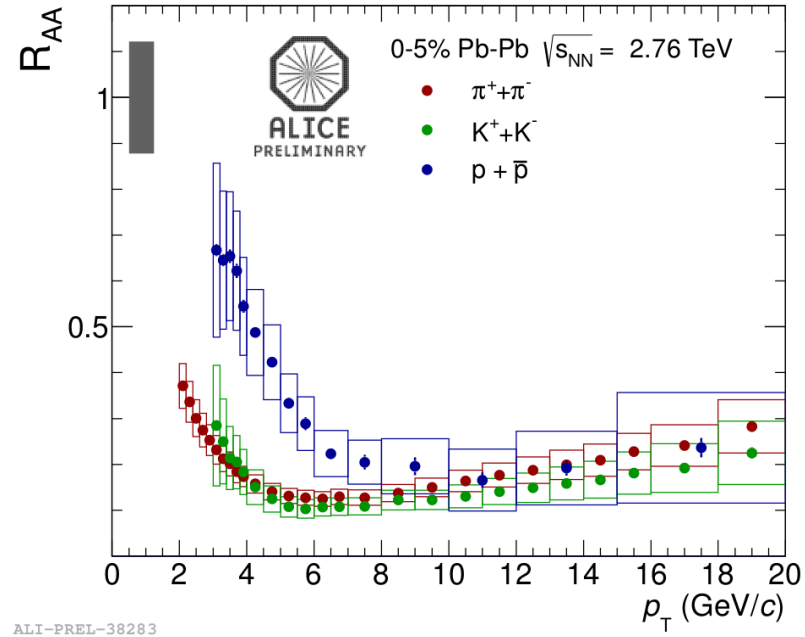


Kharlov (for ALICE), arXiv:1203.2420

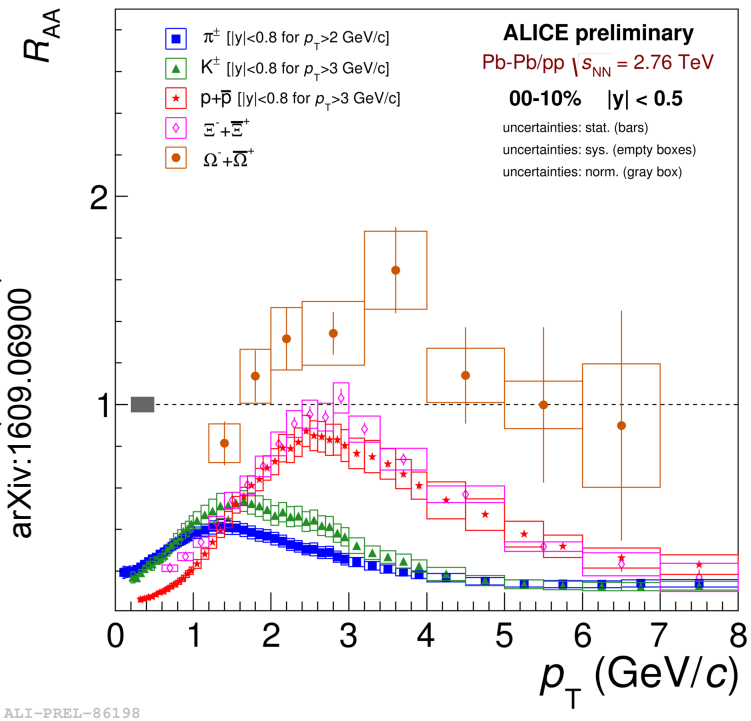
LHC Pb+Pb, 2.76 TeV

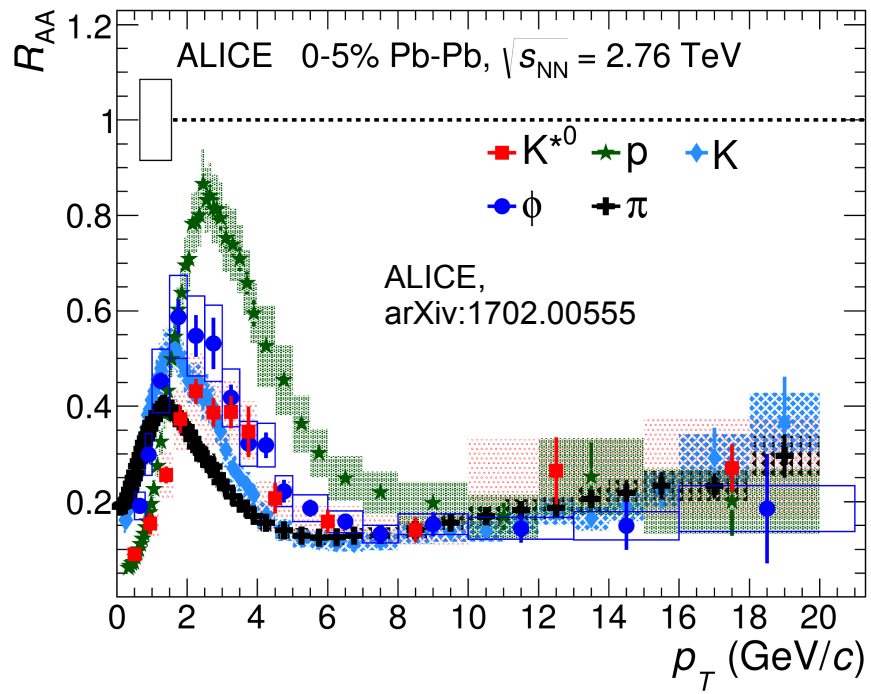
Kryshen (for ALICE), arXiv:1305.2804



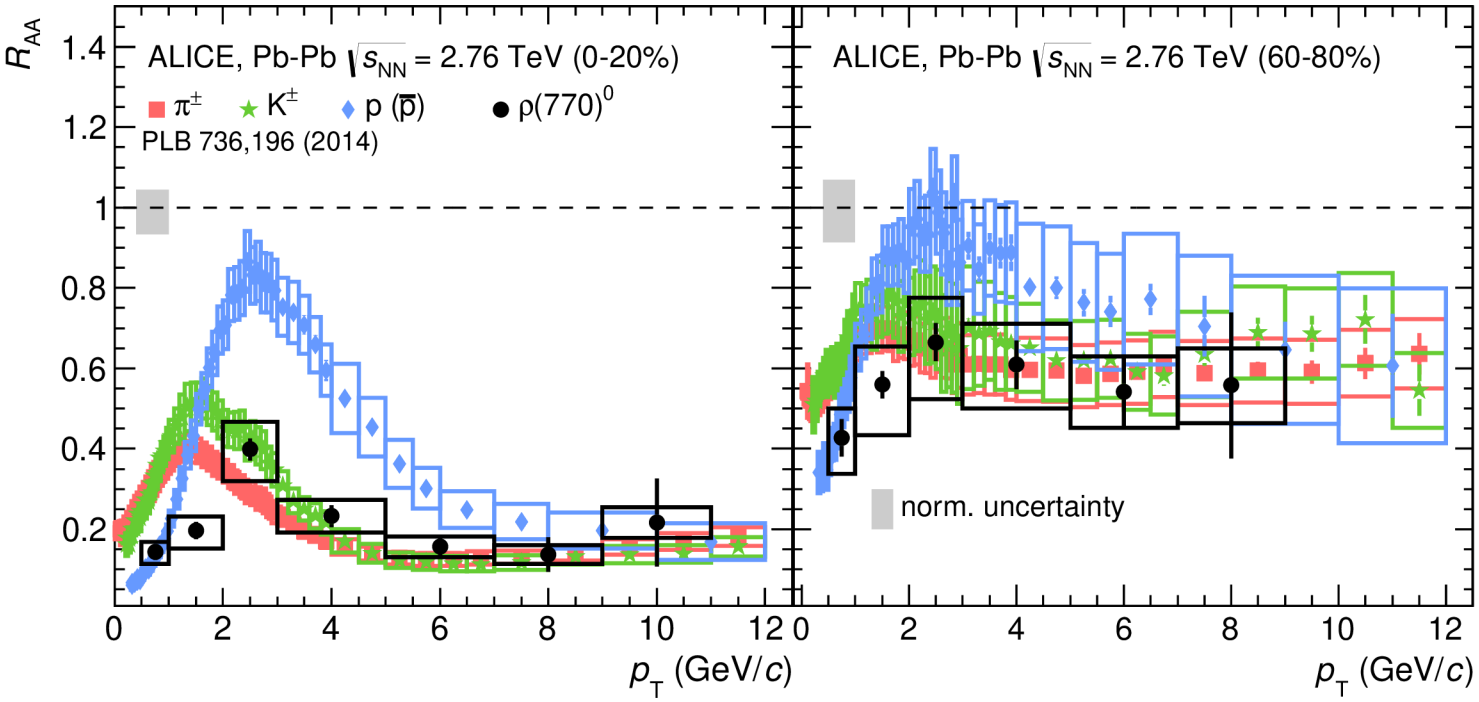


Colella (for ALICE), arXiv:1609.06900

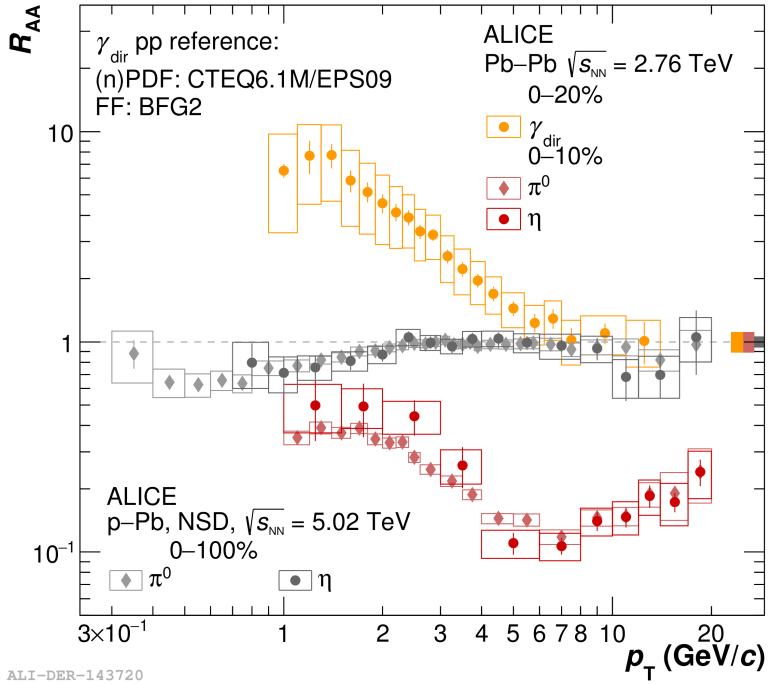




LHC Pb+Pb, 2.76 TeV



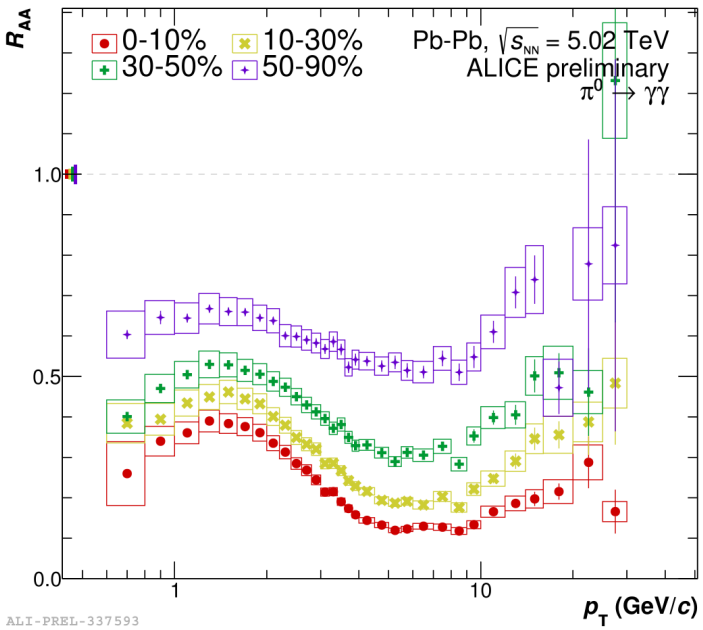
ALICE, Phys. Rev. C99 (2019) 6, 064901 [arXiv:1805.04365]

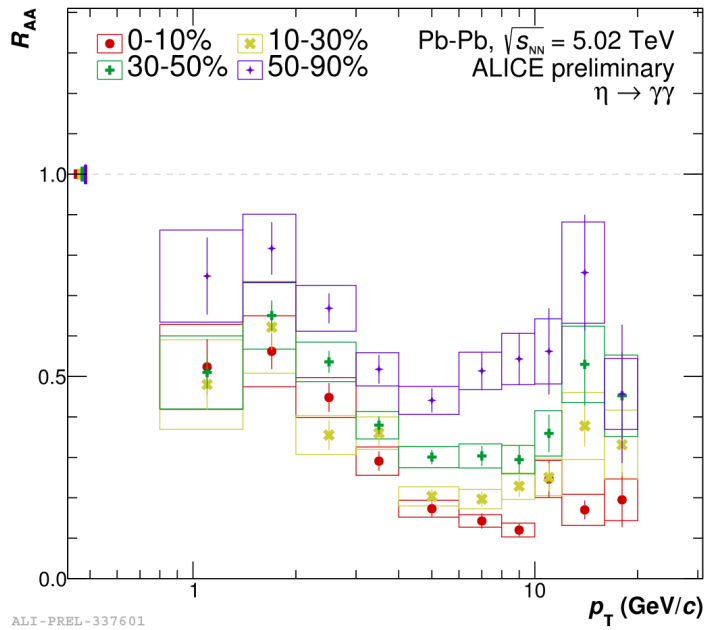


Dla małych p_T R_{AA} fotonów bezpośrednich jest > 1 (emisja termiczna)

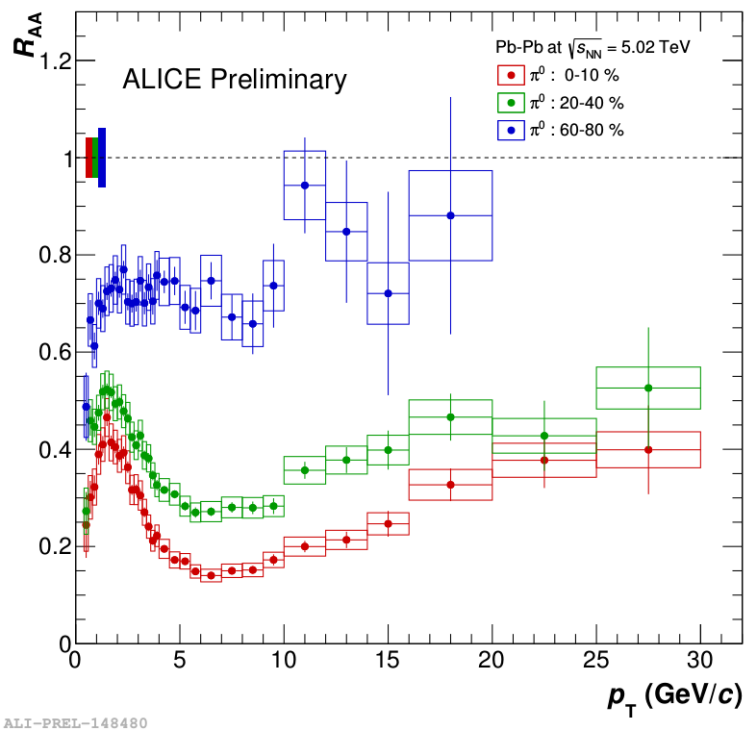
L. Leardini (ALICE), arXiv:1805.09089

LHC Pb+Pb, 5.02 TeV





M. Sas (for ALICE), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121849 [arXiv:2008.02036]

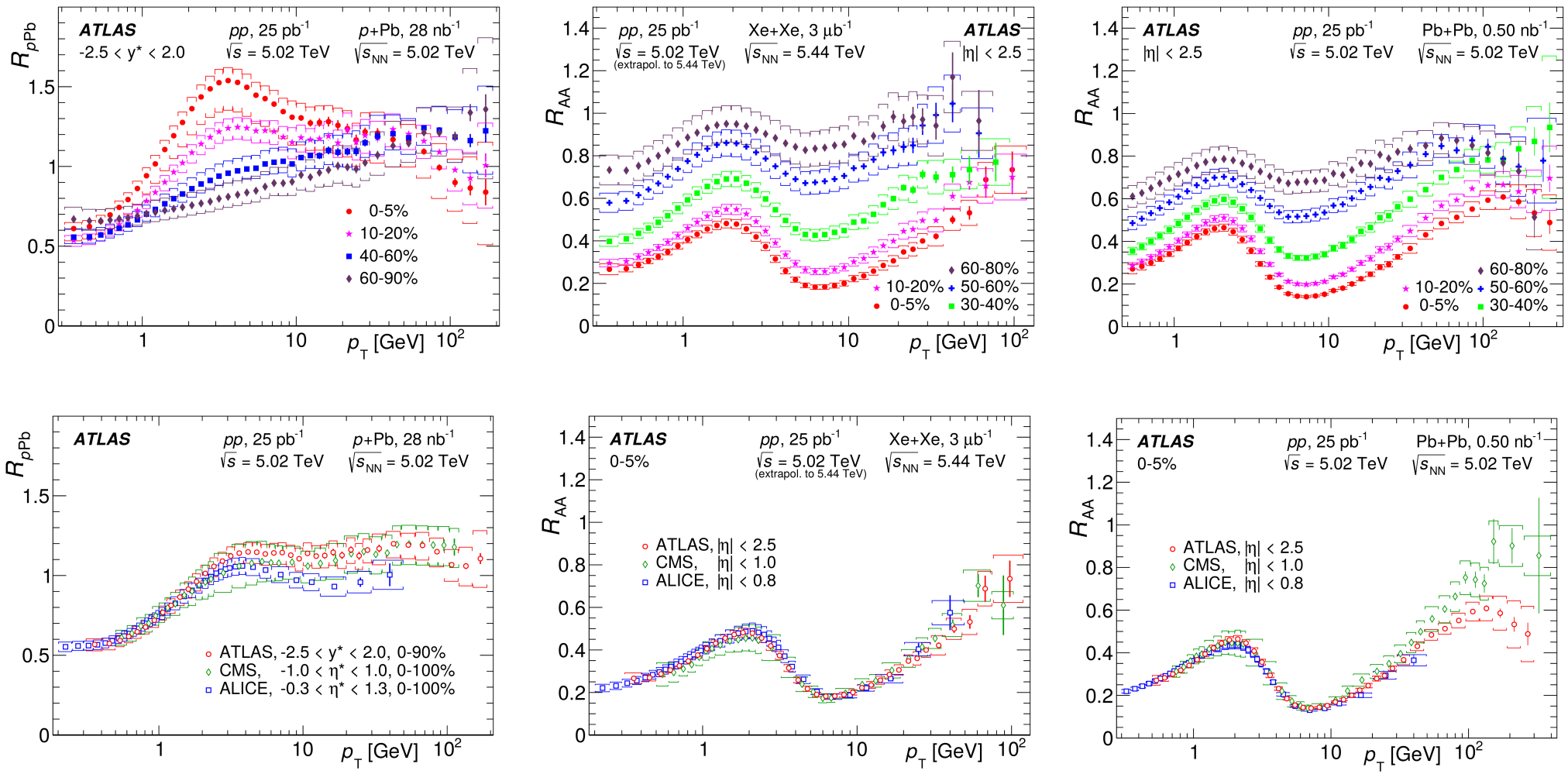


M. Sas (for ALICE), arXiv:2008.02039

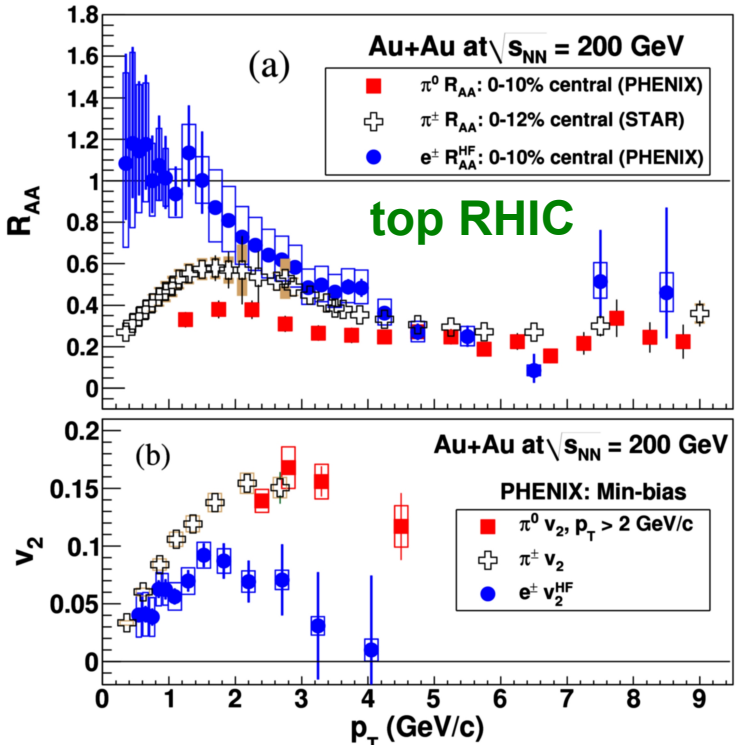
LHC p+Pb, Xe+Xe, Pb+Pb, 5.02/5.44 TeV

ATLAS dla p+Pb (5.02 TeV), Xe+Xe (5.44 TeV), Pb+Pb (5.02 TeV) → ATLAS, JHEP 07 (2023) 074 [arXiv:2211.15257]

cząstki naładowane



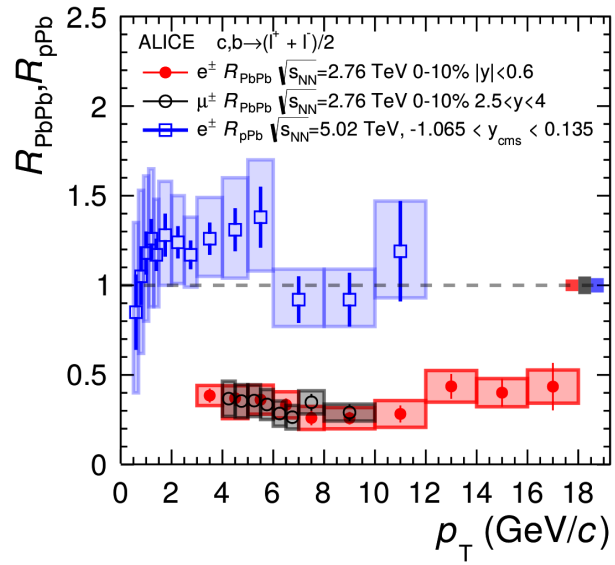
Nouicer, arXiv:0901.0910

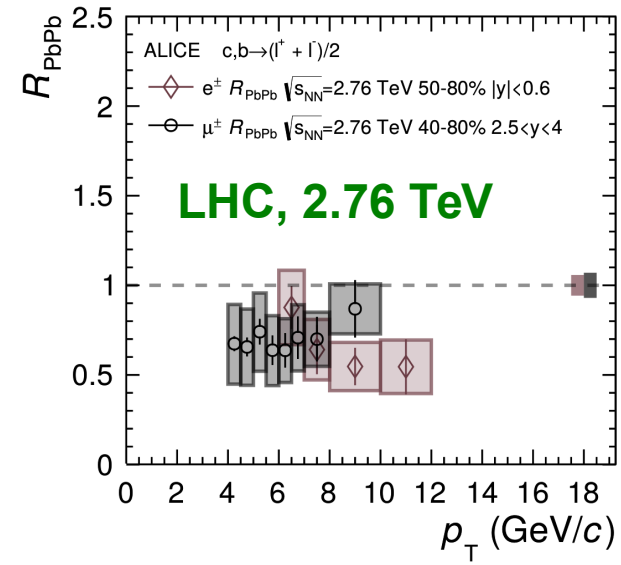


Electrons/muons from HF decays

(from semi-leptonic decays of D and B mesons i.e. $D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu_e$)

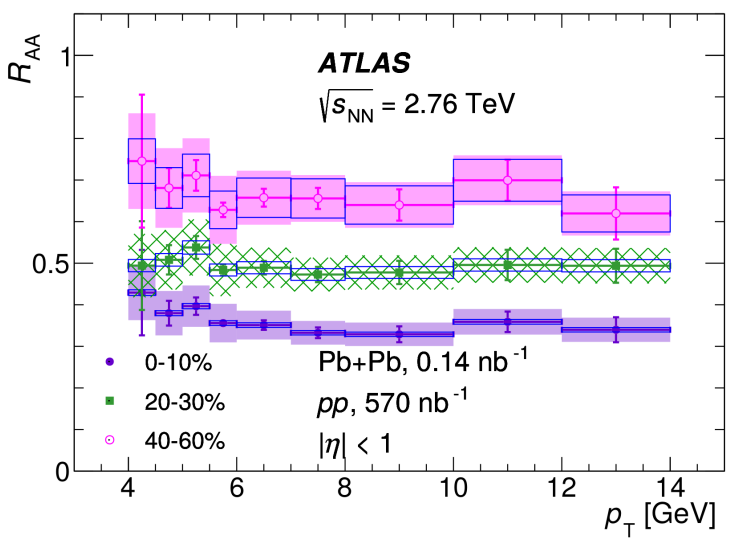
ALICE, PL B771 (2017) 467 [arXiv:1609.07104]

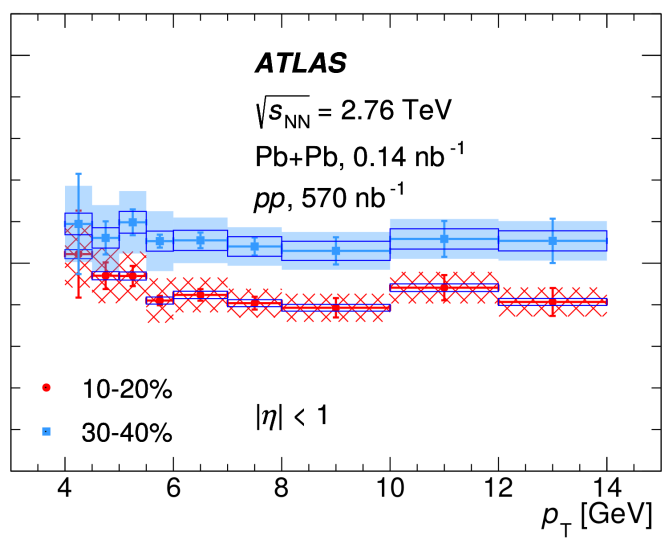




A+A

LHC, 2.76 TeV





R_{AA} mionów z HF

ATLAS, PR C98 (2018) 044905 [arXiv:1805.05220]

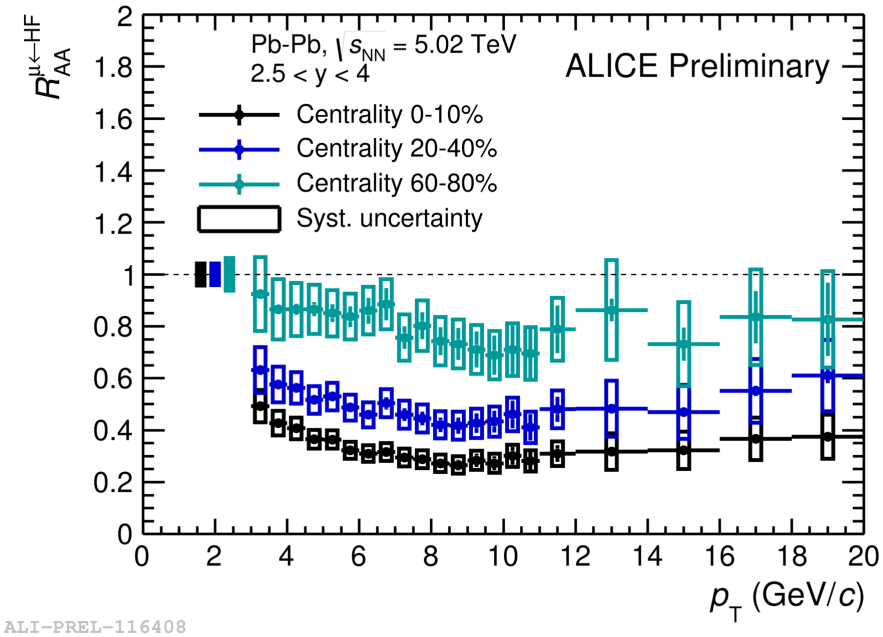
Electrons/muons from HF decays

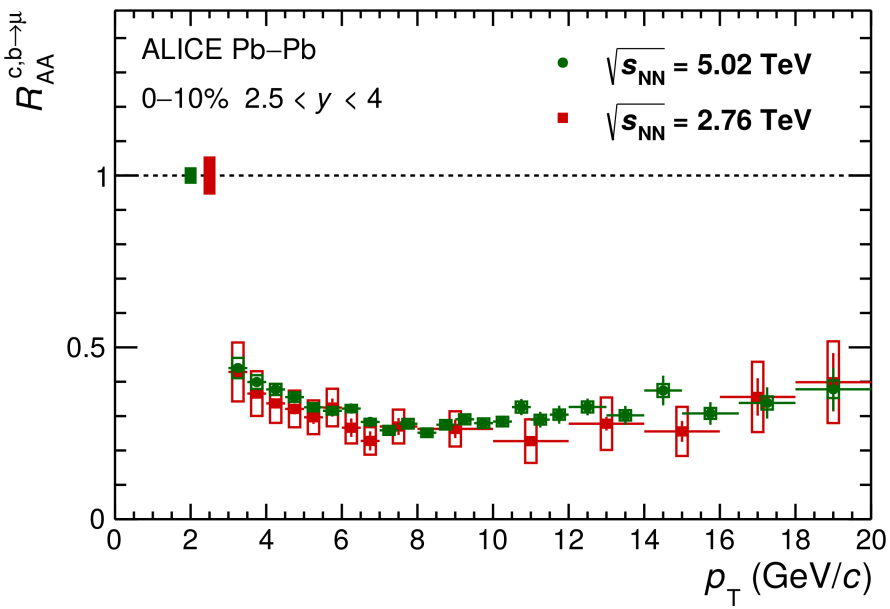
Pb+Pb

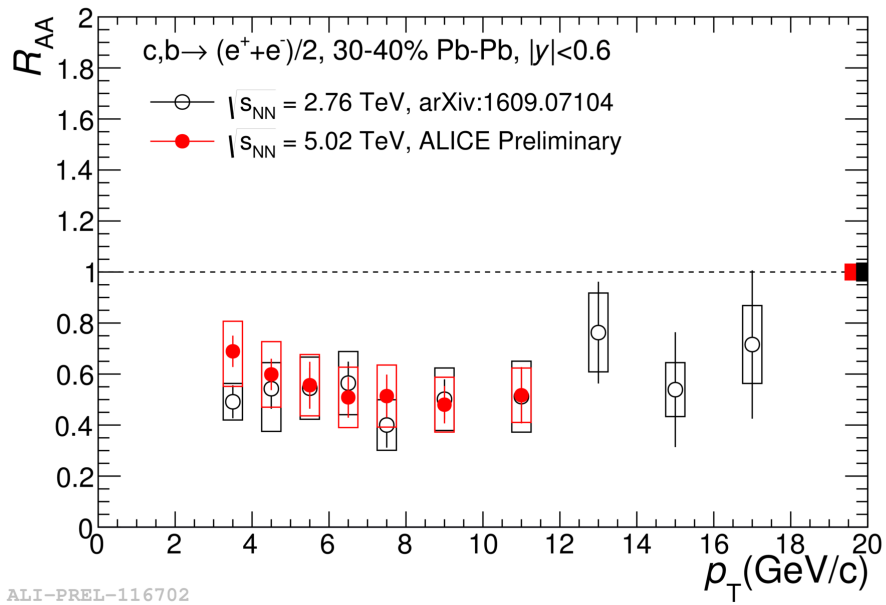
przejście w energii 2.76 TeV → 5.02 TeV nie zmienia R_{AA} elektronów/mionów z rozpadów HF

Rys. z pracy arXiv:1705.02800 (QM 2017) oraz dolny lewy z ALICE, PLB 820 (2021) 136558 [arXiv:2011.05718]

Końcowe wyniki c, b → e (0–10%, 30–50%, 60–80% Pb+Pb przy 5.02 TeV) → zob. ALICE, PLB 804 (2020) 135377 [arXiv:1910.09110]
Miony z c i b w Xe+Xe przy 5.44 TeV (różne centralności) → zob. ALICE, arXiv:2011.06970



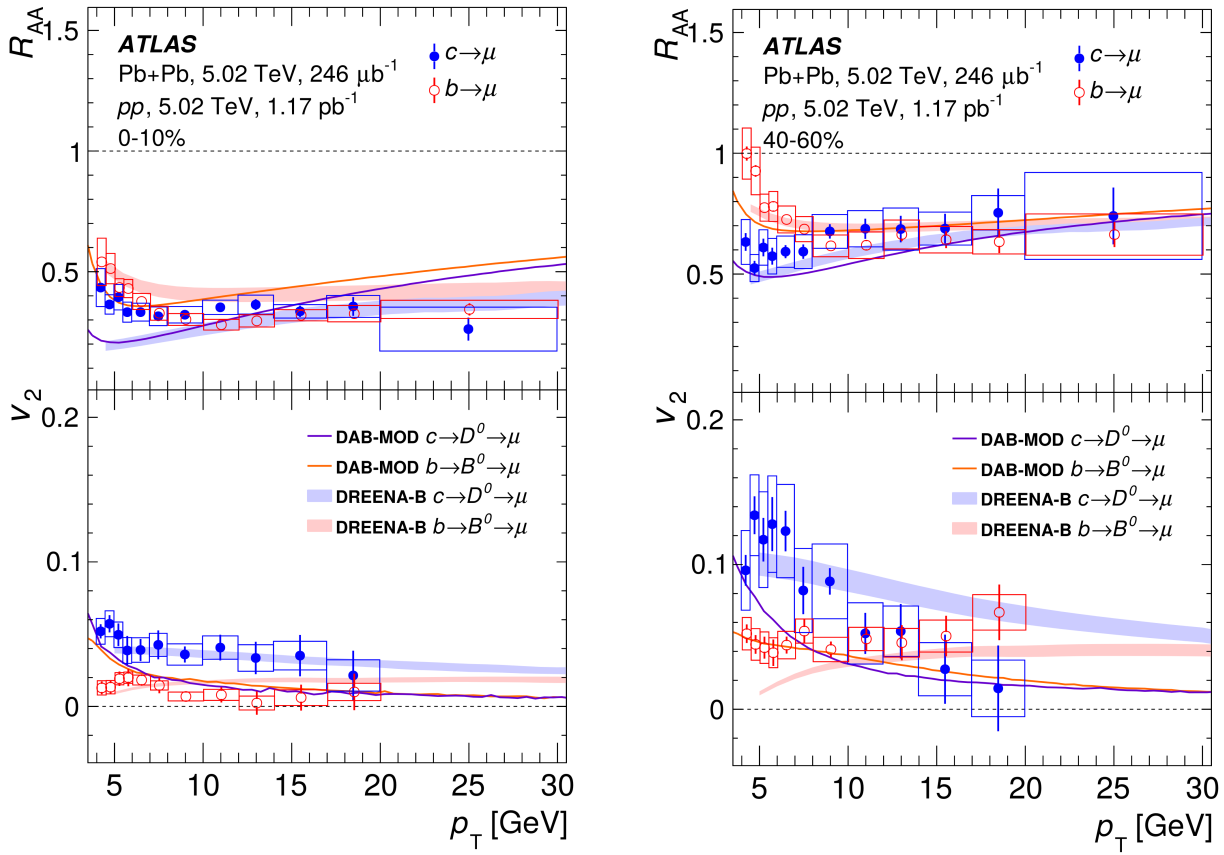


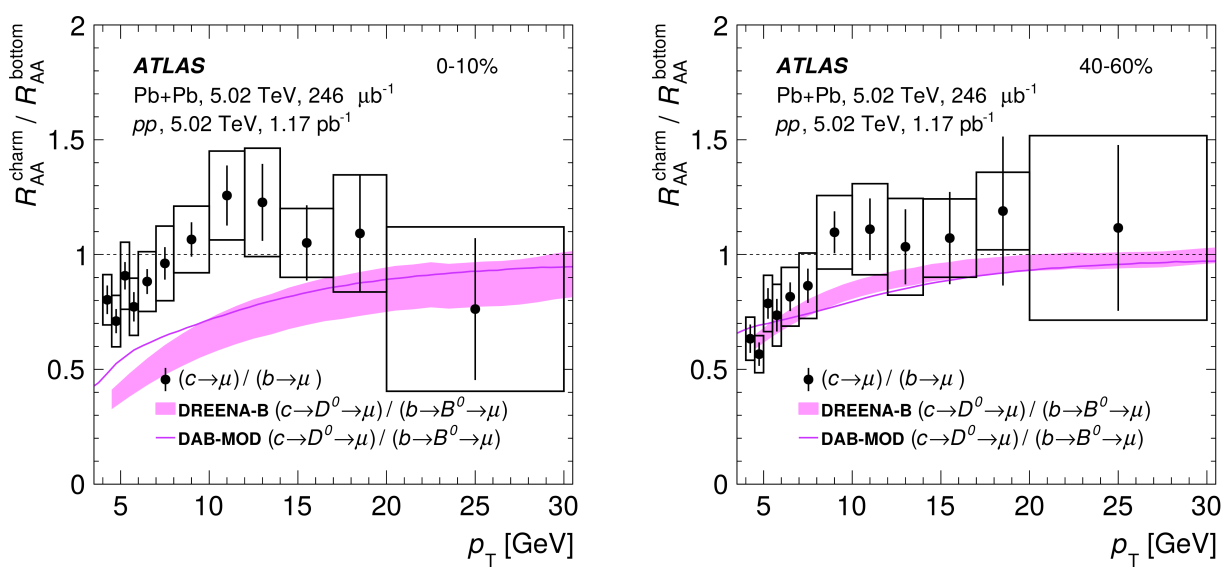


LHC
Pb+Pb, 5.02 TeV

$c \rightarrow \mu$ oraz $b \rightarrow \mu$

ATLAS, Phys. Lett. B 829 (2022) 137077 [arXiv:2109.00411]



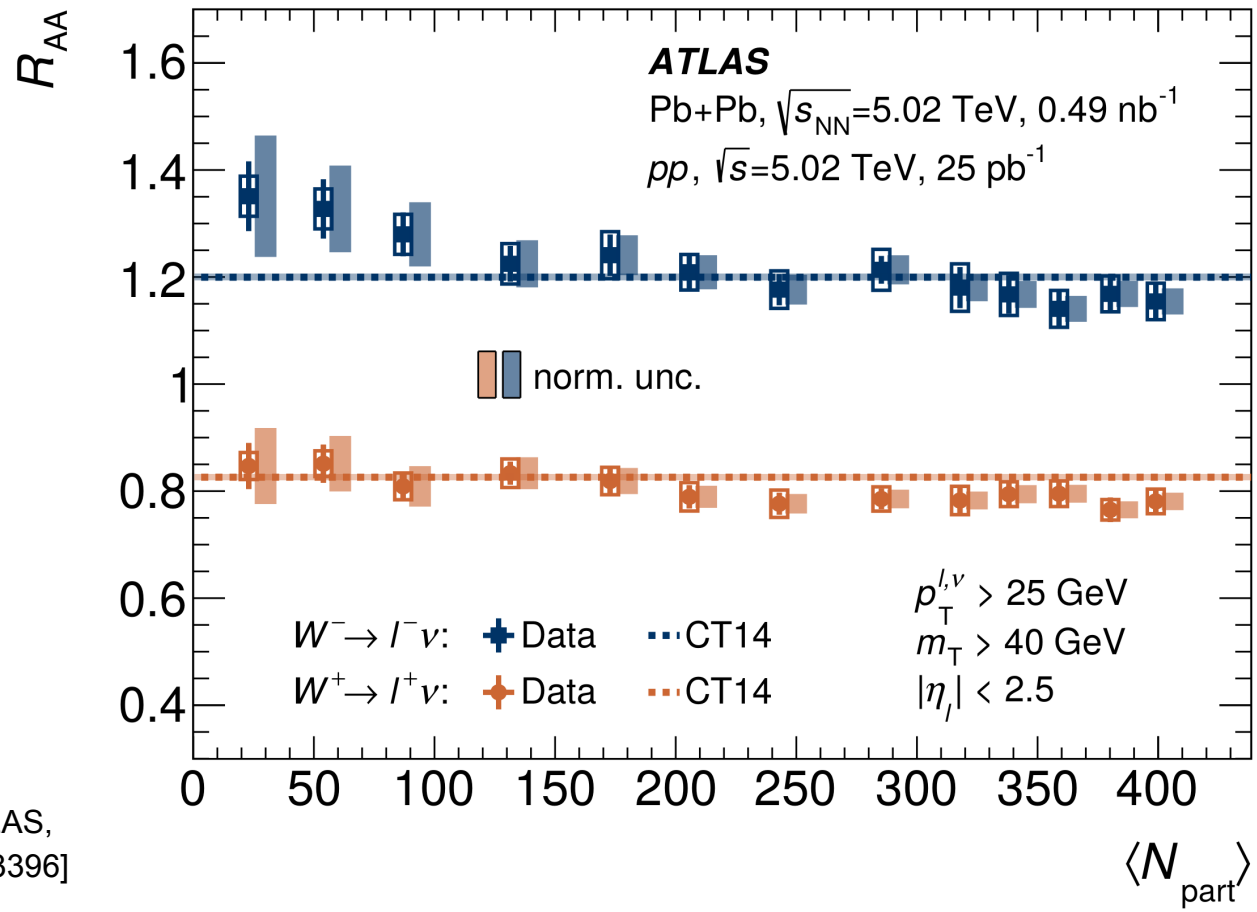


Pb+Pb
LHC
5.02 TeV (ATLAS)

Pomiar oddzielnie W^- oraz W^+

ATLAS, Eur. Phys. J. C79 (2019) 11, 935 [arXiv:1907.10414]

Zob. też jakościowo podobne wyniki w ALICE → JHEP 05 (2023) 036 [arXiv:2204.10640]



R_{AA} bozonów Z^0 (Pb+Pb, 5.02 TeV) → zob. ATLAS, Phys. Lett. B802 (2020) 135262 [arXiv:1910.13396]

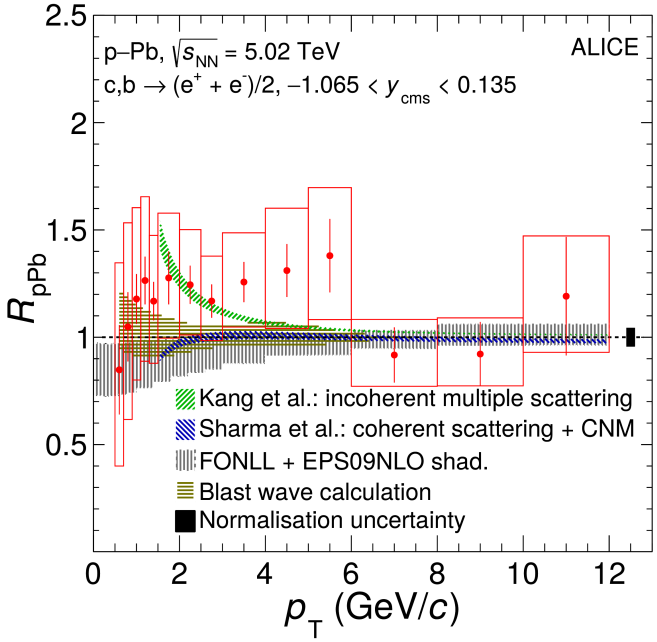
Figure 14 shows the nuclear modification factor defined via Eq. (2) as a function of $\langle N_{\rm part} \rangle$ for the production of W^+ and W^- bosons for the combined electron and muon channels. The pp measurements used to obtain the $R_{\rm AA}$ factor come from Ref. [28]. All uncertainties are assumed to be uncorrelated between the measurements in the Pb+Pb and pp systems, and, therefore, are added in quadrature. As a function of $\langle N_{\rm part} \rangle$, the nuclear modification factors for both the W^+ and W^- bosons follow the same trend as the normalised production yields. The observed deviations of $R_{\rm AA}$ from unity can be mostly attributed to the isospin effect present in the Pb+Pb system, which results in an enhancement of W^- bosons and a suppression of W^+ bosons relative to the pp system. These modifications of $W^\pm$ boson production in the Pb+Pb system arise from the larger fraction of valence d-quarks in lead nuclei than in protons, since the dominant production mode of $W^\pm$ bosons is through $u\bar{d} \to W^+$ and $d\bar{u} \to W^-$ processes.

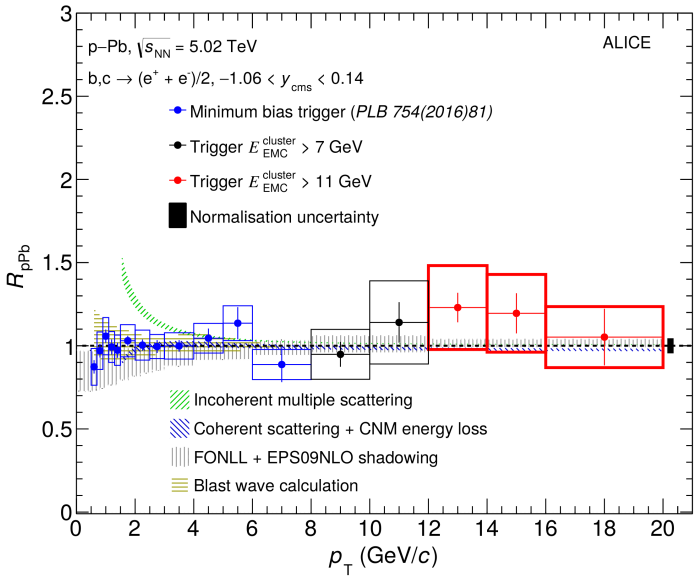
p+Pb LHC

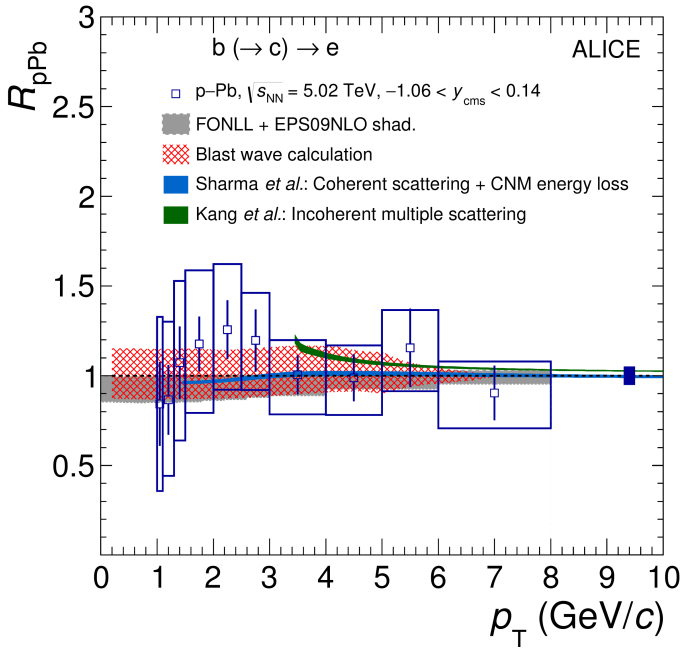
Electrons and mions from HF decays

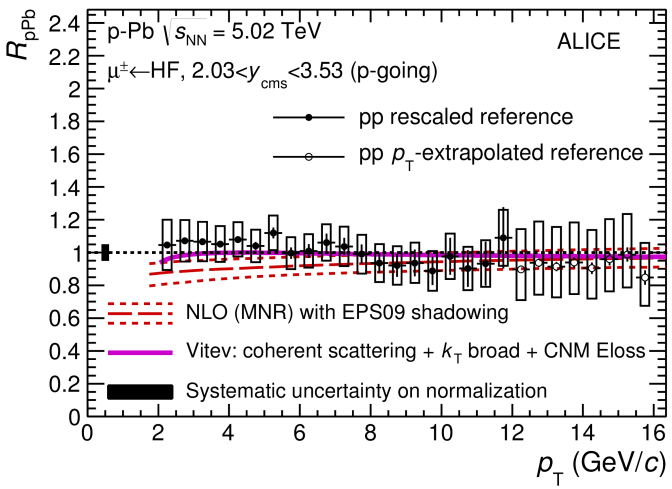
górny lewy: ALICE, PL B754 (2016) 81 [arXiv:1509.07491]; górny środkowy: ALICE, JHEP 02 (2020) 077 [1910.14399]; górny prawy: ALICE, JHEP 1707 (2017) 052 [arXiv:1609.03898]; dolny lewy i środkowy: ALICE, PL B770 (2017) 459-472 [arXiv:1702.01479]; dolny prawy: ALICE, arXiv:2303.13349

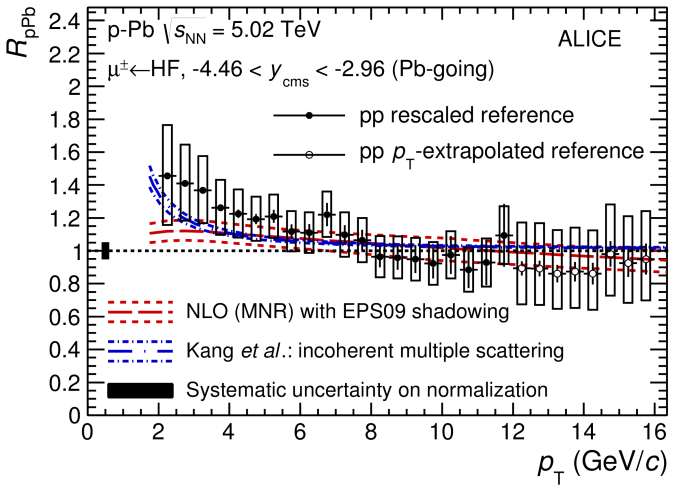
Zob. e^- z HF w p+p 13 TeV oraz w p+Pb 8.16 TeV (biny krotności) → ALICE, arXiv:2303.13349

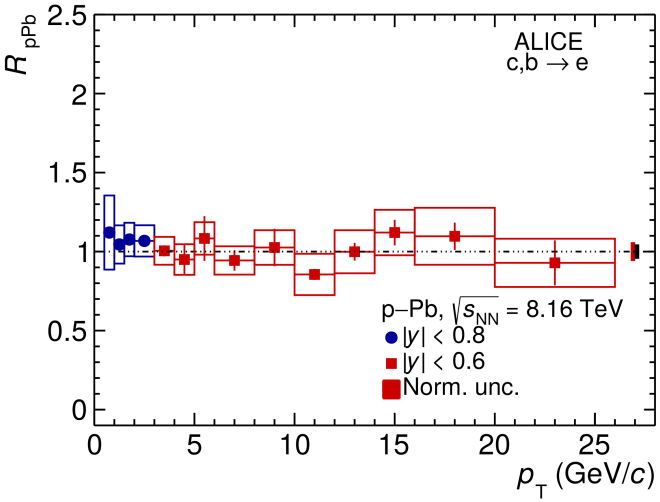




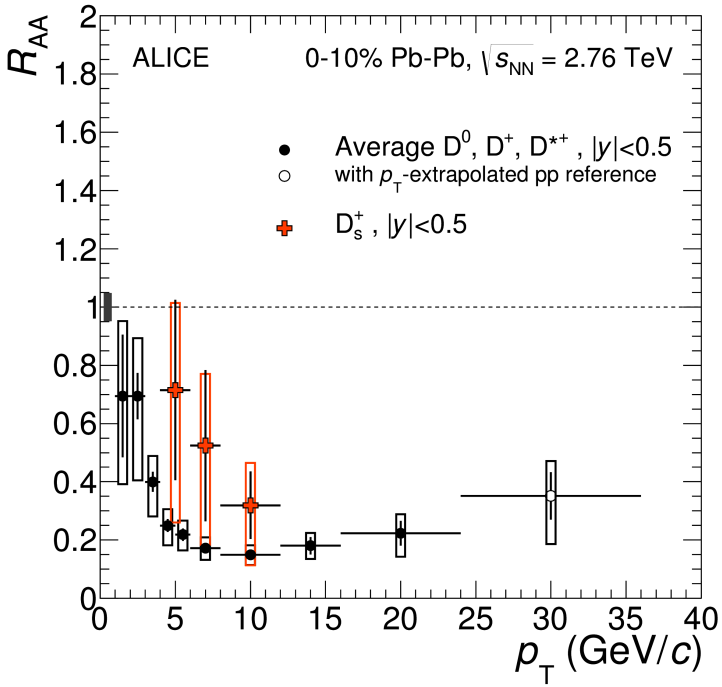


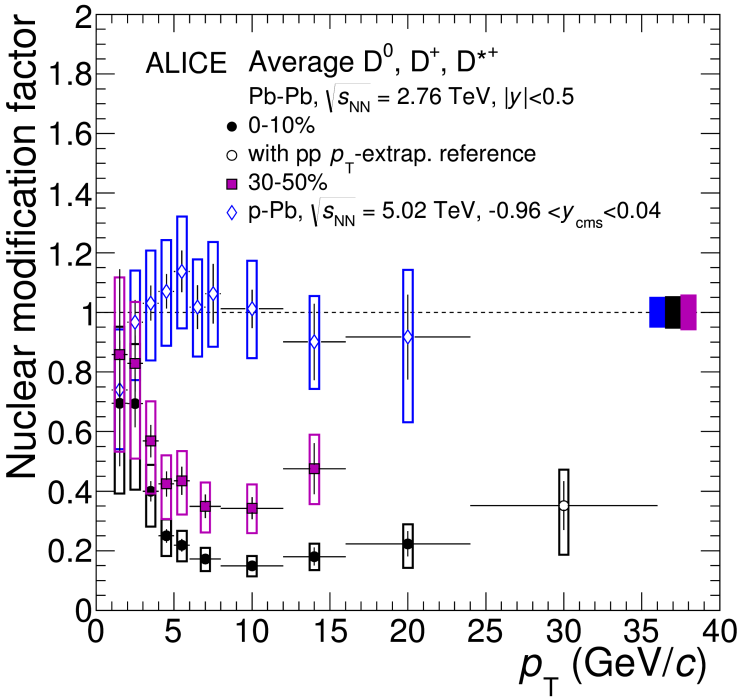






Pb+Pb LHC Pb+Pb, p+Pb

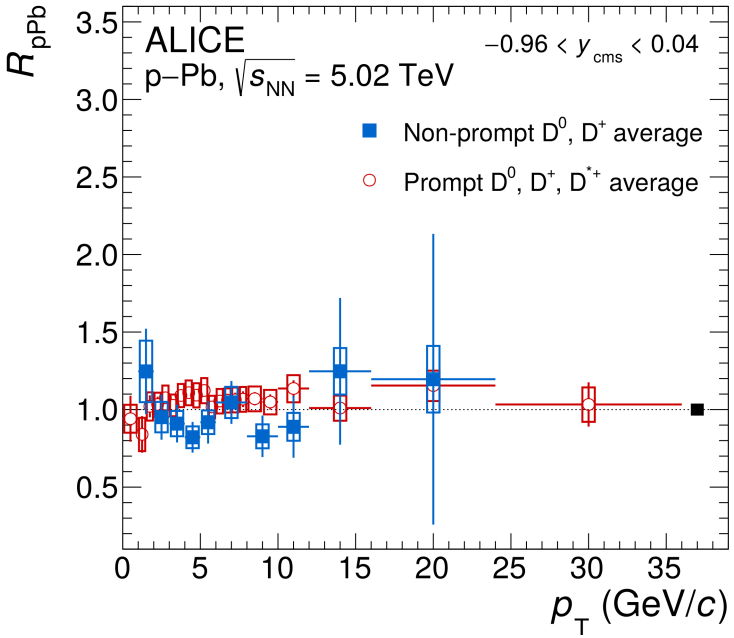




ALICE, JHEP 1603 (2016) 081 [arXiv:1509.06888]

Powyżej: pierwsze wyniki ALICE z $\mathbf{D_s^+}$

ALICE, JHEP 1603 (2016) 082 [arXiv:1509.07287]



Non-prompt D = mezony D z rozpadów B

ALICE, JHEP 11 (2024) 148 [arXiv:2407.10593]

Rys. z LHCb, JHEP 1710 (2017) 090 [arXiv:1707.02750];
Zob. też D^0 w p+Pb przy 8.16 TeV → LHCb, PRL 131 (2023) 10, 102301 [arXiv:2205.03936];
Zob. też prompt D^+ oraz D^+_s w p+Pb przy 5.02 TeV → LHCb, JHEP 01 (2024) 070 [arXiv:2309.14206];
Zob. też prompt D^+ oraz D^+_s w p+Pb (o różnych krotnościach) przy 8.16 TeV → LHCb, arXiv:2311.08490;
Zob. też naład. cząstki w p+Pb przy 5.02 TeV → LHCb, PRL 128 (2022) 14, 142004 [arXiv:2108.13115] oraz neutralne piony w p+Pb przy 8.16 TeV → LHCb, arXiv:2204.10608; dla naładowanych oraz π^0 osłabienie w forward-rapidity, wzmocnienie w backward-rapidity

p+Pb
LHC

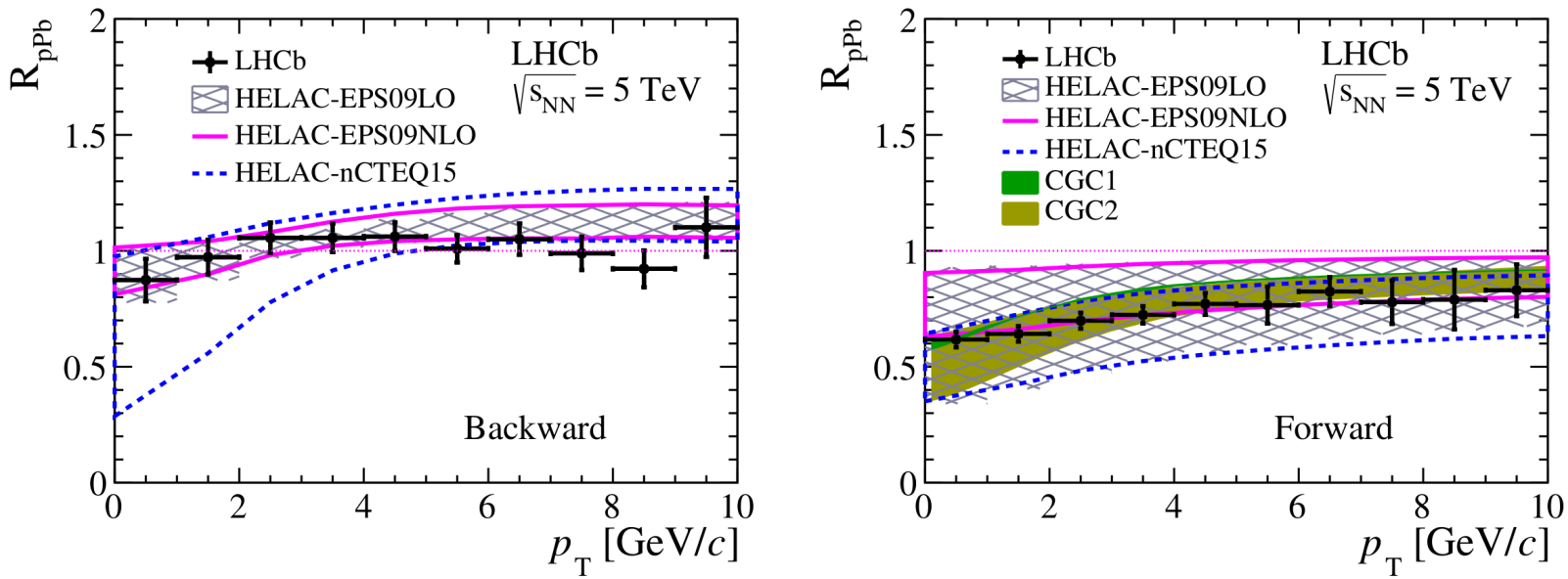


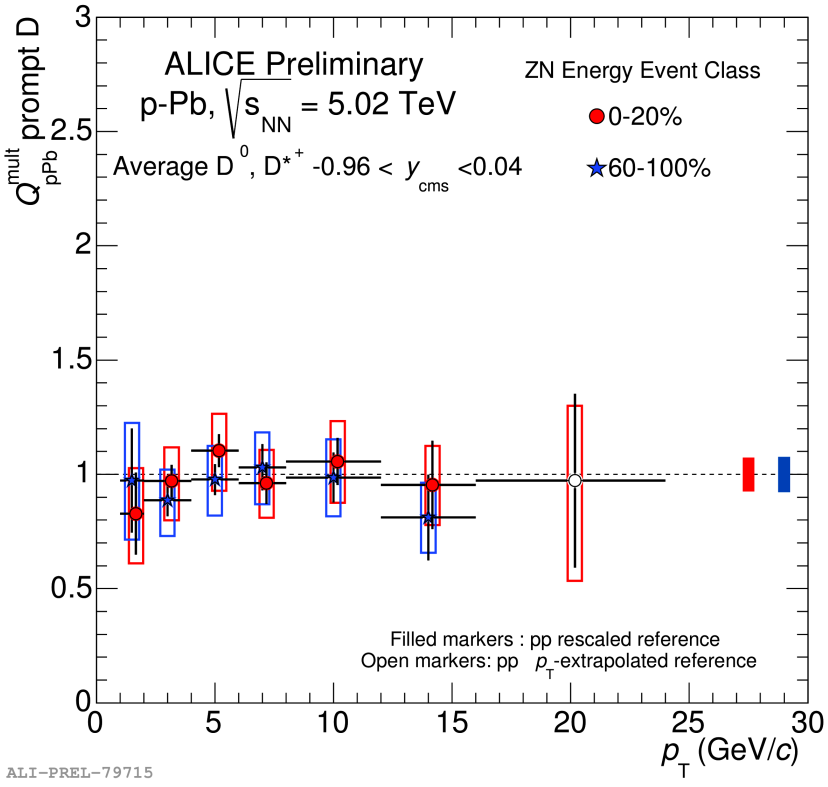
Figure 5. Nuclear modification factor $R_{p\mathrm{Pb}}$ as a function of p_T for prompt D^0 meson production in the (left) backward data and (right) forward data, integrated over the common rapidity range $2.5 < |y^*| < 4.0$ for $p_\mathrm{T} < 6\,\mathrm{GeV}/c$ and over $2.5 < |y^*| < 3.5$ for $6 < p_\mathrm{T} < 10\,\mathrm{GeV}/c$. The uncertainty is the quadratic sum of the statistical and systematic components. The CGC predictions marked as CGC1 [67] and CGC2 [68] are only available for the forward region.

Przednie pośpieszności, badające obszar małych 'x' Bjorkena (wykład 2), pokazują tłumienie produkcji mezonów D. Mezony D są wrażliwe na gęstość gluonów bo dominujący proces produkcji c ant-c to fuzja gluonów (gg → c anty-c). Zmierzone wartości R_{pPb} są zgodne z oczekiwaniami opartymi o różne obliczenia używające nPDF (*nuclear PDF*) oraz w ramach CGC (*Color Glass Condensate*) → zob. też C. Loizides, arXiv:2007.00710 (QM 2019). Tłumienie produkcji powabu w obliczeniach z nPDF jest bezpośrednim rezultatem zredukowanej gęstości gluonów przy x < ok. 10^{-2} tzw. przesłaniania gluonów (*gluon shadowing*)

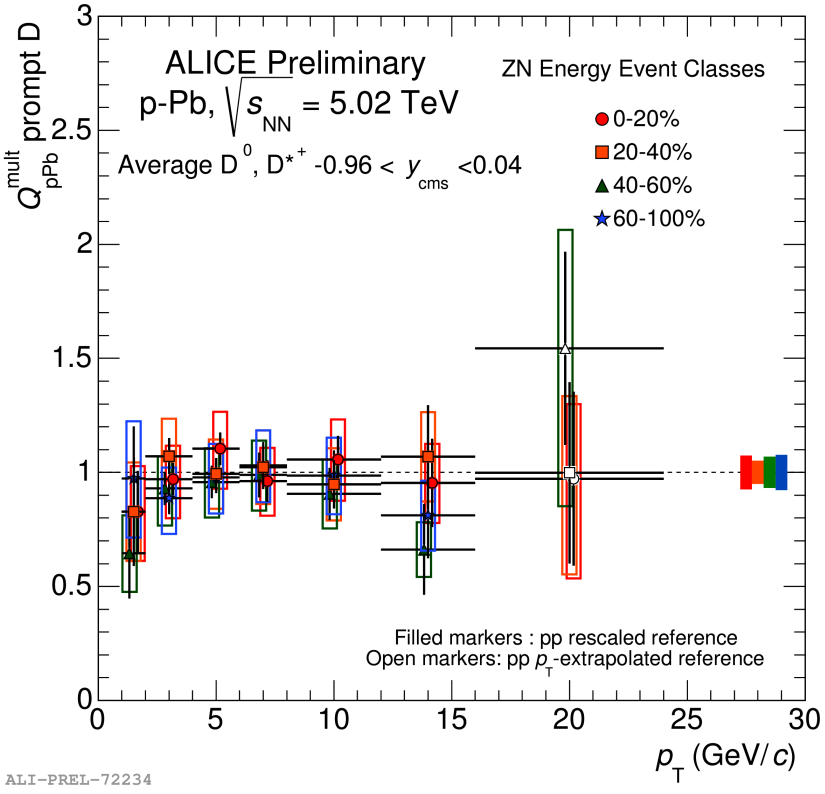
G. Luparello arXiv:1411.2442

Open heavy-flavour production is also studied in p–Pb collisions as a function of the event activity. The ratio $Q_{\mathrm{pPb}}^{\mathrm{mult}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{pPb}}^{\mathrm{mult}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}{<N_{\mathrm{coll}}^{\mathrm{mult}}>\mathrm{d}N_{\mathrm{pp}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}$ is used to study the possible multiplicity-dependent modification of the p_T-differential yields in p–Pb collisions with respect to the binary-scaled yields measured in pp collisions. Events are divided in classes based on the energy measured in the Zero Degree Calorimeters located in the Pb-going direction (ZNA). The average number of nucleon-nucleon collisions for the considered ZNA energy event class, $< N_{\mathrm{coll}}^{\mathrm{mult}} >$, is calculated with the hybrid approach described in [12]. Figure 2 demonstrates that the $Q_{\mathrm{pPb}}^{\mathrm{mult}}$ of prompt D mesons for events with high and low multiplicities is compatible with unity within uncertainties, thus no multiplicity-dependent modification of D-meson production in p–Pb collisions relative to the binary-scaled pp production is observed.

p+Pb
LHC



G. Luparello (for ALICE) arXiv:1411.2442



J. F. Grosse-Oetringhaus (for ALICE) arXiv:1408.0414

Zob. końcowe wyniki dla różnych centralności p+Pb w ALICE, arXiv:1602.07240
→ brak znaczącej zależności od centralnosci

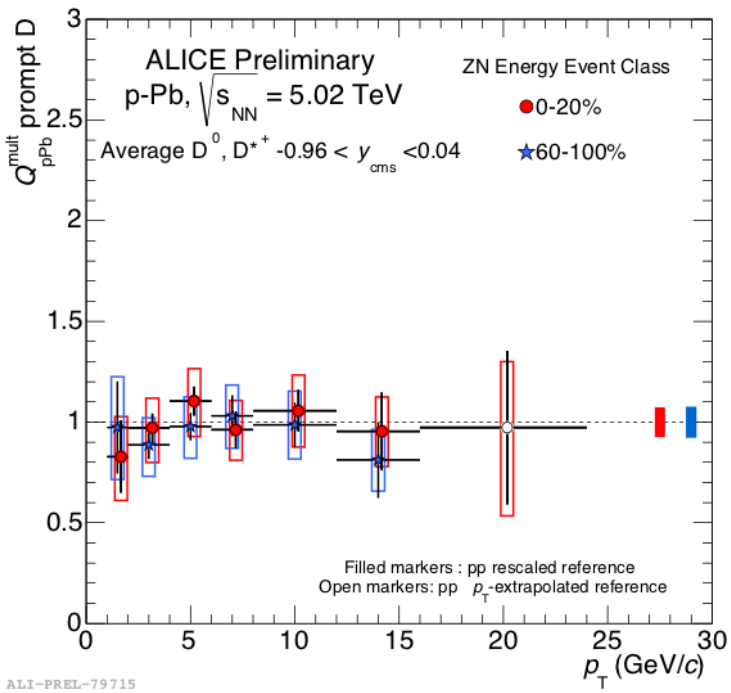
More differential information:
Multiplicity dependence of modification

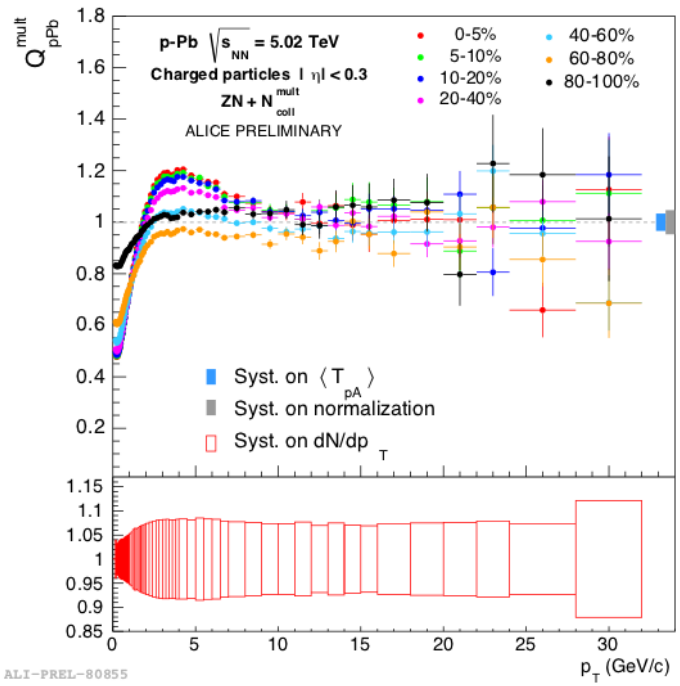
p+Pb **LHC**

Investigate the scaling of charm production in p-Pb collisions w.r.t. pp collisions

$$Q_{\mathrm{pPb}}^{\mathrm{V0A}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{mult}}^{\mathrm{pPb}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}{N_{\mathrm{coll}}^{\mathrm{Glauber}}\mathrm{d}N^{\mathrm{pp}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}$$

ALICE





No multiplicity dependent modification of the p_T spectra in p-Pb

Similar pattern for D mesons and high-p_T charged particles

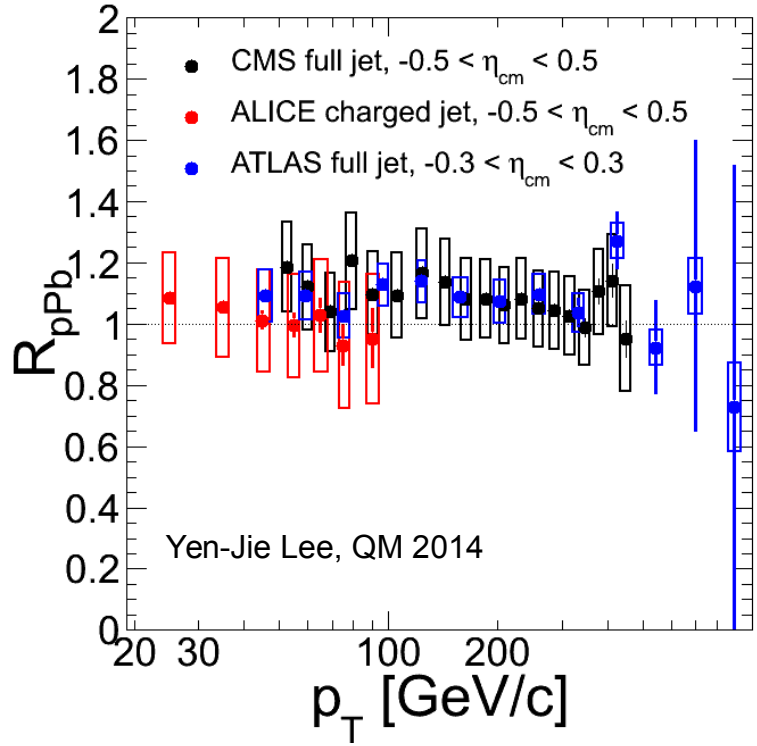
Production rates in high-multiplicity p+Pb collisions do not exhibit any effect like suppression

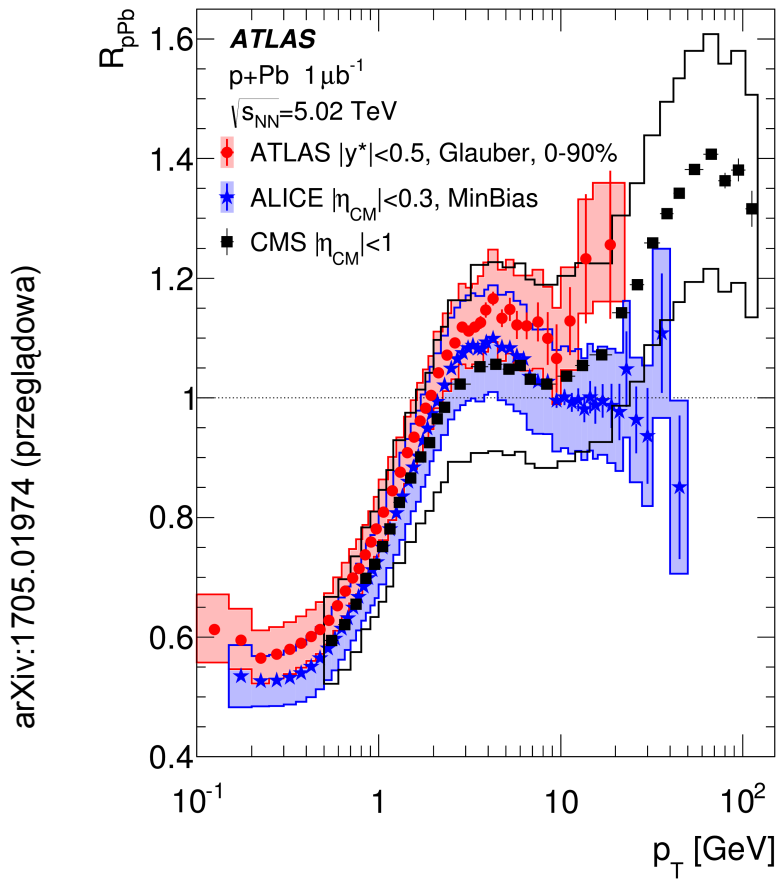
Zob. też inne definicje Q_{pPb} w A. Toia, arXiv:1410.0481 oraz ALICE, arXiv:1412.6828

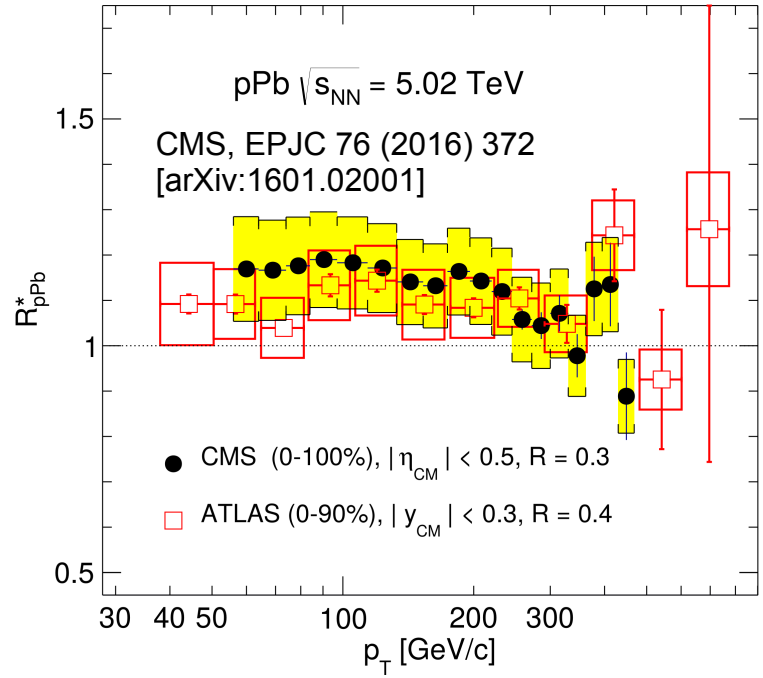
p+Pb LHC

Różnice w R_{pPb} naładowanych <u>hadronów</u> między ALICE i ATLAS+CMS; problemem mógł być brak referencji p+p dla 5.02 TeV (uwaga: CMS od niedawna zaczął używać referencji p+p przy 5.02 TeV → zob. wyniki dwa slajdy dalej lub CMS, JHEP 1704 (2017) 039 [arXiv:1611.01664])

Z kolei dla całych jetów (rys. prawe) wyniki 3 eksperymentów są zgodne



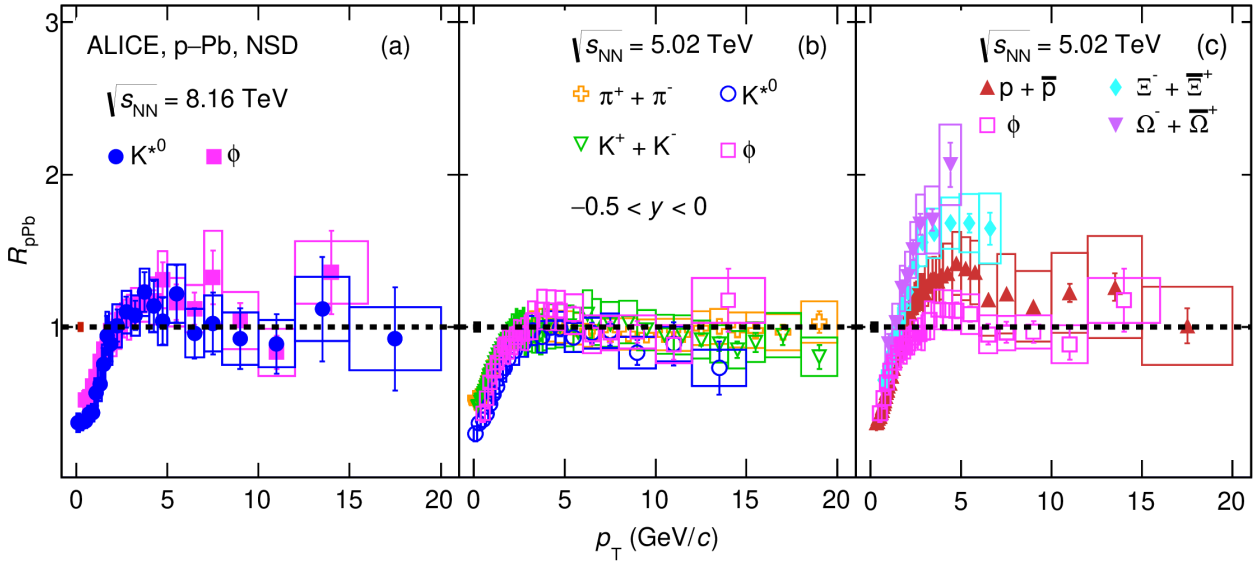




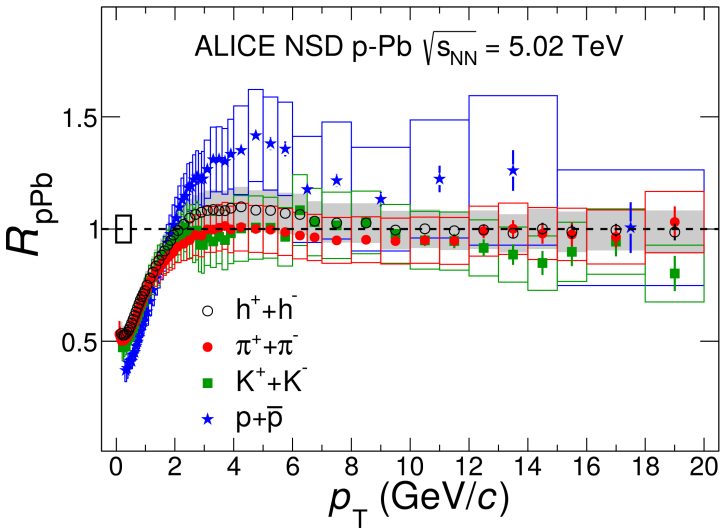
Cząstki różnego typu

Zob. też cząstki dziwne (K_s^0, Λ, Ξ, Ω) → CMS, PRC 101 (2020), 064906 [arXiv:1910.04812];
π^0, η w p+Pb przy 8.16 TeV → ALICE, PLB 827 (2022) 136943 [arXiv:2104.03116];
ω w p+Pb przy 5.02 TeV → ALICE, arXiv:2502.19956

p+Pb **LHC**

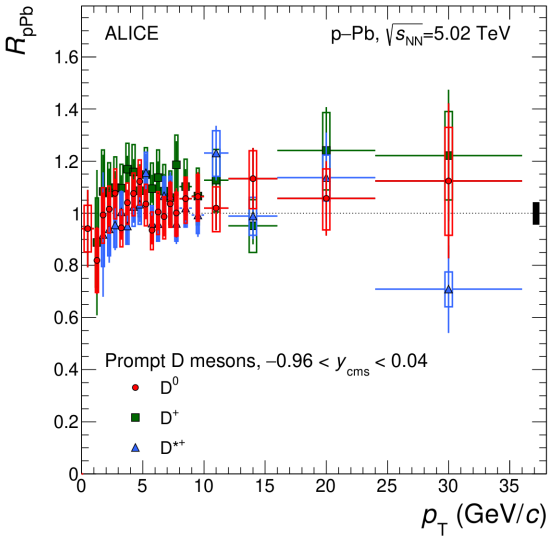


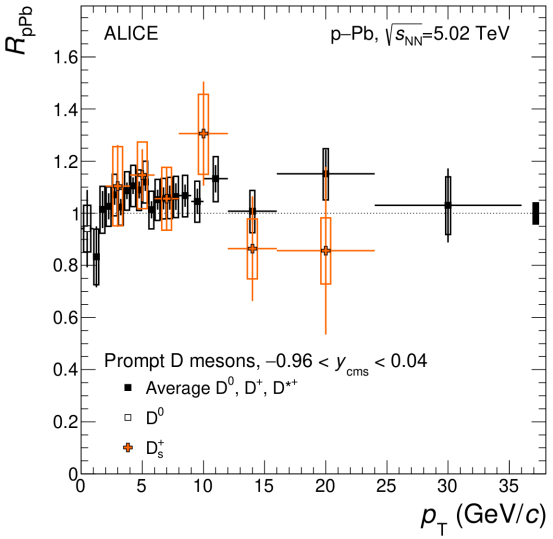
ALICE, PRC 107 (2023) 5, 055201 [arXiv:2110.10042]



ALICE, PLB 760 (2016) 720-735 [arXiv:1601.03658]

Rys. z ALICE, JHEP 12 (2019) 092 [arXiv:1906.03425]
Zob. też wcześniejsze wyniki → ALICE, PR C94 (2016) 054908 [arXiv:1605.07569]



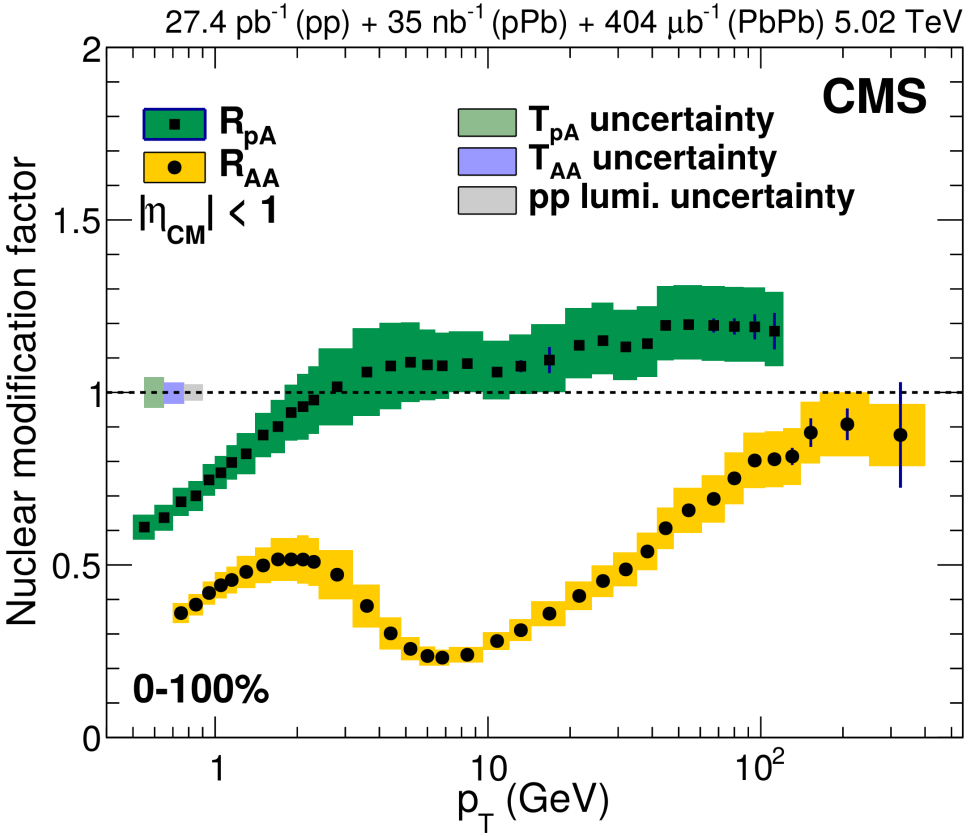


Pb+Pb oraz p+Pb LHC

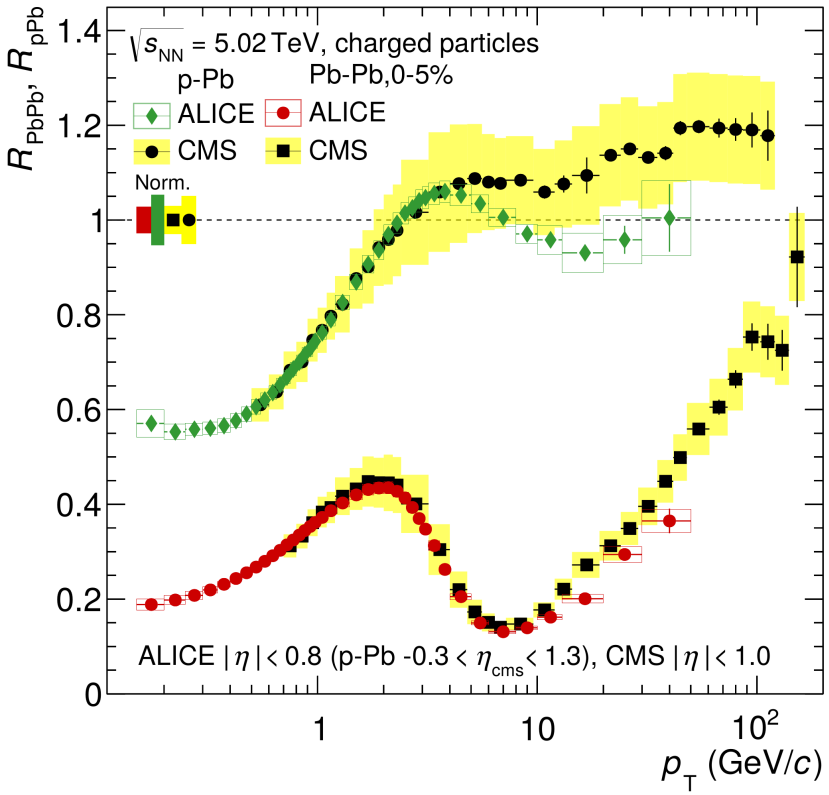
Porównanie przy tej samej energii: 5.02 TeV

(R_{pA}, R_{AA} dla cząstek naładowanych)

CMS, JHEP 1704 (2017) 039 [arXiv:1611.01664]



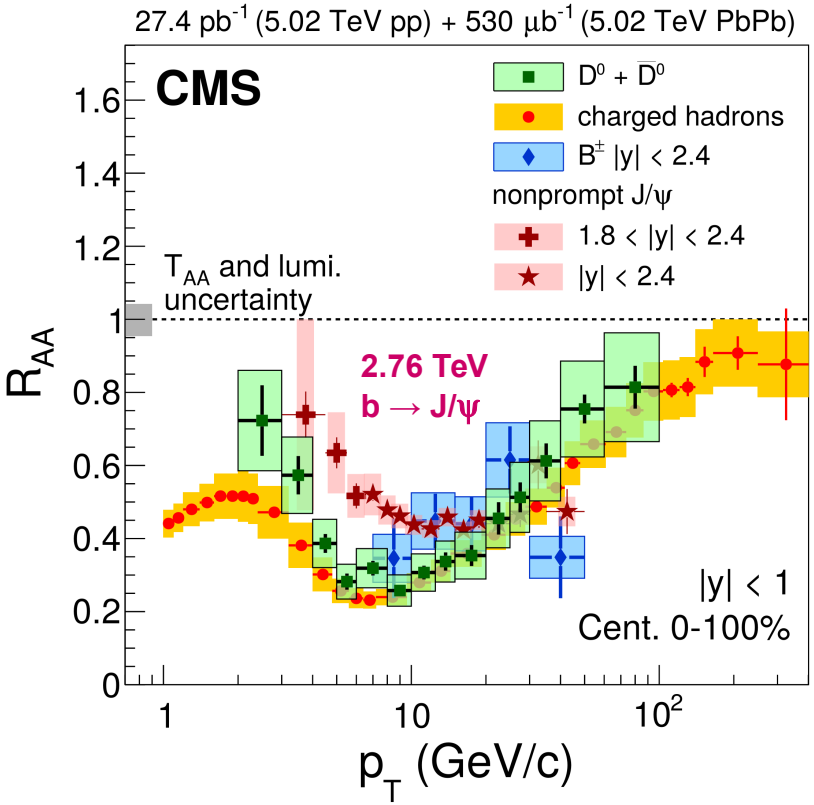
ALICE, JHEP 1811 (2018) 013 [arXiv:1802.09145]



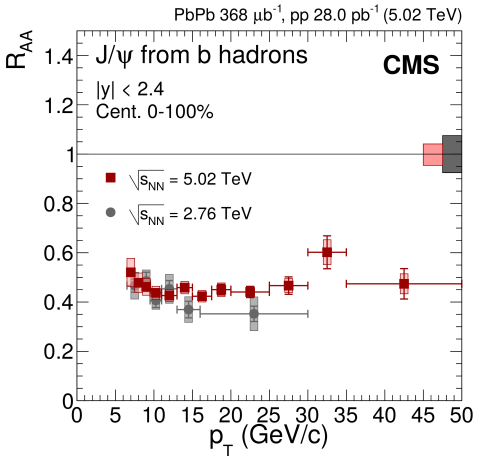
Pb+Pb LHC

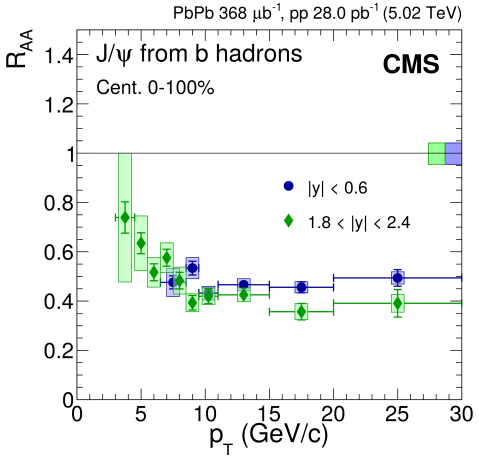
Pomiar D^0 oraz $B^{+/-}$ przy 5.02 TeV (CMS)

CMS, arXiv:1708.04962



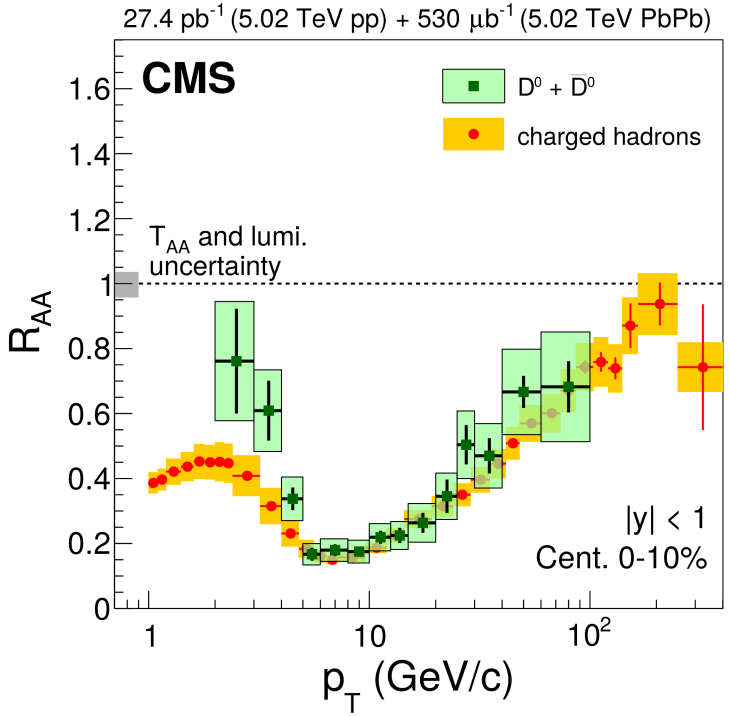
Na lewym górnym pokazano 'b' dla 2.76 TeV ale wyniki dla obu energii są podobne:

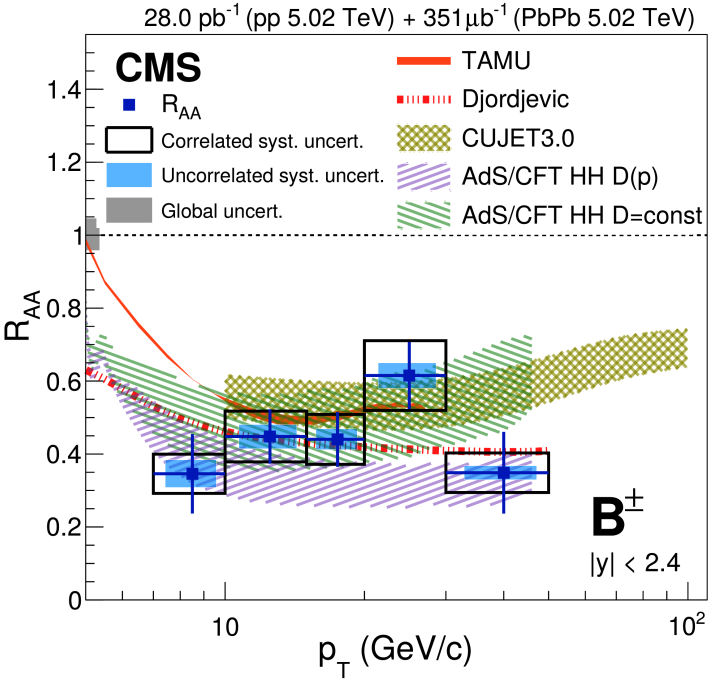




CMS, arXiv:1712.08959

CMS, PL B782 (2018) 474 [arXiv:1708.04962]



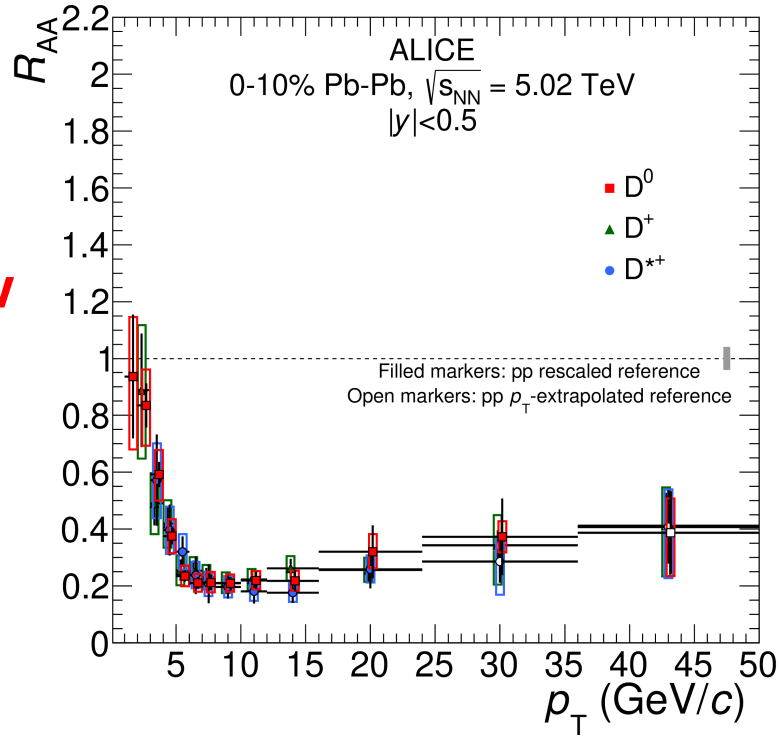


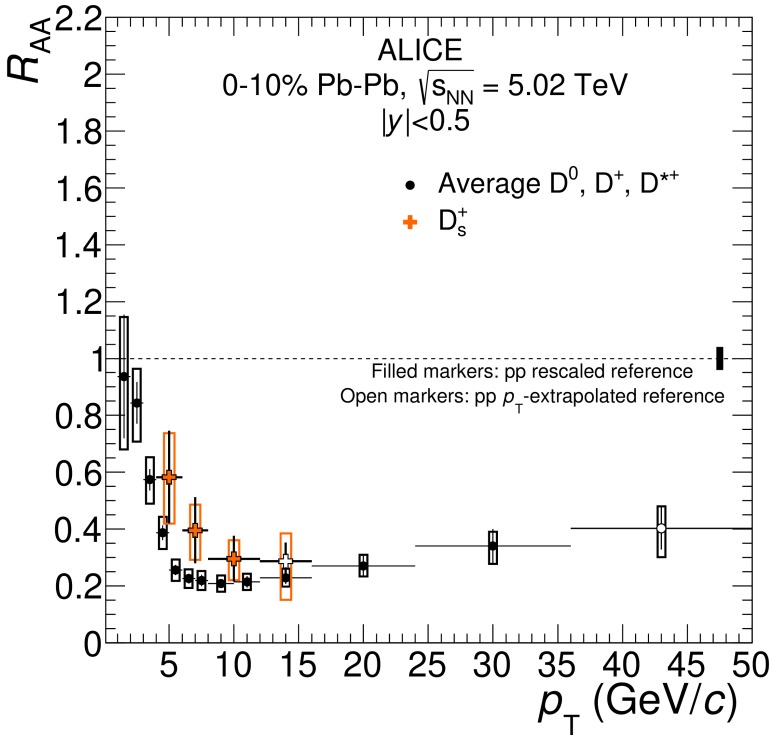
CMS, PRL 119 (2017) 152301 [arXiv:1705.04727]

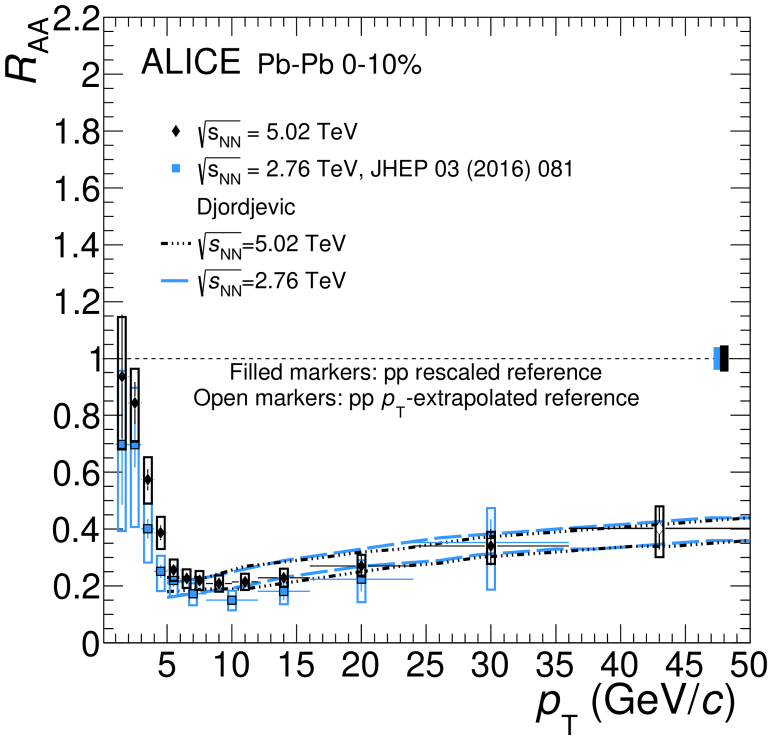
Pb+Pb LHC

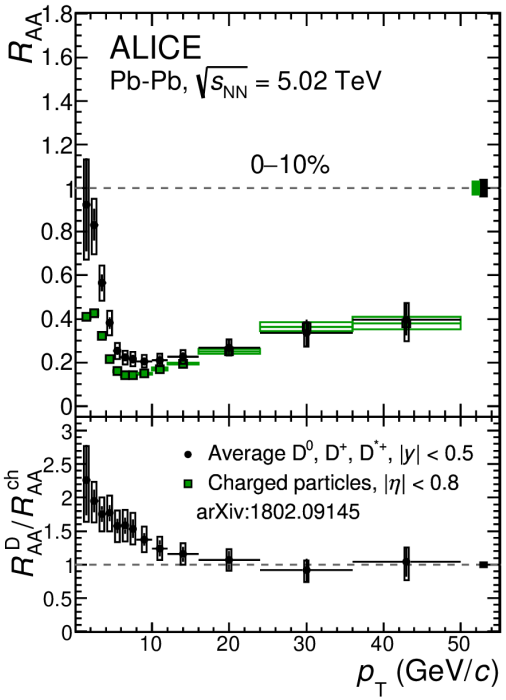
Pomiar mezonów D przy energii 5.02 TeV (ALICE)

ALICE, JHEP 1810 (2018) 174 [arXiv:1804.09083] (w pracy pokazano również inne centralności)







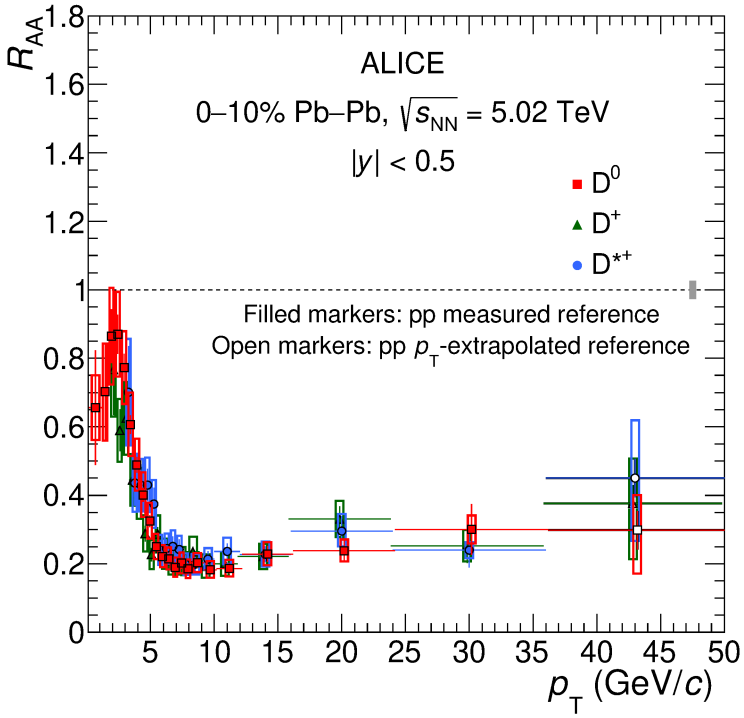


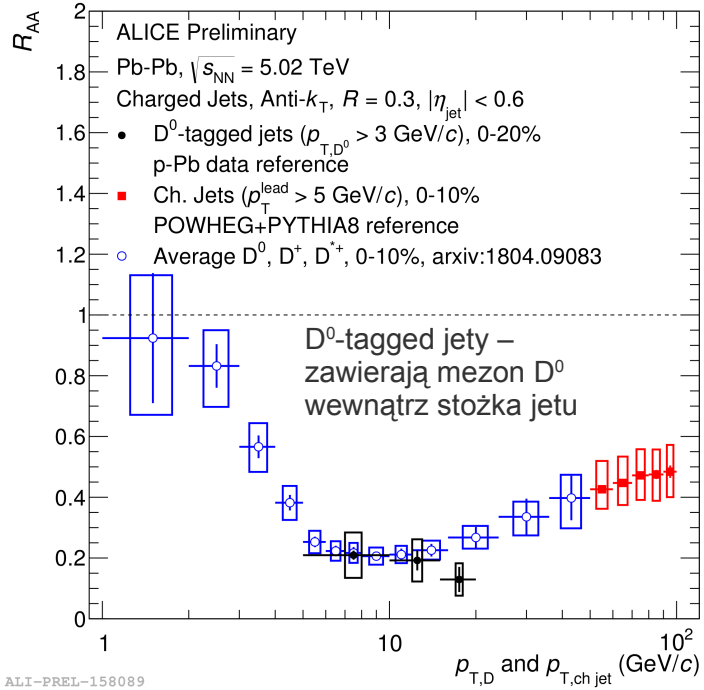
- Mezony D^0, D^+, D^{*+} dla 5.02 TeV są zgodne z tymi dla 2.76 TeV
- Mezon D_s^+ (c anty-s) pokazuje nieco większe wartości R_{AA} (ale w granicach niepewności nadal zbliżone) niż nie-dziwne mezony D (cq)
- Dla dużych p_T R_{AA} cząstek naład. oraz R_{AA} mezonów D (nie-dziwnych) są podobne

Pb+Pb LHC

Pomiar mezonów D (oraz jetów) przy energii 5.02 TeV (ALICE)

→ dane z 2018 roku



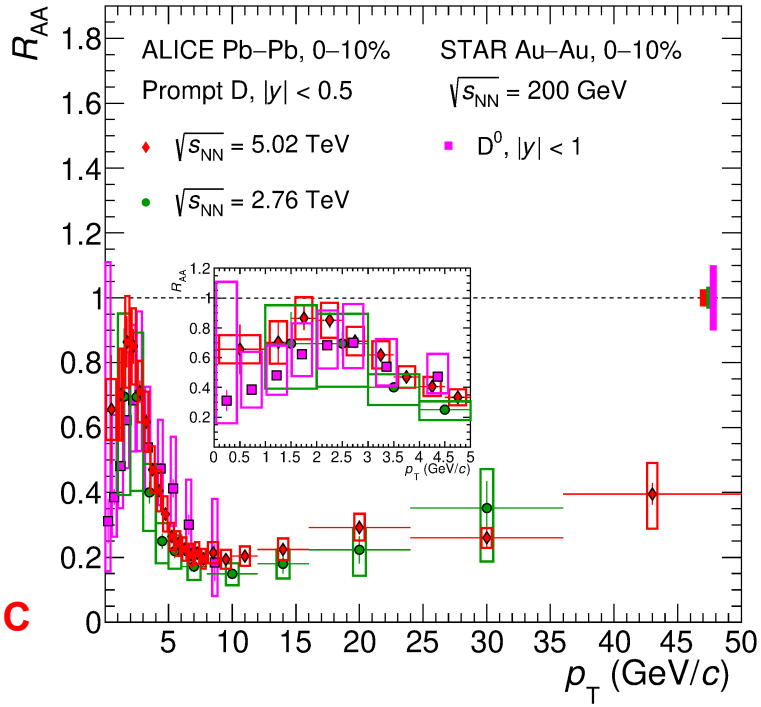


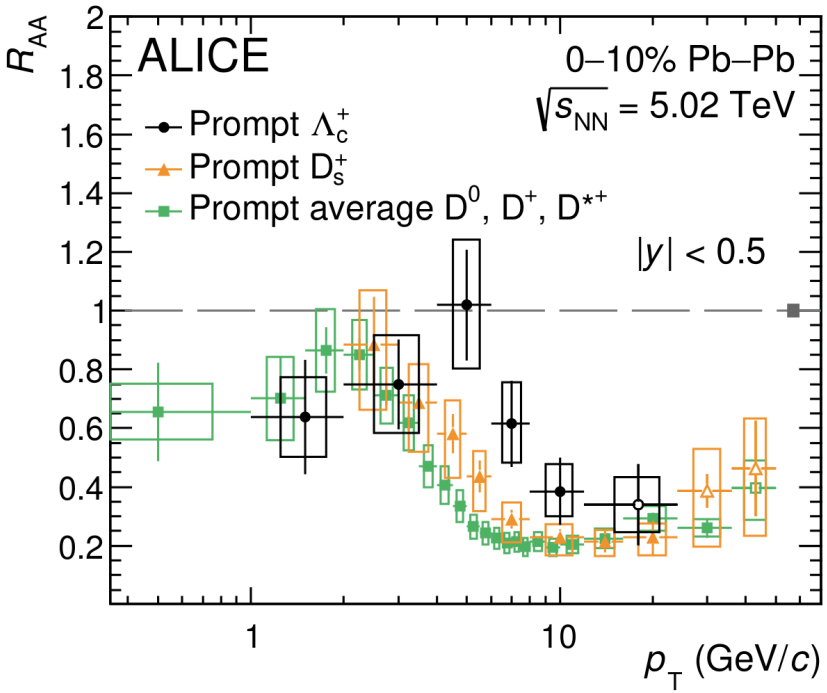
Górny lewy, dolny lewy: ALICE, JHEP 01 (2022) [arXiv:2110.09420] (w pracy pokazano również inne centralności)

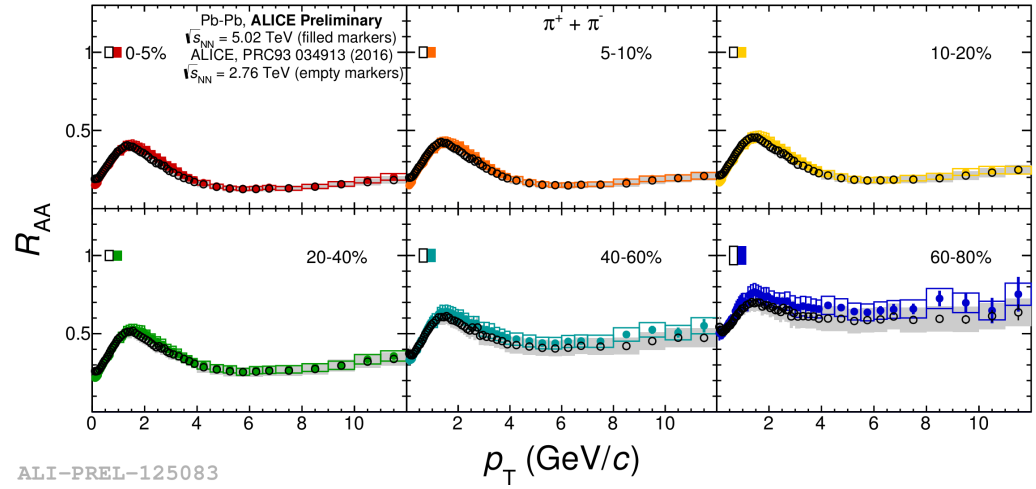
Górny prawy: F. Grosa (for ALICE), arXiv:1909.06562

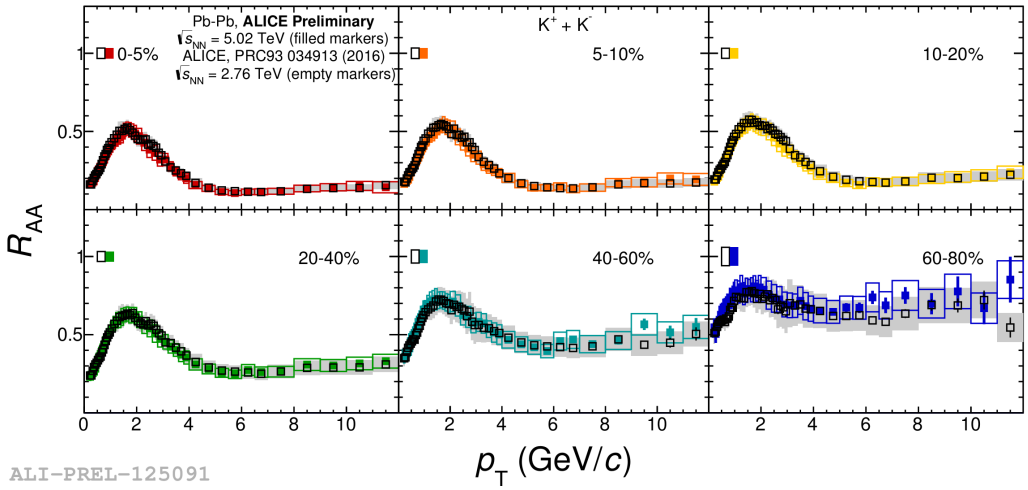
Dolny prawy: ALICE, arXiv:2112.08156

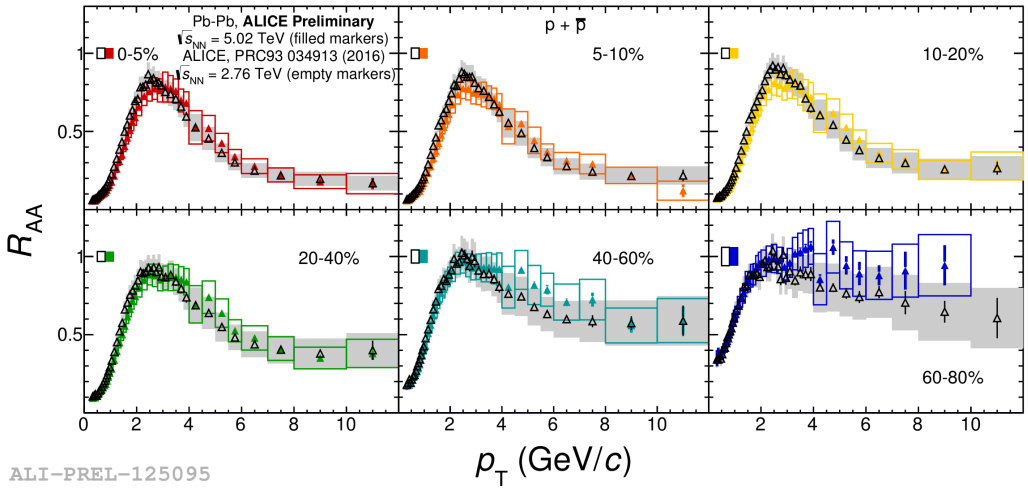
Porównanie → mezonów D dla energii LHC oraz RHIC











Pb+Pb
LHC

Piony, kaony, protony → porównanie 2.76 TeV i 5.02 GeV (ALICE); brak różnic

J. Otwinowski (for ALICE), EPS-HEP 2017

Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym – kompilacja wyników STAR, arXiv:1004.2377

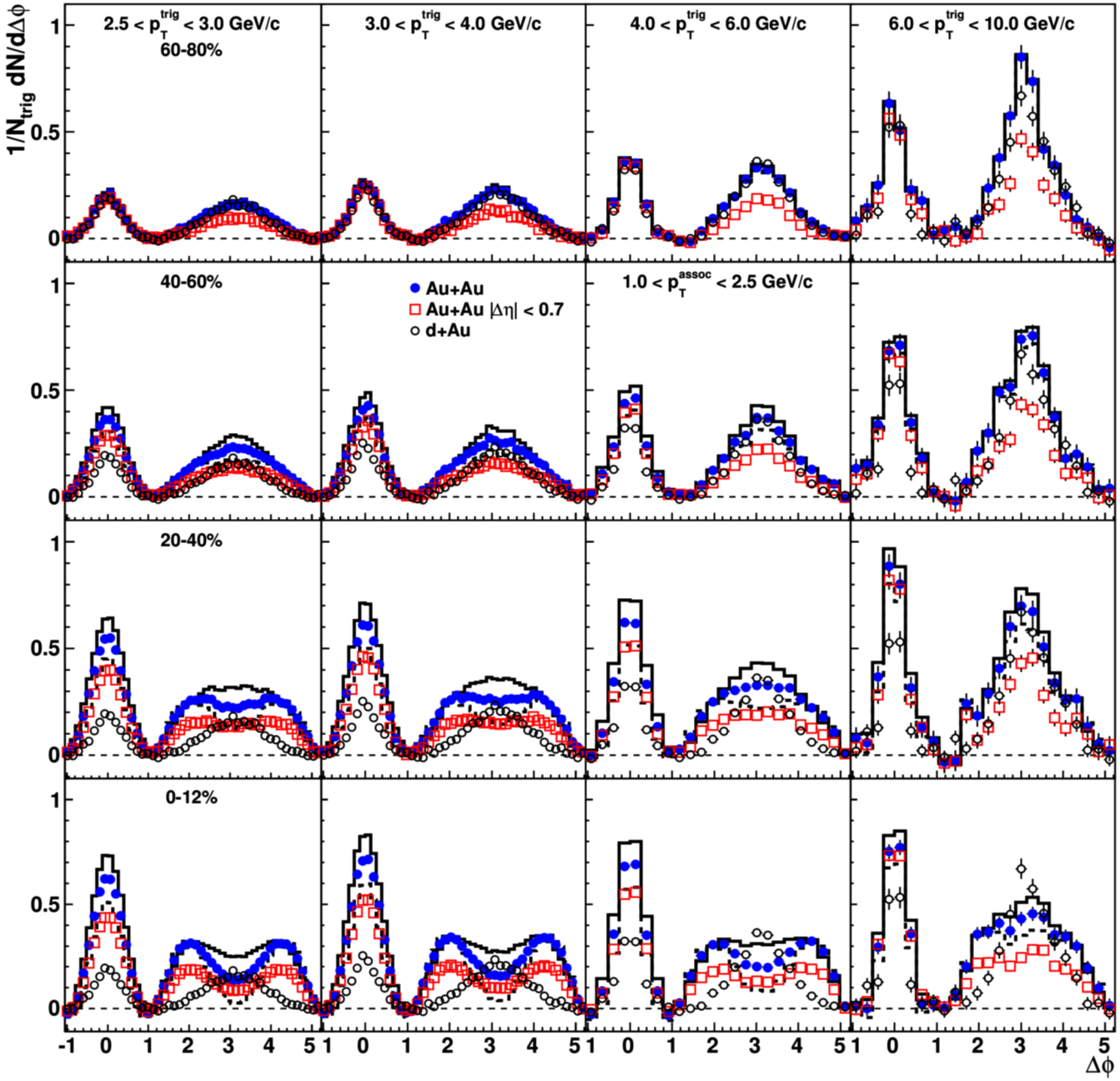


FIG. 2: (Color online) Background-subtracted azimuthal angle difference distributions for associated particles with p_T between 1.0 and 2.5 GeV/c and for different ranges of trigger particle p_T, ranging from $2.5 - 3.0$ GeV/c (left column) to $6 - 10$ GeV/c (right column). Results are shown for Au+Au collisions (solid circles) with different centrality (rows) and d+Au reference results (open circles). The rapidity range is $|\eta| < 1$ and as a result the rapidity-difference $|\Delta\eta| < 2$. Open red squares show results for a restricted acceptance of $|\Delta\eta| < 0.7$, using tracks within $|\eta| < 1$. The solid and dashed histograms show the upper and lower range of the systematic uncertainty due to the v_2 modulation of the subtracted background.

Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym – kompilacja wyników STAR, arXiv:1004.2377

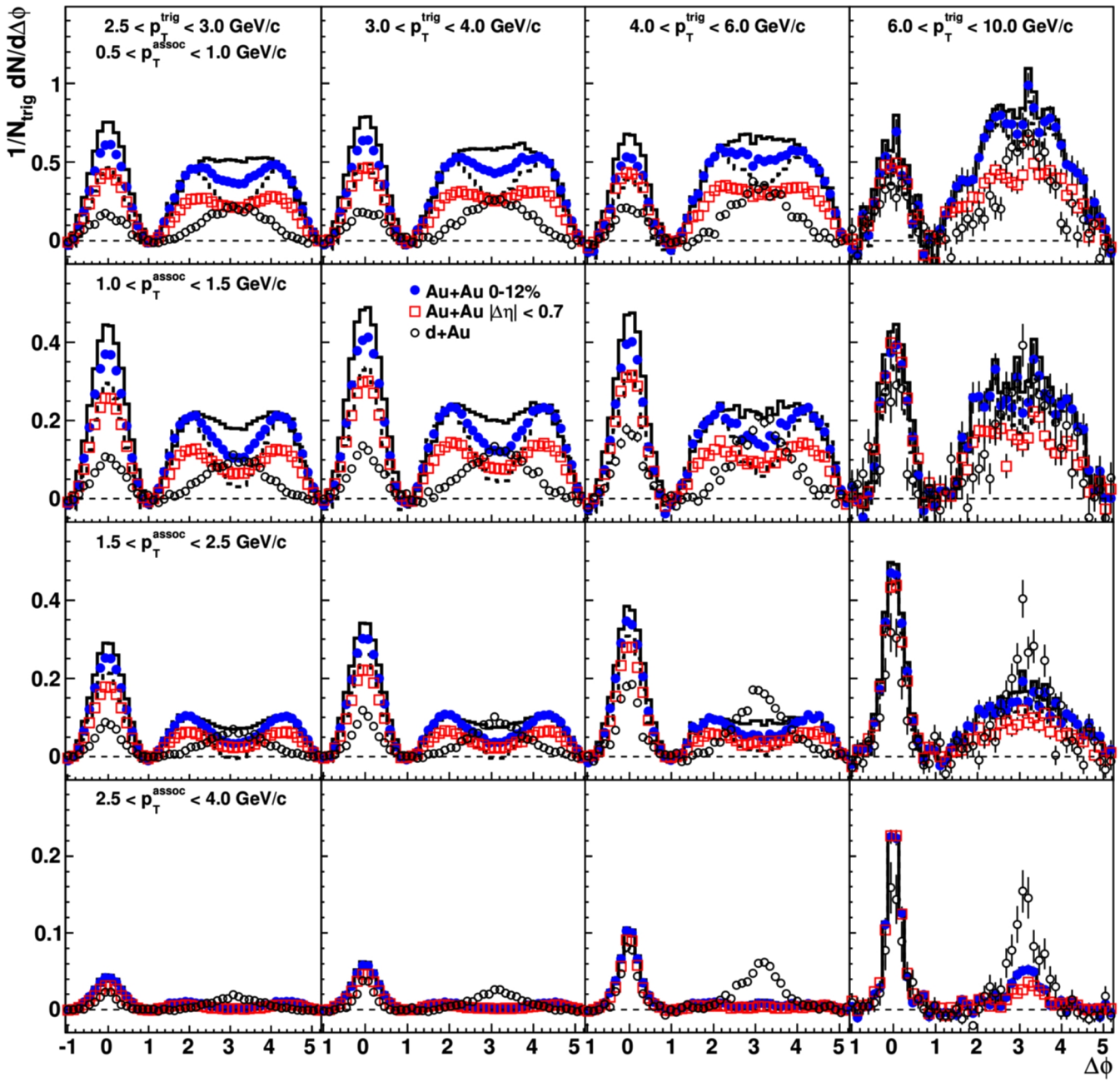


FIG. 3: (Color online) Background-subtracted azimuthal angle difference distributions for different p_T^{trig} (columns) and p_T^{assoc} (rows) in 0-12% central Au+Au collisions (solid circles) and d+Au reference results (open circles). The rapidity range is $|\eta| < 1$ and as a result the rapidity-difference $|\Delta\eta| < 2$. Open red squares show results for a restricted acceptance of $|\Delta\eta| < 0.7$, using tracks with $|\eta| < 1$. The solid and dashed histograms show the upper and lower range of the systematic uncertainty due to the v_2 modulation of the subtracted background.

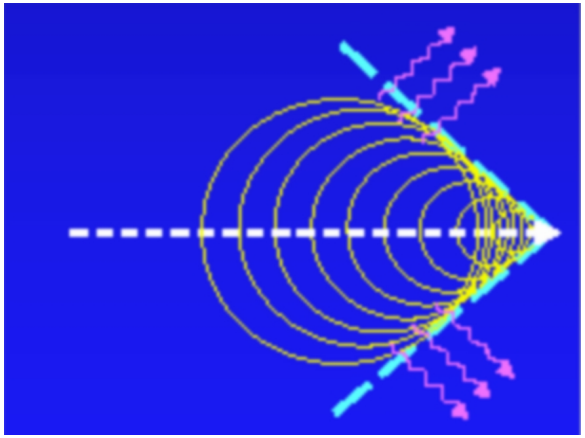
Promieniowanie Czerenkowa – gdy cząstka przekracza prędkość światła w medium

Mechanizm promieniowania Czerenkowa jest bardzo podobny do powstawania stożka Macha (dlatego używa się 3-cząstkowych korelacji żeby odróżnić oba scenariusze)

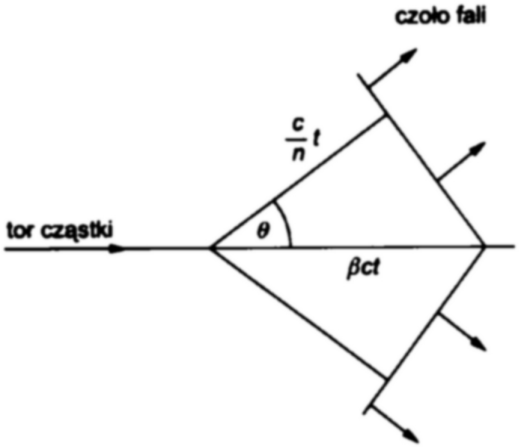
Promieniowanie Czerenkowa: fala uderzeniowa światła (*shock wave of light*) – fala elektromagnetyczna. W materiale światło porusza się z prędkością c/n, gdzie n jest współczynnikiem załamania ośrodka (np. dla wody n = 1.33 czyli światło porusza się około 30% wolniej w wodzie niż w próżni)

Cząstki elementarne np. elektron nie mają większego problemu żeby poruszać się szybciej niż c/n (βc > c/n), bo **już energie rzędu kilku MeV wystarczą żeby cząstka miała prędkość zbliżoną do prędkości światła** (c)

Rezultat – obserwujemy elektromagnetyczne promieniowanie Czerenkowa (może być zarejestrowane fotopowielaczem)



Rys. z wykł. T. Lesiak



przypomina falę za płynącą po wodzie motorówką

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

W top RHIC – mielibyśmy ewentualnie do czynienia z odpowiednikiem w QCD – czyli promieniowaniem <u>gluonów</u> a nie fotonów (*Cerenkov gluon radiation*) – (Koch, Majumder, Wang)

Czyli dla **stożka Macha** (przekraczanie prędkości dźwięku w medium)

$c_s/v_{parton} = \cos(\Theta_M)$

c_s – prędkość dźwięku w medium

v_{parton} – prędkość partonu (około 'c')

Θ_M – kąt Macha

a dla **promieniowania Czerenkowa** (przekraczanie prędkości światła w medium)

$c_\gamma/v_{parton} = \cos(\Theta_C)$

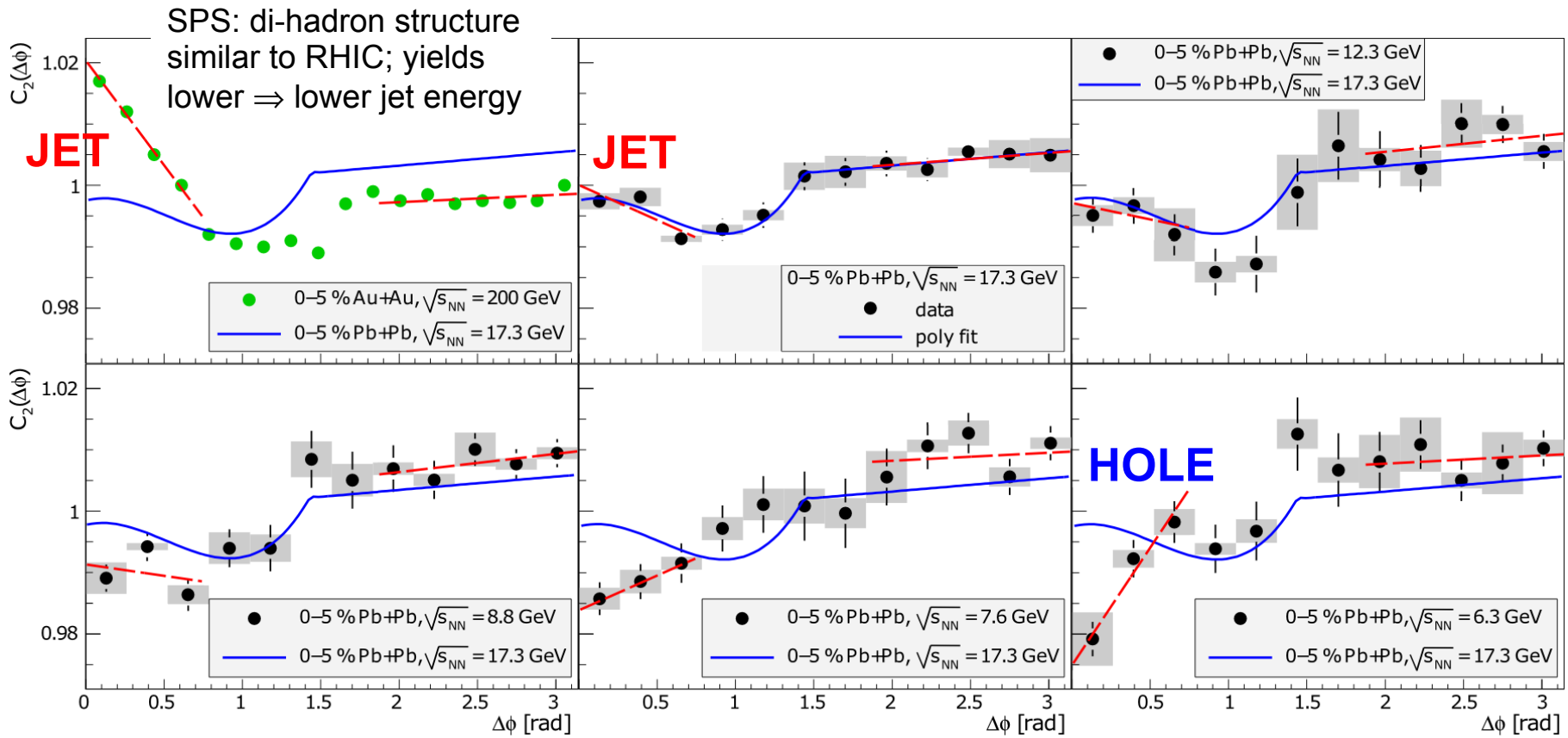
c_γ – prędkość światła w medium

Θ_C – kąt Czerenkowa

Korelacje azymutalne – ciekawe i dość nieoczekiwane rezultaty dla SPS

Przy energiach SPS zmienia się kształt near-side jetu (przejście od maksimum dla top SPS do wgłębienia dla low SPS!). Pytanie (na razie bez odpowiedzi): **czy to jest w jakiś sposób związanie z energią przejścia fazowego do QGP** (przy niskich energ. SPS, zob. wykład 10)

Wiadomość z roku 2011: nowe symulacje w UrQMD zaczęły odtwarzać te struktury... :(



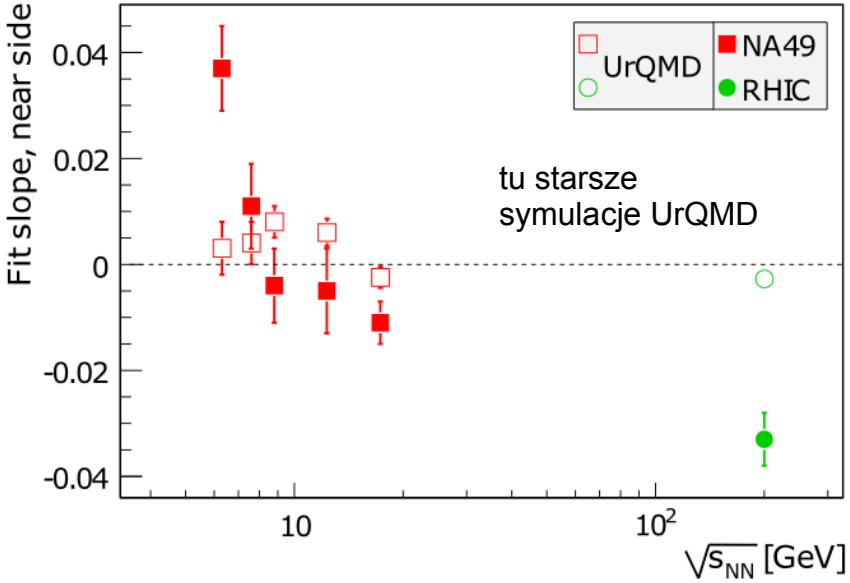
$$C_2(\Delta\varphi) = \frac{N_{corr}(\Delta\varphi)}{N_{mix}(\Delta\varphi)} \frac{\int N_{mix}(\Delta\varphi')\,d(\Delta\varphi')}{\int N_{corr}(\Delta\varphi')\,d(\Delta\varphi')}$$

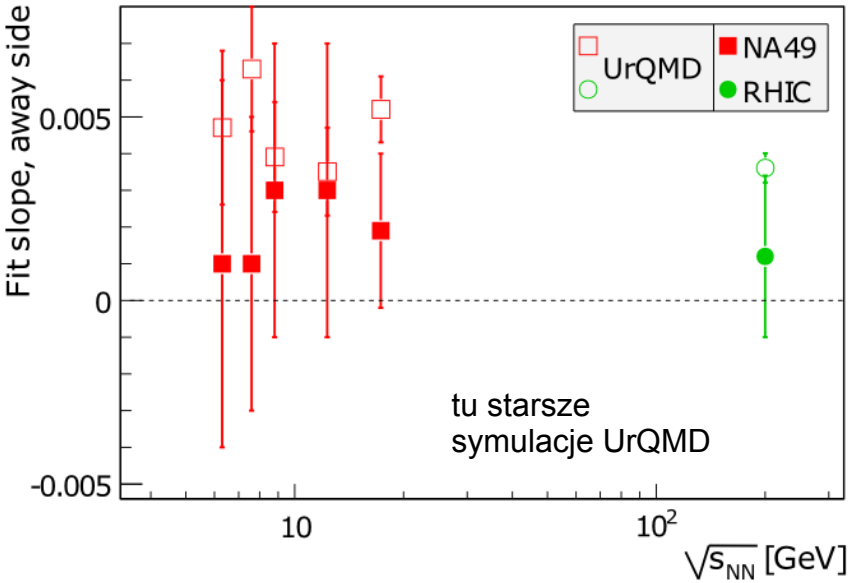
$2.5\ \mathrm{GeV/c} \le p_T^{trg} \le 4.0\ \mathrm{GeV/c}$

$1.0\ \mathrm{GeV/c} \le p_T^{asc} \le 2.5\ \mathrm{GeV/c}$

TRANSITION

HOLE (low SPS) → **JET (top SPS)**

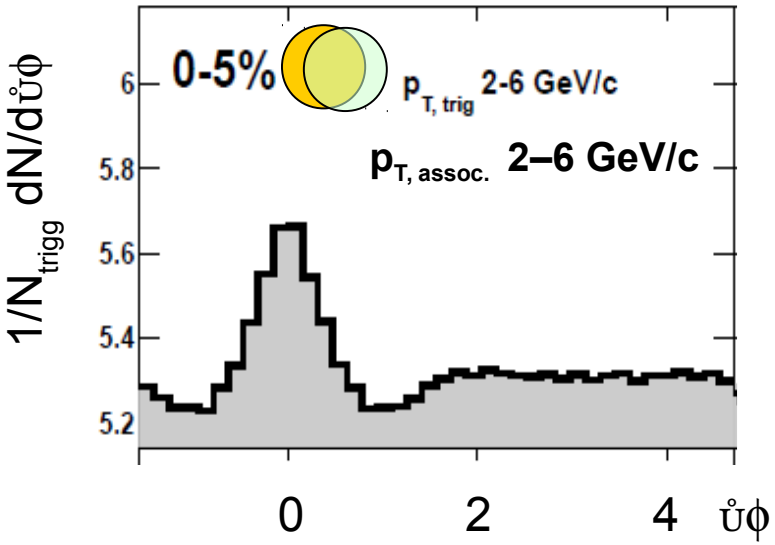


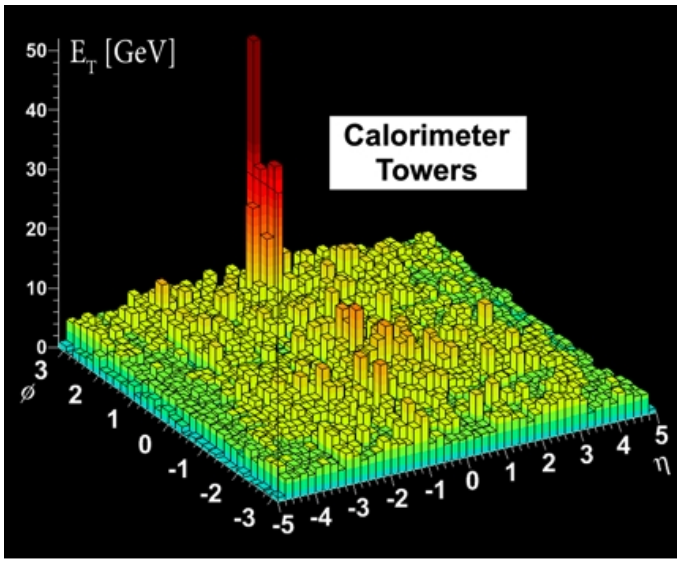


Struktura away-side jetu (prawy górny rysunek) nie zależy od energii...

...tendencja wydaje się utrzymywać dla LHC

PRL 105, 252303 (2010)





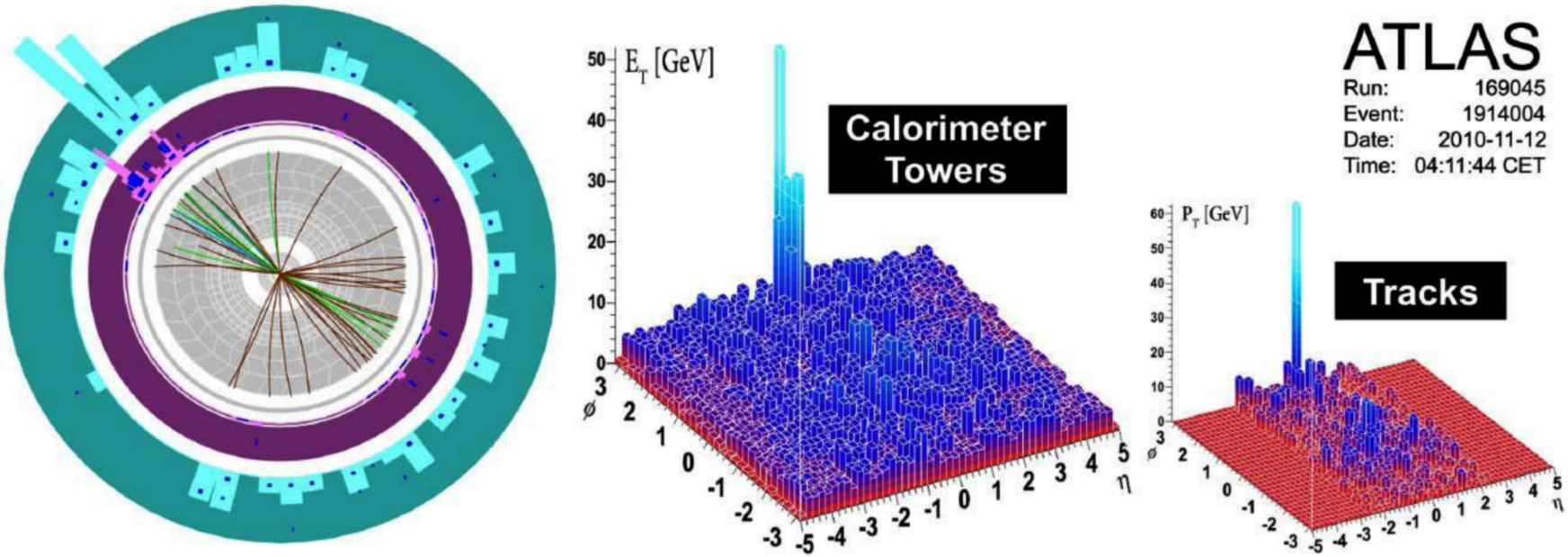
ALICE, *centralne* Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV

ATLAS, *centralne* Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV

Bezpośrednia (tj. bez funkcji korelacyjnej) obserwacja tłumienia jetów przy LHC

Di- jet Energy Imbalance

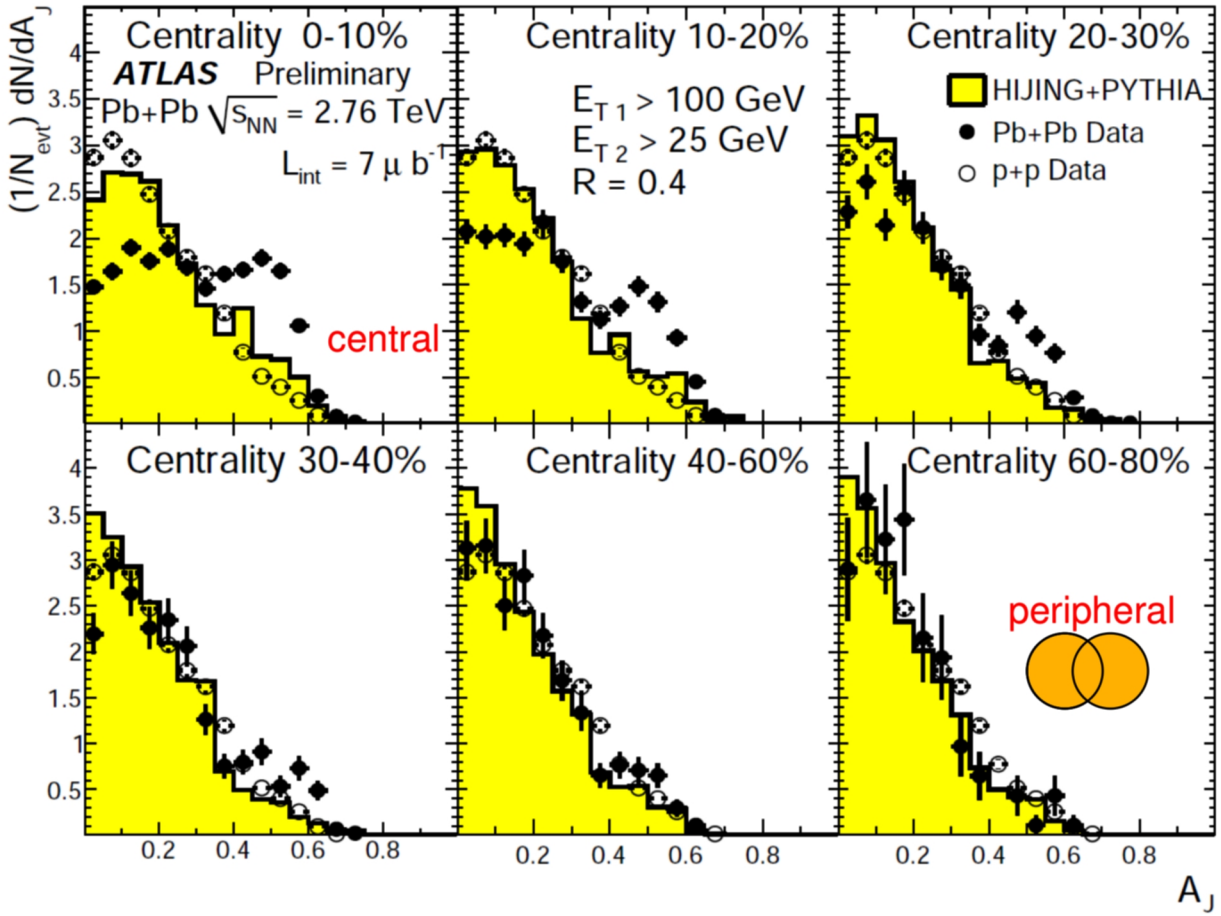
PRL cover (Vol. 105, Iss. 25)



Large energy imbalance between leading (more energetic, J1) and sub-leading jet (J2) in central Pb+Pb collisions is seen at the event by event basis. ATLAS, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 252303

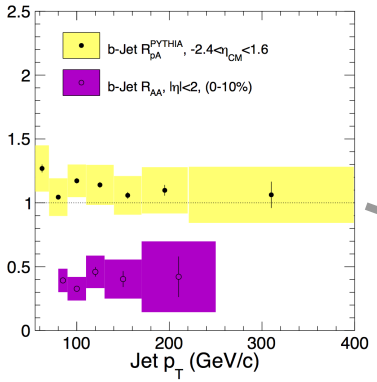
- **Di-jet asymmetry factor:** $$A_J = \frac{E_T^{J1} - E_T^{J2}}{E_T^{J1} + E_T^{J2}}$$

Di-jet Asymmetry

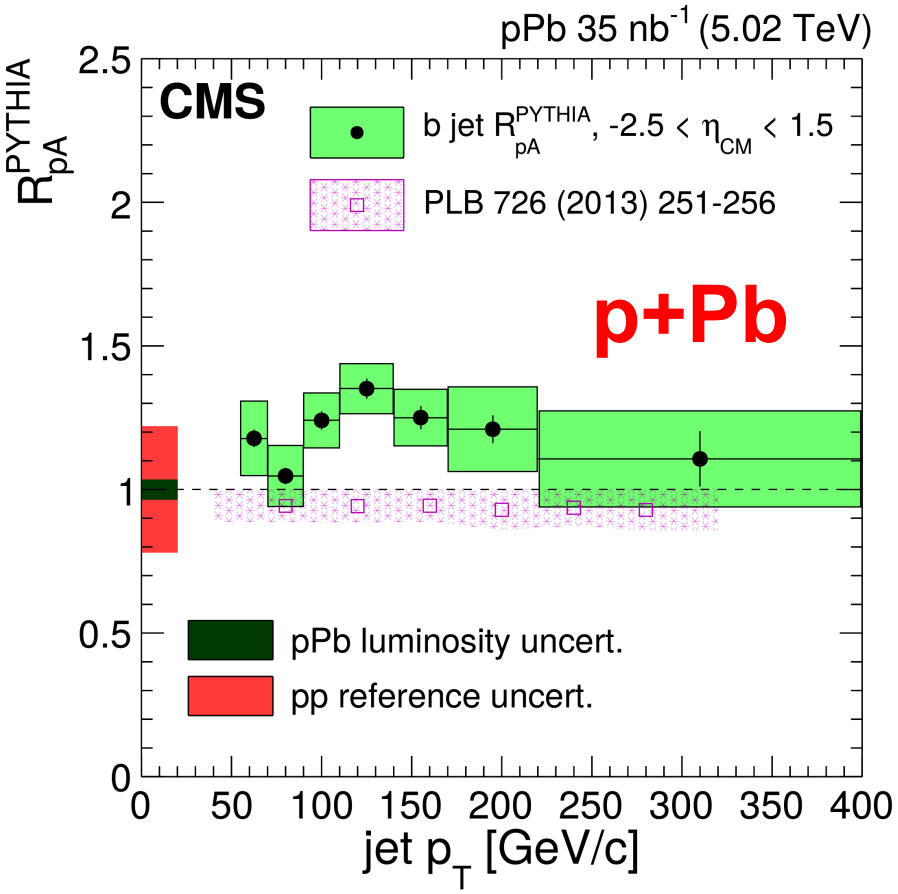


ATLAS-CONF-2011-075

- **Asymmetry grows for more central events**



Update wyników dla b-jetów w LHC (CMS)

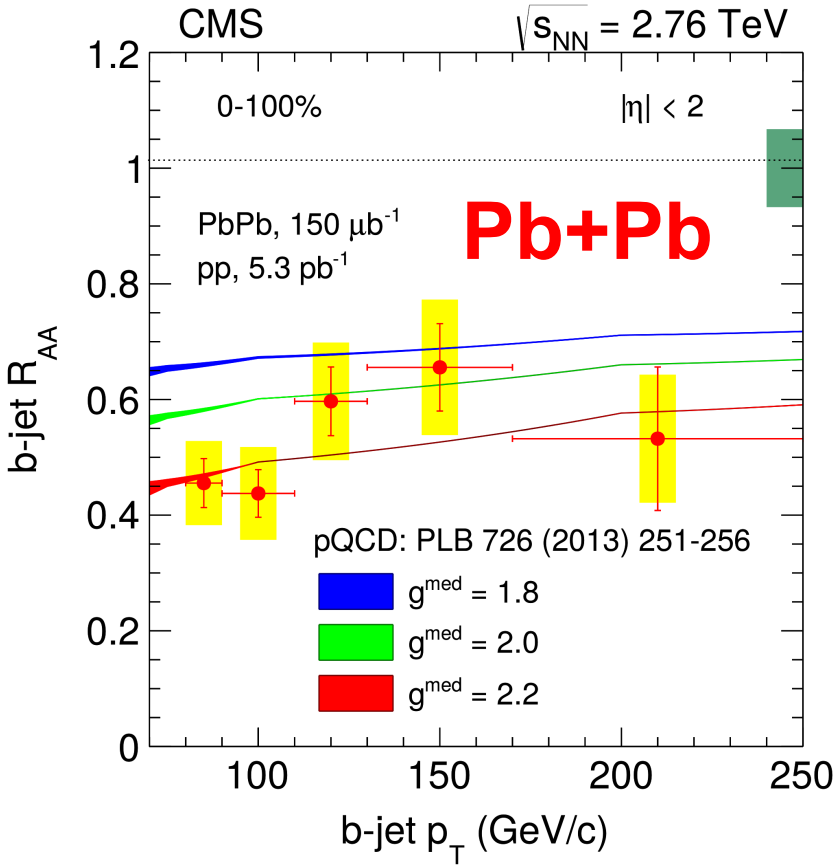


CMS, PLB 754 (2016), 59 (arXiv:1510.03373)

$$R_{pA}^{PYTHIA} = \frac{1}{A}\frac{d^2\sigma_{jet}^{pA}/dp_T\,d\eta}{d^2\sigma_{jet}^{PYTHIA}/dp_T\,d\eta}. \quad (2)$$

The formula used to calculate the nuclear modification factor (R_{pA}^{PYTHIA}) is defined in Eq. (2). The η_{CM}-dependent R_{pA}^{PYTHIA} is obtained by dividing the jet cross section in pPb (scaled with the lead ion mass, A) by the jet cross section obtained from a pp reference. As there is no pp data available at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, this reference is obtained from a PYTHIA calculation "σ_{jet}^{PYTHIA}".

Poniżej centralność 0–100% zamiast 0–10%



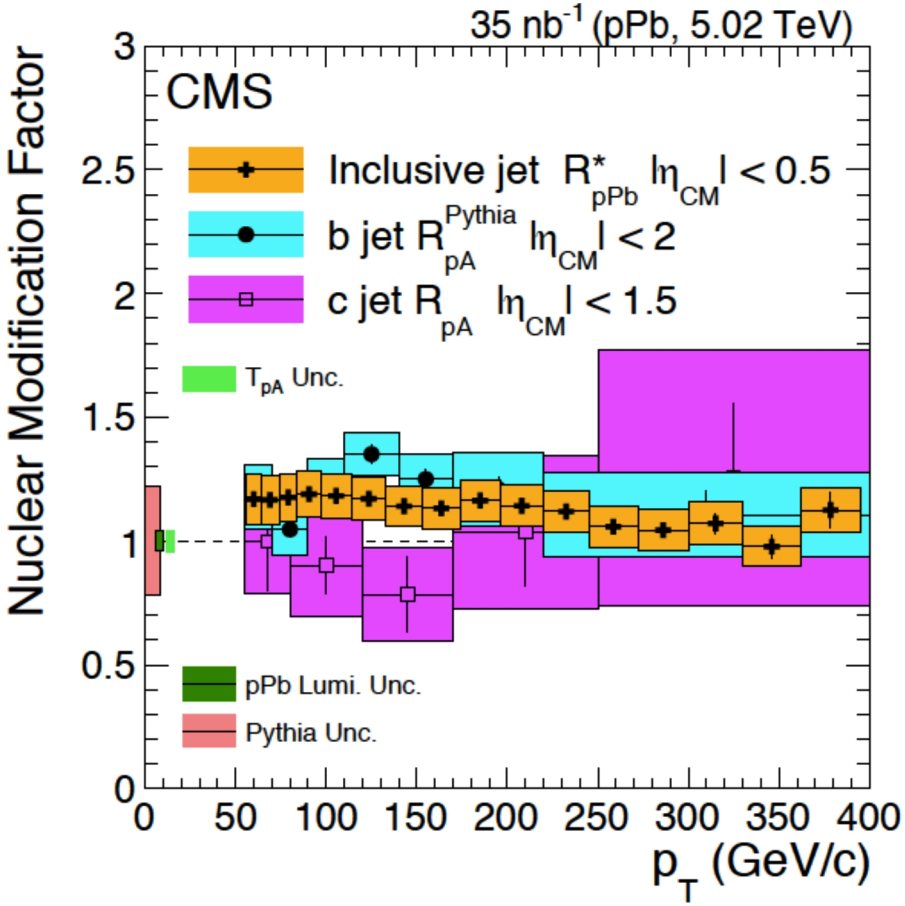
CMS, PRL 115 (2015), 029903

Zob. też. arXiv:1511.02151 (przeglądowa)

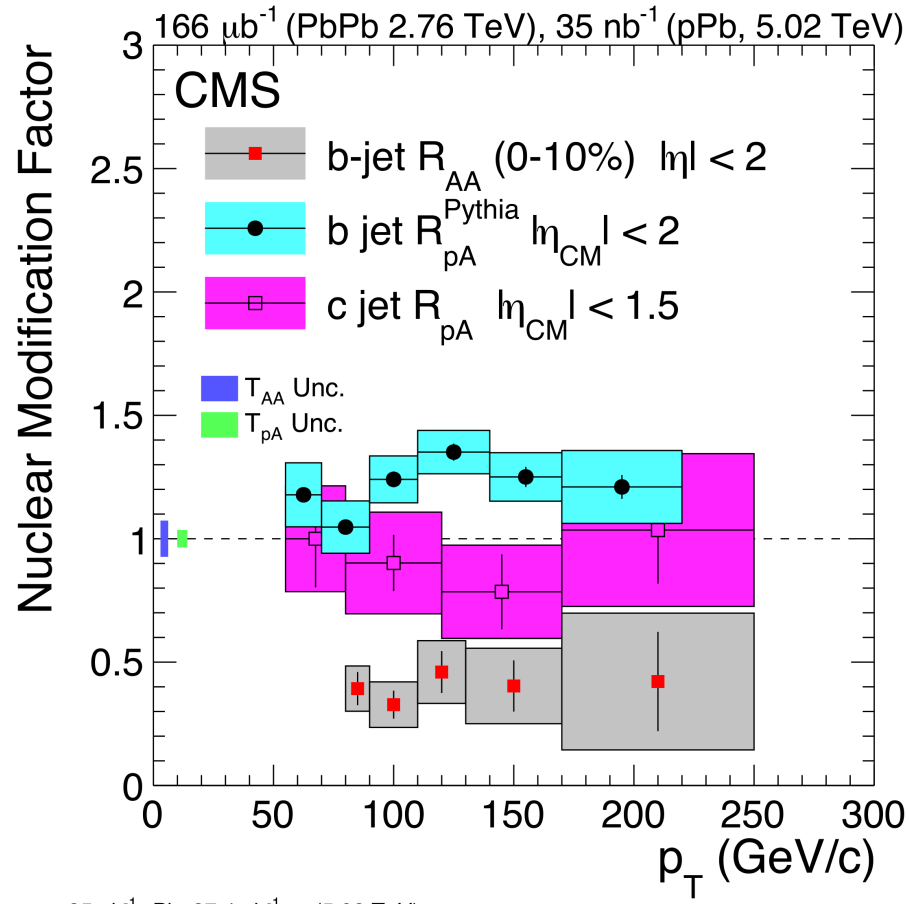
Uwaga: **c-jety w p+Pb w LHC (wyniki CMS) też pokazują R_{pA} zgodne z jedynką (brak tłumienia)**

→ CMS, PL B772 (2017) 306 [arXiv:1612.08972]

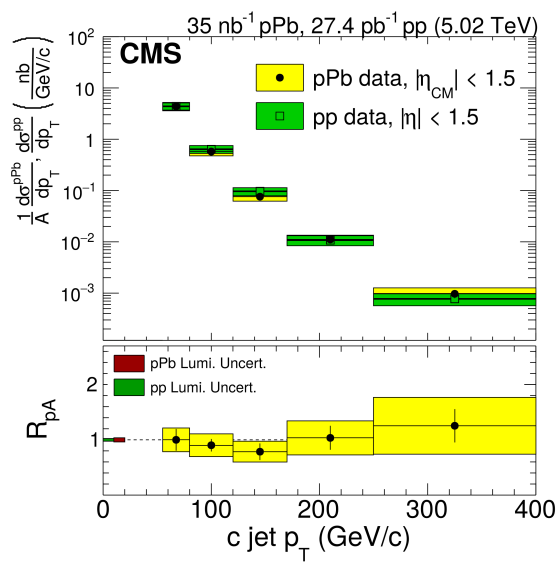
Xin Dong, QM 2017 HF summary talk



Connors et al. arXiv:1705.01974



CMS, PL B772 (2017) 306
[arXiv:1612.08972]

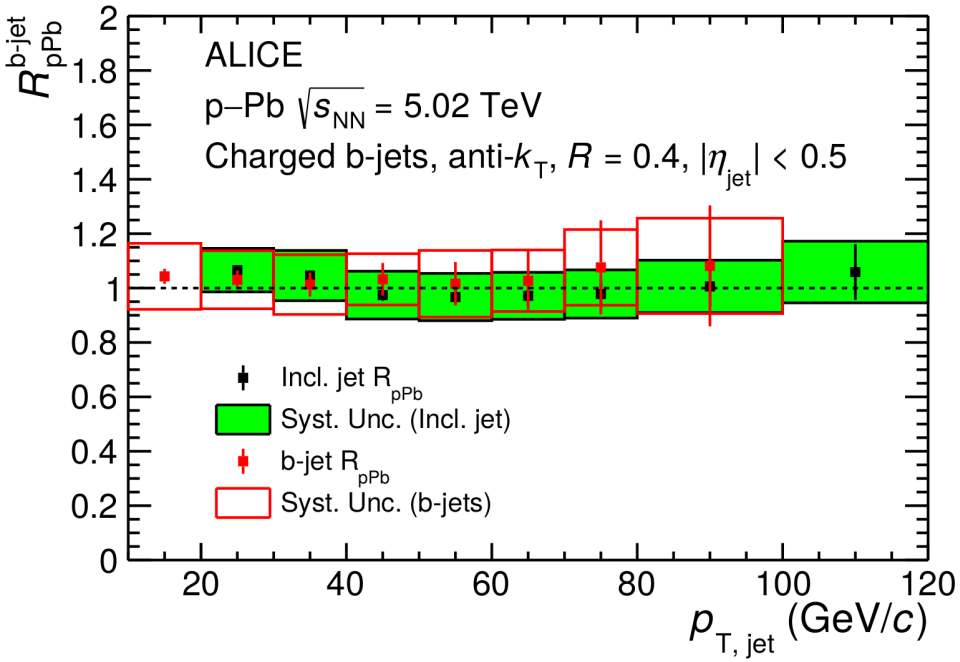


Wyniki dla b-jetów w p+Pb w LHC (ALICE)

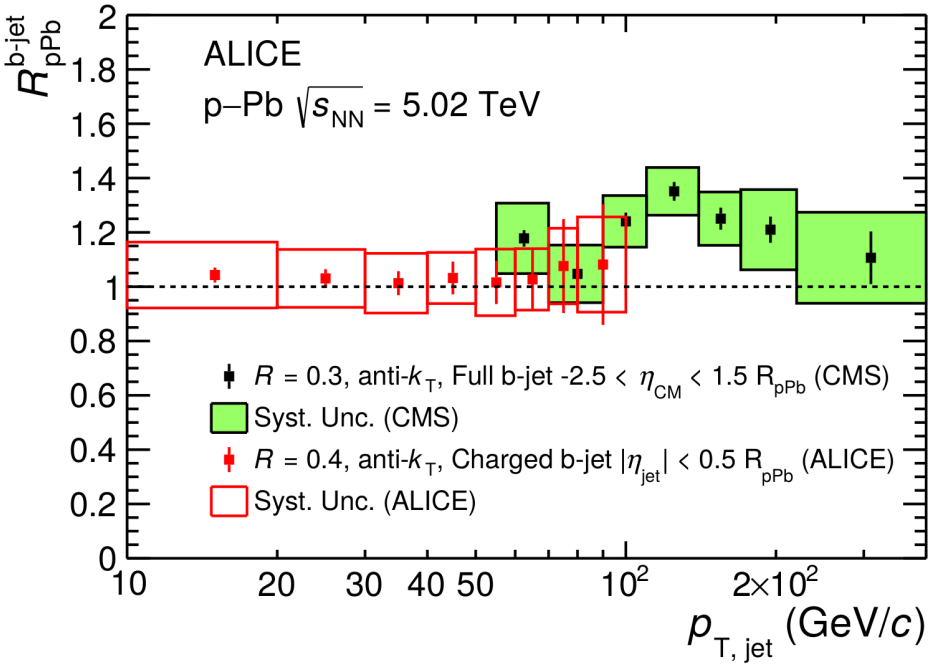
Brak tłumienia inkluzywnych jetów oraz b-jetów w p+Pb

ALICE, JHEP 01 (2022) 178 [arXiv:2110.06104]

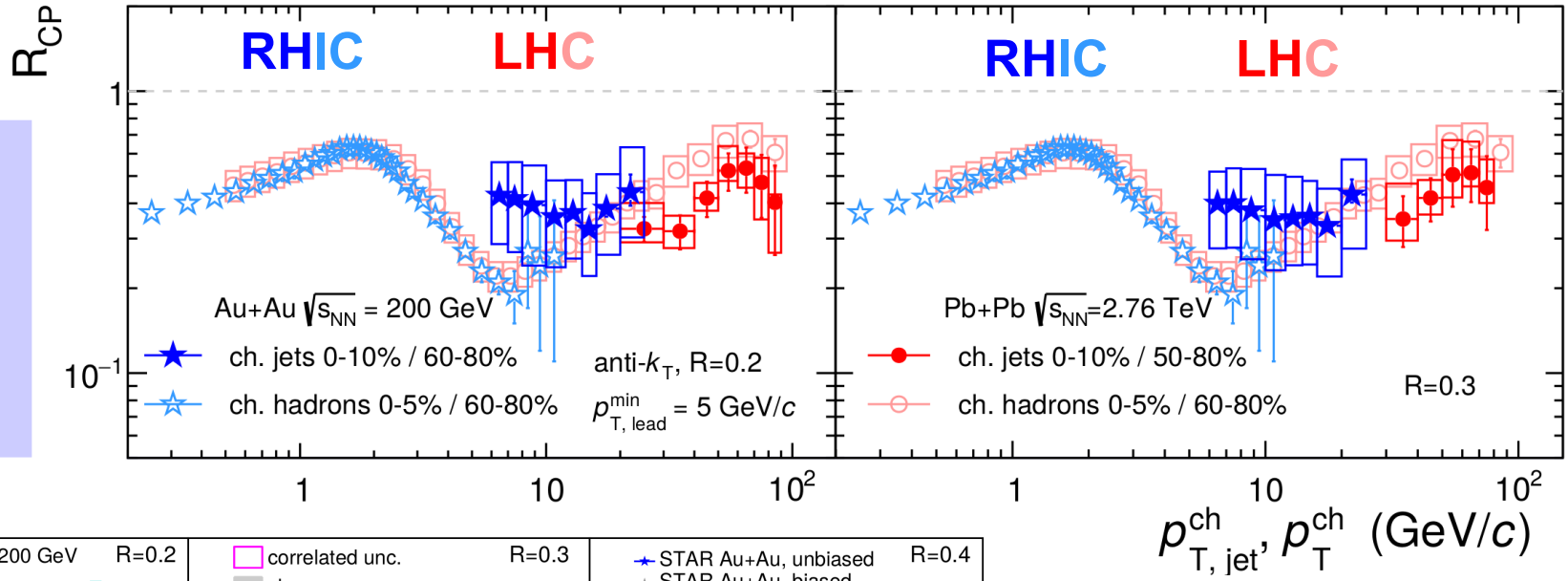
Inkluzywne jety oraz b-jety (ALICE)

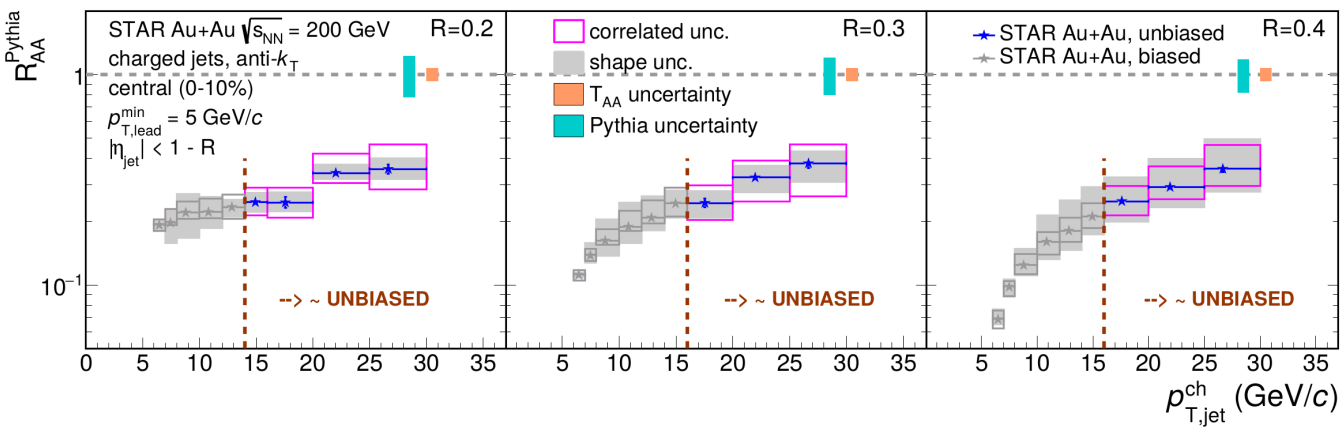


b-jety (ALICE oraz CMS)

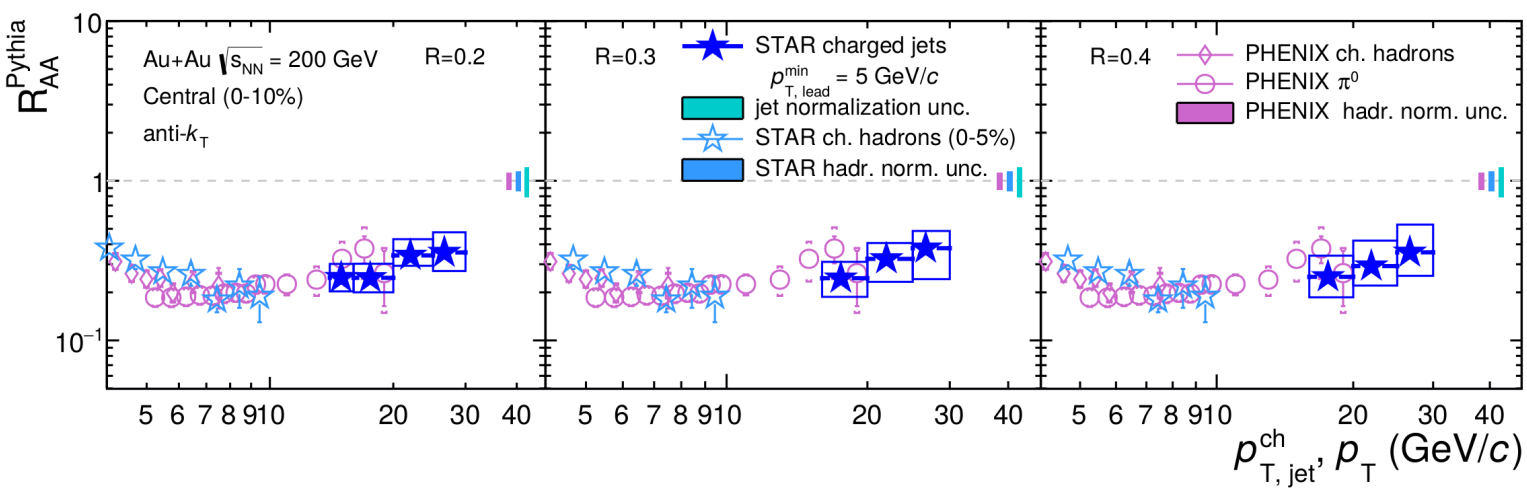


Tłumienie całych jetów (R_{CP}) na podobnym poziomie w RHIC i LHC





STAR, Phys. Rev. C 102 (2020) 5, 054913 [arXiv:2006.00582]

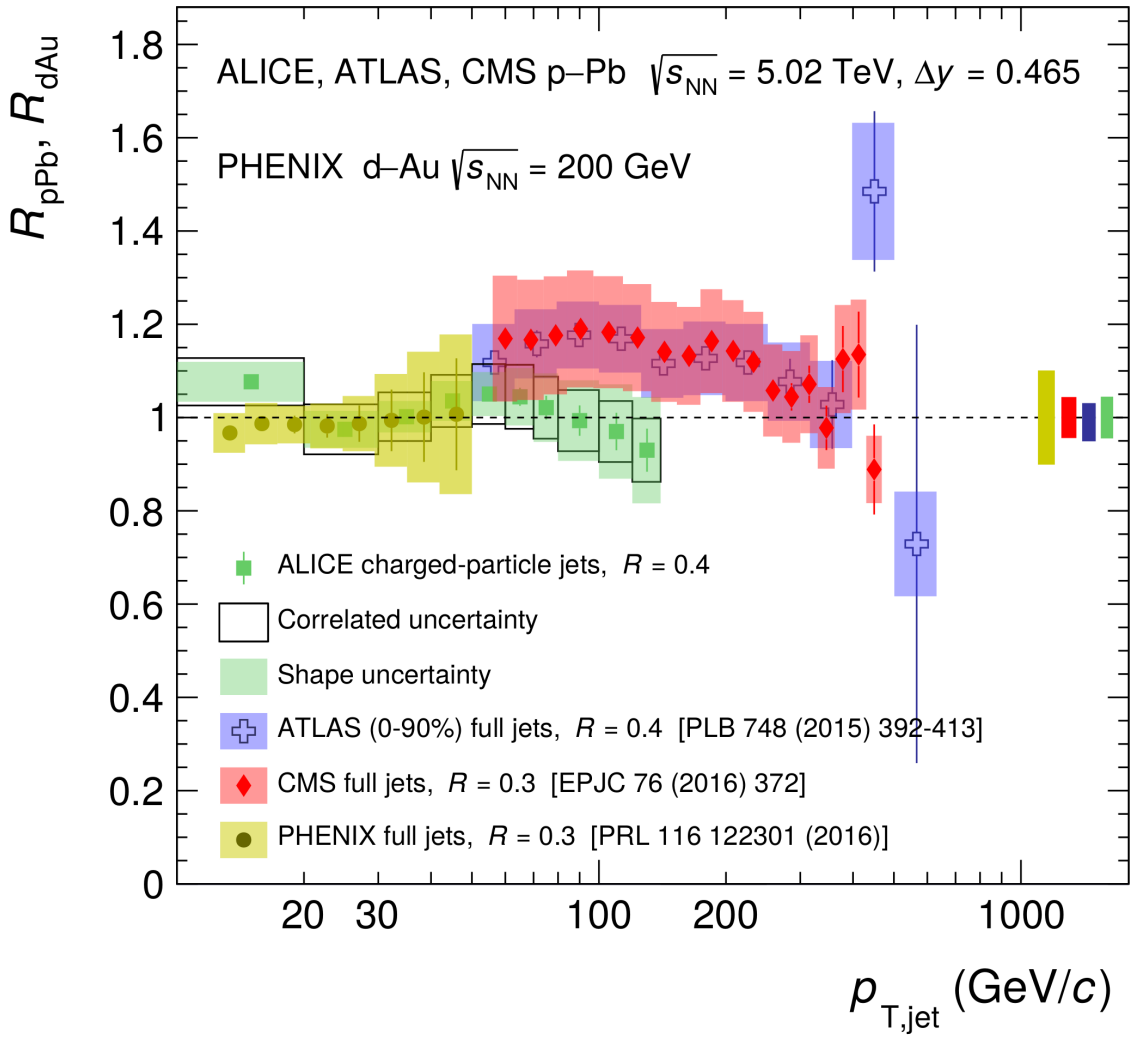


Porównanie danych Au+Au (STAR) z danymi p+p (model Pythia)

Wyniki dla jetów w p+Pb w LHC (ALICE) oraz w d+Au w RHIC (PHENIX)

Brak efektów tłumienia jetów naładowanych (*charged-particle jets*) oraz pełnych jetów (*full jets; z komponentem neutralnym)* w p+Pb oraz d+Au

ALICE, JHEP 05 (2024) 041 [arXiv:2307.10860]



„Full jets are reconstructed with charged and neutral components. It is important to realize that the energy scales of the ATLAS, CMS, PHENIX, and ALICE measurements are different (jets measured by ALICE do not include neutral fragments)”