Katarzyna Grebieszkow

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej Zakład Fizyki Jądrowej Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

"Fizyka zderzeń ciężkich jonów" semestr letni 2024/2025

Wykład 6

1. Zderzenia jądro+jądro (A+A), model Glaubera, parametr zderzenia, centralność, spektatorzy i partycypanci, model zranionych nukleonów.
 2. Charakterystyki globalne (rozkłady E_T, średnie p_T, krotności) oraz kinematyczne (p_T, y) produkcji cząstek w zderzeniach A+A.

Zderzenie jądro+jądro A+A Jądra są spłaszczone Lorentzowsko (*Lorentz contracted*). Czynnik Lorentzowski gamma przy $\sqrt{s_{NN}} = 4-5$ GeV (wiązki o 2.4+2.4) to około 2.7 (mniej więcej przypadek na rysunku), przy RHIC około 110 a przy energiach LHC osiąga ok. 2900 (!) dla Pb bo prędkości jąder praktycznie



równe prędkości światła \Rightarrow wtedy na rys. byłyby bardzo cienkie dyski

Zakładamy, że nukleony propagują się wzdłuż równoległych, prostych trajektorii

Słowniczek:

spektatorzy (N_{spec}) – takie nukleony, które nie spotkają na swojej drodze innych nukleonów (spektatorzy (z) tarczy i pocisku)

partycypanci (N_{part}, N_p) – nukleony które biorą udział w oddziaływaniach z innymi nukleonami

zranione nukleony (N_w *wounded nucleons*) – partycypanci, którzy brali udział w przynajmniej jednym oddziaływaniu **nieelastycznym**

oddziaływania binarne (zderzenia między dwoma nukleonami) – zgodnie z modelem Glaubera każdy nukleon z pocisku lub tarczy może oddziaływać z innym nukleonem więcej niż jeden raz (oznaczane jako N_{coll} , N_{bin})

Ale przy wysokich energiach dominują procesy nieelastyczne i dlatego $N_{part} \approx N_{wounded}$ nazwy są traktowane czasem jako synonimy (ale to nie jest prawidłowe)

W rzeczywistości dla zderzeń centralnych (definicja za chwilę) $N_{part} = N_{wounded}$ a dla peryferycznych ciągle $N_{part} > N_{wounded}$ Oczywiście: $N_{coll} >> N_{part}$

N_{coll} – liczba wszystkich zderzeń między dwoma nukleonami

(N_)

N_{part} > N_{wounded}

parametr zderzenia (impact parameter)
– odległość między środkami dwóch
zderzanych jąder; w ogólności mamy do
czynienia z impact vector a impact
parameter jest długością tego wektora

Najczęściej używany układ współrzędnych:

'z' – kierunek równoległy do wiązki, wektor b wskazuje na kierunek 'x',

Tzw. płaszczyzna reakcji wyznaczana jest oddzielnie dla każdego zderzenia



Impact Parameter b

zderzenia centralne – małe wartości 'b' (0 < b < b_{max});

ściśle centralne b≈0 ale prawdopodobieństwo takich zderzeń jest bardzo małe; jedynie kilka % zderzeń to takie o małym 'b', zdecydowana większość to **zderzenia peryferyczne** (duże wartość 'b')

zderzenia minimum bias – zderzenia z "pełnym" spektrum 'b'; w praktyce są to zderzenia A+A "jak dała fabryka" czyli nie wybieramy zakresu 'b'. Ale uwaga – można mieć problemy z akceptancją lub/i trygerem i nasz rozkład minimum bias nie będzie dokładnie tym co daje natura

(można też wprowadzić pojęcie trygera "zero bias" gdzie tryger rejestruje wszystko bez żadnych nawet łagodnych wymagań)

Wartość parametru zderzenia determinuje

 N_{part} oraz $N_{spec.}$ N_{part} potrzebne jest np. do porównania danych p+p, p+A, A+A (przeskalowanie). Dla p+p N_{part} =2

W praktyce N_{spec} wyznacza się z pomiaru energii zdeponowanej w ZDC (*Zero Degree Calorimeter*) np. VETO w NA49, PSD w NA61, dwa ZDC w kolajderach (RHIC) – w STAR każdy około 18 m od głównego wierzchołka oddziaływania

Centrality distribution



Lewy: Przykład podziału rozkładu parametru zderzenia na przedziały centralności; zderzenia Pb+Pb, energia LHC

Rys. z ALICE, Phys. Rev. C 88 (2013) 044909 [arXiv:1301.4361]



Fig. 2: Geometric properties of Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV obtained from a Glauber Monte Carlo calculation: Impact parameter distribution (left), sliced for percentiles of the hadronic cross section, and distributions of the number of participants (right) for the corresponding centrality classes.

zderzenia centralne – małe wartości 'b'. Jak ilościowo to określić?

Centralność 'c' – percentyl przypadków z największą krotnością (zmierzoną w detektorze) lub z największą liczbą partycypantów

Np. PHOBOS (przy RHIC) dzielił na 6 klas centralności. Duże wartości procentów to jednocześnie duże wartości 'b' \rightarrow odpowiadają bardziej peryferycznym zderzeniom. Małe wartości procentów \rightarrow małe 'b' \rightarrow zderzenia centralne \rightarrow duże wartości N

part

Na rysunku: 0 – 6% to najbardziej centralne 45 – 55% to najbardziej peryferyczne

duża centralność (w %) → to rys a) ale on jest przecież dla peryferycznych (z dużym 'b') !!

Trzeba uważać bo ta definicja "centralności" trochę przeczy intuicji bo potocznie duża centralność utożsamiana jest ze zderzeniami centralnymi (małe 'b')



Związek między centralnością 'c' a parametrem zderzenia 'b' z dużą dokładnością:

$$c(N) \simeq \frac{\pi b^2(N)}{\sigma_{\text{in}}^{AB}}, \quad \text{dla} \, b < \overline{R}$$

n - krotność pojedynczego przypadku σ_{in}^{AB} - całkowity nieelastyczny przekrój na zderzenie jądro+jądro \overline{R} - suma promieni zderzających się jąder (2R dla identycznych) centralność c(N) - jest centralnością przypadków z krotnością większą niż N b(N) - wartość parametru zderzenia dla którego średnia krotność $\overline{n}(b)=N$

Równanie działa b. dobrze z wyjątkiem najbardziej peryferycznych zderzeń

Tu użyto krotności przypadków *n* ale można używać również innych zmiennych żeby kategoryzować dane, np: liczba partycypantów, liczba zderzeń binarnych (*binary collisions*)

Najwygodniejszą miarą centralności jest jednak obliczona (z modelu Glaubera) średnia liczba zranionych nukleonów

Model Glaubera optyczny (optical)

traktujący N+A i A+A jako proces wielokrotnych zderzeń N+N

- Model geometryczny pozwalający obliczyć liczbę zranionych nukleonów N_w
- albo liczbę zderzeń binarnych (binary collisions) ze znajomości rodzaju zderzanych jąder i parametru zderzenia
- Jest to przykład modelu superpozycji, gdzie A+A jest złożeniem (superpozycją) niezależnych zderzeń N+N
- Nukleony wewnątrz jądra są niezależne i poruszają się po prostej tj. nukleon przechodzi przez jądro po linii prostej i oddziałuje z innymi nukleonami na swojej drodze (jeśli dwa nukleony przekrywają się to oddziałują); zakładamy że po zderzeniu nieelastycznym powstaje nukleono-podobny obiekt który odziałuje z innymi nukleonami z tym samym przekrojem.
- Nukleony oddziałują według nieelastycznego niedyfrakcyjnego przekroju czynnego σ_{NN} (ozn. również jako σ_{coll} , σ_{inel}) znanego z reakcji p+p (elastyczny proces jest mniej interesujący bo nie prowadzi do produkcji cząstek; początkowo model był używany do zderzeń elastycznych)

Wady modelu Glaubera:

Nie rozważana jest możliwość, że po zderzeniu nukleon może być wzbudzony lub zniszczony i że powstały barion może mieć inny przekrój czynny niż oryginalny proton lub neutron \Rightarrow Czasami używa się w modelach **zmodyfikowanego Glaubera czyli AQM** (*additive quark model*) – **zmodyfikowany (zmniejszony) przekrój czynny w kolejnych zderzeniach N+N**. Każdy kwark walencyjny w nukleonie dostaje przekrój 1/3 $\sigma_{_{NN}}$. Każde oddziaływanie z założenia jest z kwarkiem walencyjnym – taki kwark nie może być już później użyty. Czyli po jednym oddziaływaniu pozostały barion ma już tylko 2/3 $\sigma_{_{NN}}$

Dwa geometryczne przypadki modelu Glaubera:

jądro jest "twardą sferą" – jednolity rozkład nukleonów w jądrze o promieniu R_A = 1.12 A^{1/3}

Wartości N_w i N_{coll} dla **b = 0 (centralne zderzenia)** mogą być obliczone analitycznie N_w = 2A (wszystkie nukleony uderzone)

$$N_{coll} = \frac{9}{8} \frac{A^2}{\pi R_A^2} \sigma_{coll} = 0.29 \, \text{fm}^{-2} A^{4/3} \sigma_{coll}$$

 σ_{coll} - przekrój na dany proces. Zakładając całkowity nieelastyczny przekrój na p+p jako 30 mb dostajemy dla centralnych zderzeń: $N_{coll} = A^{4/3}$

 bardziej realistyczny przypadek: nukleony w jądrze rozłożone są według funkcji gęstości (najczęściej Woods-Saxona; zob. inne parametryzacje np. w arXiv:2109.12802) Rozkład Woods-Saxona: $\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r - R_A)/d}}$

← zakłada sferyczny rozkład gęstości materii jądrowej

 $\rho(r)/\rho_0$

 $R_A = 1.12 A^{1/3}$ fm - promień jądra ρ_0 - stała normalizacyjna d - grubość obszaru w którym gęstość spada do zera

np. dla ²⁰⁸ Pb: $R_A = 6.62 \text{ fm}$, d = 0.546 fm, $\rho_0 = 0.160 \text{ fm}^{-3}$ np. dla ¹⁹⁷ Au: $R_A = 6.5 \text{ fm}$, d = 0.535 fm, $\rho_0 = 0.160 \text{ fm}^{-3}$

Używając tego rozkładu gęstości **zależność N_w** (otwarte kółka na rys.) **i N_{coll}**

(wypełnione kółka na rys.) **od parametru** zderzenia b jest obliczana numerycznie (całkowanie w obszarach przekrywania się rozkładów Woods-Saxona) → dość skomplikowane wzory (dla zainteresowanych np. w arXiv:0808.2041, dodatek A)



Nucleon density

12





Dodatkowy przykład obliczeń Glaubera – teraz dla **Pb+Pb** przy różnych założonych nieelastycznych przekrojach N+N

 N_w nie zmienia się znacząco od energii AGS do LHC (objętość systemu jest prawie niezależna od energii) N_{coll} (która jest proporcjonalna do nieelastycznego przekroju) dramatycznie rośnie ze wzrostem energii.

Procesy twarde skalują się z N_{coll} więc spodziewany się rosnącego wkładu od procesów twardych przy rosnącej energii zderzenia

Rys. z arXiv:0712.0357

Uwaga: pierwotnie w pracy arXiv:0712.0357 można znaleźć N_{part} zamiast N_w (po konsultacji z autorem pracy ustalono że chodzi o $N_w - w$ obliczeniach Glaubera użyto nieelastycznego przekroju co daje N_w); to samo górny rys. na następnej stronie



GLauber Initial State Simulation AND mOre

Dla tych którzy chcą sami narysować różne rozkłady (np. rozkład liczby zranionych nukleonów, przy zadanych A+A oraz σ_{inel}) \rightarrow b. dobry program do symulacji Monte Carlo modelu Glaubera (w ROOT): https://www.ujk.edu.pl/strony/mryb/GLISSANDO

(wersja 3 zawiera także "model zranionych kwarków" – zobacz dalej)

 ← Liczba zderzeń binarnych na uczestniczącą parę (decyduje o balansie między twardymi i miękkimi procesami). Liczba ta rośnie zarówno przy przechodzeniu do bardziej centralnych zderzeń (wzrost N_w / N_{part}) jak i ze wzrostem energii zderzenia

Rys. prawy z arXiv:1407.5003 N_{part}, N_{coll} Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}}$ =2.76 TeV (σ_{NN}^{inel} =63 mb) 10³ N_{oar}, 10^{2} 10 80-90 70-80 60-70 50-60 40-50 30-40 20-30 10-20 0-10 Centrality range (% of σ_{PbPb}) Optyczny model Glaubera to liczenie (N_w i N_{coll}) z całek z wstawionymi odpowiednimi przekrojami czynnymi, ale można to policzyć również inaczej: Obliczenia N_w, N_{part} i N_{coll} metodami Monte Carlo (tzw. Glauber Monte Carlo)

Jeśli np. zamiast N_w chcemy N_{part} zwykle używamy metod MC

 Średnie N_w, N_{part} czy N_{coll} da się oszacować w modelach MC; w zależności od tego co chcemy otrzymać N_w czy N_{part} uwzględniamy w modelu odpowiednie przekroje (patrz wzór niżej). Zakładamy:

- <u>losowe</u> pozycje nukleonów w zderzanych jądrach
- → losowy parametr zderzenia z zadanego rozkładu np. dN/db ∝ b
- A+A jest traktowane jako sekwencja niezależnych zderzeń N+N
- oddziaływanie między przechodzącymi nukleonami zachodzi gdy ich odległość w płaszczyźnie poprzecznej d < sqrt (σ_{NN}/π) (wtedy tagowane są jako oddziałujące)
- zwyczajnie zliczamy np. N_{part} czy N_{coll} dla pojedynynczego zderzenia i <u>uśredniamy</u> po <u>zderzeniach</u> (uśredniamy w ramach podobnych parametrów 'b' czyli w praktyce najpierw dzielimy na wąskie przedziały 'b')







Laureat nagrody Nobla z 2005 roku w dziedzinie fizyki "quantum theory of optical coherence" (rys. po prawej). Badania nad kwantową teorią koherencji optycznej opublikowane zostały w 1963 roku

Roy Glauber doktorat na Harvardzie zrobił w wieku 24 lat. Podstawy optyki kwantowej, za które dostał Nobla, opracował, kiedy miał 38 lat!

Roy. J. Glauber (1925–2018)

amerykański fizyk, profesor fizyki na Uniwersytecie Harvarda w Cambridge



Może się przydać żeby już teraz wiedzieć jak wygląda dyplom...



R. Glauber (noblista) podczas wręczania Ig-Nobli na Sanders Theatre na Uniwersytecie Harvarda (2006 rok)

Niepoważne Noble, tzw. Ig-Noble

"Ig-Noble wręcza się za badania i odkrycia, które zrazu wywołują śmiech, ale po chwili zmuszają do refleksji" oraz odkrycia które "nie mogą lub nie powinny być powtarzane."

Ideą tych nagród jest popularyzowanie nauki i pokazanie zabawnych aspektów pracy naukowca. Nagradzane prace mają najczęściej faktyczną wartość naukową i ich zabawność jest jedynie dodatkowym atutem

Przykłady Ig-Nobli z 2006 roku:

Ornitologia: za pracę dociekającą, dlaczego dzięcioł nie robi sobie krzywdy, z wielką siłą uderzając głową w drzewo, nieraz kilkadziesiąt razy na sekundę

Matematyka: za rachunek, ile fotografii trzeba wykonać grupie osób, by z całkowitą (niemal) pewnością uzyskać choć jedno zdjęcie, na którym nikt nie ma przymkniętych oczu

Fizyka: za dociekania, dlaczego suche spaghetti łamie się w kilku (najczęściej dwóch) miejscach, a nie tylko w jednym



Akustyka: za zbadanie, jak to się dzieje, że skrzypiący dźwięk paznokci przesuwanych po tablicy (lub szkle) jest tak nieprzyjemny dla ucha

Chemia: za badanie zależności od temperatury prędkości ultradźwięków w serze cheddar

Literatura: za wykazanie bezskuteczności taktyki, jaką stosują liczni autorzy, którzy używają długich słów, żeby uchodzić za erudytów

Nagroda pokojowa: za łagodzenie napięć międzypokoleniowych - walijskiemu inżynierowi, który wynalazł specjalny "repelent" odstraszający nastolatków (urządzenie wydaje nieznośny dźwięk słyszalny tylko dla młodych uszu)



Nagrody są wręczane przez autentycznych laureatów Nagrody Nobla. Kiedy laureaci Ig-Nobli dostają dyplomy, to prawdziwi nobliści po uroczystości sprzątają scenę (na zdjęciu Roy Glauber, Nobel z fizyki 2005)

Po co w ogóle nam te wielkości (N_w, N_{part}i N_{coll})?

Do porównywania danych p+p z p+A oraz z A+A oraz danych A+A przy różnych centralnościach

Po co porównujemy? Żeby zaobserwować ewentualne sygnały "nowej fizyki"

Jak można porównywać (dwa kroki):

1. Trzeba mieć referencję czyli p+p lub p+A

2. Założyć rodzaj skalowania od p+p (p+A) do A+A i to skalowanie zastosować żeby mieć przewidywania dla A+A. W zależności od badanego procesu są 2 typy skalowania:

 Procesy twarde (produkcja jetów, cząstek z ciężkimi kwarkami) – skalują się z N_{col}

- Procesy miękkie (produkcja "miękkich" hadronów, czyli z małymi p_τ)
- skalują się z N_w lub N_{part}
 postulat(!) WNM → tu działa (prawie) model zranionych nukleonów (WNM)

Przypomnienie: większość cząstek produkowanych w zderzeniach N+N i A+A to cząstki powstałe w wyniku oddziaływań miękkich



Rys. B. Wysłouch

Krotność cząstek wyprodukowanych w procesach twardych (duże przekazy pędu) skaluje się z liczbą oddziaływań binarnych N_{coll}. A co z miękkimi procesami?

Model zranionych nukleonów (wounded nucleon model) – Białas, Bleszyński,
Czyż, Nucl. Phys. B111, 461 (1976)Postulat (!) WNM: krotność "miękkich" cząstek (głównie piony z $p_{T} < 1$ GeV/c)skaluje się z liczbą zranionych nukleonów N(Nie da się tego opisać pQCD)

$$\langle N_{AB} \rangle = \frac{1}{2} \langle N_{w} \rangle \langle N_{NN} \rangle$$

Zgodnie z WNM średnia krotność w zderzeniu dwóch jąder może być obliczona ze średniej krotności w p+p (nukleon+nukleon) oraz średniej liczby zranionych nukleonów (z modelu Glaubera)

Jak dobrze działa WNM?

 $r = \langle N_{AB} \rangle_{measured} / \langle N_{AB} \rangle_{predicted(WNM)}$

NA49 (SPS), $\sqrt{s_{_{NN}}} = 8.8 \text{ GeV} \implies r = 0.79$ NA49 (SPS), $\sqrt{s_{_{NN}}} = 12.3 \text{ GeV} \implies r = 0.97$ NA49 (SPS), $\sqrt{s_{_{NN}}} = 17.3 \text{ GeV} \implies r = 1.08$ PHOBOS (RHIC), $\sqrt{s_{_{NN}}} = 130 \text{ GeV} \implies r = 1.45$ r w okolicy 1 – nie jest źle! Niedoszacowanie krotności przy RHIC bo zwiększa się rola twardych procesów (dla nich krotności skalują się z N_{coll} a te mają sporo większe wartości niż N_w)

Jak jeszcze sprawdzać czy WNM działa?

Teraz zderzenia przy ustalonej energii wiązki i zależność od parametru zderzenia 'b'



Jak wyznacza się N_w, N_{part}i N_{coll} w eksperymentach (przykład):

1. Mierzymy energię zdeponowaną np. w kalorymetrze VETO (E_{zcp})

 Żeby ustalić korelację między energią w kalorymetrze a parametrem zderzenia 'b' bierzemy jakiś model Monte Carlo (np. VENUS/EPOS, UrQMD) i generujemy przypadki minimum bias (w MC parametr zderz. jest znany dla każdego eventu)
 Przepuszczamy dane Monte Carlo przez program symulujący odpowiedź detektora (GEANT) i rekonstrukcję → patrzymy ile mamy energii w kalorymetrze

przy danym parametrze zderzenia 'b'

4. Dzielimy rozkład $E_{_{7CD}}$ (ze zrekonstruwanego MC) na kilka binów centralności

(tak jak w danych eksp.) \rightarrow odpowiada to zakresom (b_{min}, b_{max})

5. Z modelu Glaubera liczymy N_w które jest funkcją 'b'

6. Dla danego przedziału centralności liczymy średnią wartość $\langle N_w \rangle$

7. To samo można zrobić dla N_{coll}

8. Jeśli chcemy N_{part} to możemy zatrzymać się na kroku 4, tylko zamiast o 'b' prosimy model (np. VENUS/EPOS) o N_{part}

Uwaga: w związku z taką procedurą wartości N_{part} jakie otrzymamy są zależne od użytego modelu (VENUS/EPOS, FRITIOF, HIJING, UrQMD, etc.) więc część eksperymentów pozostaje przy optycznym modelu Glaubera (krok nr 5) i używa jedynie N_w

Bardzo ważna uwaga: bywają prace (teoretyczne i doświadczalne) gdzie N_w i N_{part} są utożsamiane ze sobą \rightarrow nie jest to właściwe ale trzeba pamiętać, że coś takiego można spotkać (czasami eksp. przy RHIC nazywają N_{part} to co powinno nazywać się N_w)

Centralność w NA49 – przykład dla Pb+Pb przy 158A GeV

Rys. PhD thesis G.Cooper (NA49)

5

0.8

6

b Range

(fm)

3.4 - 5.3

5.3 - 7.4

7.4-9.1

10.2-

9.1-10.2

0-3.4

 E_0/E_0^{beam}

 $\langle N_{W} \rangle$

352

281

204

134

88

42

 N_{part}

 366 ± 8

 309 ± 10

 242 ± 10

 178 ± 10

 132 ± 10

 85 ± 6

4

0.6



Centralność "on-line" \rightarrow tryger na centralne Pb+Pb lub "off-line" dla minimum bias

(najbardziej dla peryferycznych (6)) N to są średnie wartości w danym binie centr. Fraction... σ/σ_{tot} w każdym binie dla p+p N =2

Centralność można wyznaczać również mierząc zamiast E_{zpc} rozkłady pseudorapidity (krotności cząstek w obszarze produkcji – centralnym) lub energię poprzeczną dla danego przypadku

Procedura jest jednak podobna – potrzebujemy pomiaru + Monte Carlo + GEANT + (model Glaubera)



Schmidt, Schukraft, CERN-PPE-92-42

Zderzenia centralne – dużo poleciało na boki a mało do ZDC Zderzenie peryferyczne – mało ma boki i dużo do przodu (do ZDC)



Wyznaczanie centralności w eksperymencie STAR – na podstawie rozkładów krotności cz. naładowanych (w okolicy mid-rapidity) dla zderzeń min. bias



Krotność cząstek naładowanych w okolicy mid-rapidity $(|\eta| < 0.5)$

The mid-y ($|\eta|$ <0.5) charged particle multiplicity is shown on the left for the four RHIC collision energies. The cut lines correspond to percentages of the total minimum bias cross section.

Note the 20 GeV trigger had inefficiencies for collisions in the impact parameter range corresponding to 10-30% and 70-100%

Wyznaczanie centralności w eksperymencie STAR – na podstawie rozkładów krotności cz. naładowanych (w okolicy mid-rapidity) dla zderzeń min. bias



Krotność cząstek naładowanych w okolicy mid-rapidity (|η| < 0.5) dla danych Au+Au

Dane 200 GeV – są przeskalowane dla przejrzystości rysunku

Rys. arXiv:0808.2041

Wybrano 9 binów centralności (szare kolory) 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%, 50-60%, 60-70%, 70-80%, natomiast bin 80-100% nie jest używany w analizach (m.in. nieefektywności w wyznaczeniu wierzchołka)

Wyznaczanie centralności w eksperymencie STAR -

na podstawie rozkładów krotności cz. naładowanych ale uwaga (!) w obszarze kinematycznym innym niż ten dla którego robi się daną analizę (tu dla potrzeb analiz fluktuacji krotności)



η

Centrality: Reference Multiplicity 2 Use charged particles within $0.5 < |\eta| < 1.0$ and $-1.0 < |\eta| < -0.5$ (avoid track from analysis region), to avoid auto-correlation.

A. Chatterjee (for STAR), CPOD 2018



Wyznaczanie centralności w eksperymencie ALICE – na podstawie rozkładów krotności cz. naładowanych (w okolicy mid-rapidity)



Wyznaczanie centralności w eksperymencie ALICE – na podstawie pomiaru w dwóch rodzajach kalorymetrów:

VZERO (dwie części: jedna w z = 3.3 m a druga w z = -0.9 m od punktu oddziaływania); służy również jako tryger oddziaływania

ZDC (dwie części w z = +- 114 m od punktu oddziaływania) – pomiar energii spektatorów



Uwaga: zob. również dużą pracę ALICE na temat wyznaczania centralności – arXiv:1301.4361 (Phys. Rev. C 88 (2013) 044909)

Wyznaczanie centralności w eksperymencie ATLAS – na podstawie pomiaru całkowitej energii poprzecznej w przednim kalorymetrze FCal (pokrywa 3.2 < η < 4.9); zob też LHCb, arXiv:2111.01607

arXiv:1110.3352



Charakterystyki globalne w A+A

Energia poprzeczna (miara centralności) $E_{T} = \Sigma (E_{i} \sin \theta_{i})$

nie musi być dedukowana z energii wszystkich cząstek i ich kątów emisji; może być otrzymana z danych kalorymetrycznych (zdeponowana energia) \rightarrow np. kalorymetr typu Ring otaczający obszar interakcji



Dane przy SPS Im cięższy system tym większe wartości $E_{\tau} \rightarrow$ co jest oczywiste

Rozkłady E_⊤mogą służyć nie tylko do określania centralności zderzenia ale i do określania gęstości energii tuż po zderzeniu zgodnie z modelem Bjorkena (→ wykład 9)

Schmidt, Schukraft, CERN-PPE-92-42

Pomiary energii poprzecznej w STAR (arXiv:0805.4115) w obszarze mid-rapidity w zderzeniach Au+Au (minimum bias) przy energii $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV

Osobno pokazane składowe: hadronowa i elektromagnetyczna energii poprzecznej składowa hadronowa – z pomiaru śladów hadronów zrekonstruowanych w TPC (+ poprawka na niemierzone neutralne hadrony) składowa elektromagnetyczna – z energii zdeponowanej w kalorymetrze (po poprawkach na zanieczyszczenia hadronowe)

Energii poprzecznej można używać również do oszacowania gęstości energii z modelu Bjorkena (wykład 9)



Lewy: rozkład E_{τ} i jego składowe, prawy: rozkład E_{τ} dla wszystkich klas centralności (najbardziej centralne to niebieski histogram najbardziej po prawej)





Nieco nowsze wyniki; tak jak na poprzedniej stronie tutaj również wartości $dE_{T}/d\eta$ mierzone przy mid-rapidity

Zob. też wyniki nowego eksperymentu sPHENIX dla Au+Au przy 200 GeV w sPHENIX, arXiv:2504.02242

PHENIX, arXiv:1509.06727



ALICE, arXiv:1603.04775

$\langle p_T \rangle$ naładowanych hadronów

pędy pop. małe (produkcja w "rurze"; większość cząstek to piony) ale dane A+A różnią się od N+N. Zależność od energii, liczby partycypantów i rodzaju cząstki

< p_T > (GeV/c)



Zgodnie z modelami hydrodynamicznymi w zderzeniach A+A wzrost $\langle p_T \rangle$ z masą cząstki oraz krotnościami (N_{part}, dN_{ch}/dη) jest traktowany jako ewidencja przepływu radialnego (wykład 9). Jeśli cząstka o masie *m* płynie z prędkością *v* (w RHIC dla A+A *v* jest około 0.6c) to jej średni pęd poprzeczny powinien skalować się jak $\langle p_T \rangle \sim mv$



Średni pęd poprzeczny w Pb+Pb w LHC – wzrost z masą cząstki oraz krotnością cząstek w mid-rapidity → ewidencja przepływu radialnego

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


Charakterystyki globalne – rozkłady krotności produkowanych cząstek. Średnia krotność danej cząstki na przypadek

Dane centralne Pb+Pb (Au+Au) od AGS do RHIC → wzrost krotności z energią



W zderzeniach ciężkich jonów dziwność jest niesiona głównie przez kaony (75%) a w następnej kolejności przez Λ. Przy <u>energiach</u> <u>SPS</u> produkcja lambd jest na podobnym poziomie co K⁻. Ale już antylambd nie (zob. też dwie strony dalej)

Dodatkowo wyniki eksperymentu HADES (akcelerator SIS-18, GSI) – produkcja cząstek dziwnych przy energiach podprogowych

T. Galatyuk, CPOD 2018



main strangeness carriers





Dane centralne Pb+Pb (Au+Au) od AGS do RHIC dN/dy w okolicy mid-rapidity → to potrzebne m.in. do wyznaczenia gęstości energii w modelu Bjorkena (wykład 9)



NA49 2008



Produkcja przy <u>mid-rapidity</u> (*rapidity density*), przeskalowane do tej samej liczby N_{part}=350, dla danych Pb+Pb oraz Au+Au

W przeciwieństwie do innych cząstek produkcja protonów przy mid-rapidity spada ze wzrostem energii → coraz mniej nukleonów (lub ich walencyjnych kwarków u i d) jest zatrzymywanych (*stopping*) w fireballu

Rys. z arXiv:1210.8126, 1407.5003, 1510.00442

Zob. też wcześniejsze wyniki: Nucl. Phys. A772: 167-199, 2006 (arXiv:nucl-th/0511071)

Przewidywania dla LHC dla Pb+Pb przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ (0-5% centralności) oraz wyniki z ALICE (dN_{ch}/dη około 1600)

pokazano modele, które odtwarzały wyniki dla Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 0.2 TeV (RHIC)

Rvs. z arXiv:1011.3916



Uwaga: wyniki ALICE dla Pb+Pb przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.02 \text{ TeV} \text{ dają } dN_{_{ch}}/d\eta = 1943 \pm 54$ (| η | < 0.5, 0-5%) Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 22, 222302 [arXiv:1512.06104] wyniki ALICE dla Pb+Pb przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.36 \text{ TeV} \text{ dają } dN_{_{ch}}/d\eta = 2047 \pm 54$ (| η | < 0.5, 0-5%) arXiv:2504.02505



Uwaga: dane p+p pokazane w funkcji energii efektywnej $\sqrt{s_{eff}} = \sqrt{s/2}$ żeby pozbyć się "leading particle effect" (szczegóły w arXiv:0712.0357)

Zależność całkowitej krotności od energii:

 $N_{cb}(\sqrt{s_{NN}}) - całkowita$ krotność cząstek naład. przeskalowana przez liczbę uczestników/2 (jak w WNM ale tam N_)

Wzrost średniej krotności cząstek na przypadek



Tu brak zderzeń elementarnych ale pokazane dane przy LHC

Zależność <u>całkowitej</u> krotności od energii

ALICE, Phys. Lett. B 772 (2017) 567 [arXiv:1612.08966]



Krotność (gęstość cząstek) w okolicy mid-rapidity (dN_{ch}/dη |_{max}) w funkcji energii przeskalowana przez liczbę partycypantów/2 dane centralne A+A oraz p+(anty)p (ALICE, PRL 116 (2016), 222302 [arXiv:1512.06104])



Punkt dla 5.02 TeV (prawie maks. energia LHC)

Krotność w obszarze midrapidity (pseudorapidity density) dla tych samych energii jest różna dla N+N i A+A \Rightarrow dN/d η w obszarze mid-rapidity NIE skaluje się z N_{part} lub N_w

Na tej podstawie A+A NIE mogą być wyjaśnione jako superpozycja niezależnych zderzeń N+N (jak w WNM)

Krotności (w A+A) w mid-rapidity przeskalowane przez $N_{part}/2$ w LHC są około 2–3 raza wyższe niż przy top RHIC

Zob. też wyniki dla **Pb+Pb przy 5.36 TeV** w CMS, Phys. Lett. B 861 (2025) 139279 [arXiv:2409.00838] (uwaga, tam pokazano $1/N_{part}$ zamiast $2/N_{part}$) oraz w ALICE, arXiv:2504.02505 **Punkt ALICE 5.36 TeV**: 10.7 ± 0.3

Podobny rysunek ale tu brak najnowszych danych LHC (Pb+Pb przy 5.02, 5.36 TeV), z kolei pokazano dane dla energii poniżej 10 GeV np. arXiv:1108.6027, 1201.4264, 1511.02151



Oprócz braku skalowania z N_{part} / N_w dane A+A przy LHC pokazują dużo szybszy wzrost krotności niż dotychczasowe akceleratory

Dotychczas (SPS, RHIC) – logarytmiczny wzrost z $\sqrt{s_{_{NN}}}$ Aktualnie (LHC) – dla A+A raczej wzrost potęgowy z $s_{_{NN}}^{0.15-0.16}$ (ale tu problemy dla małych energii!); również (anty)p+p wydają się teraz być lepiej opisywane zal. potęgową z $s_{_{NN}}^{0.10-0.11}$ (zob. pop. strona)

A teraz zależność <u>całkowitej</u> krotności od centralności:



Dane PHOBOS (RHIC) Całkowite krotności (scałkowane rozkłady pseudorapidity) – Całkowita krotność proporcjonalna do liczby partycypantów

Rys. arXiv:0709.4008 oraz arXiv:0806.2803

Ciekawostka: dane RHIC bardziej zgadzają się z e⁺e⁻ niż z pp przy tej samej energii

Obserwacja: całkowita krotność skaluje się z grubsza liniowo z N_{part} (przynajmniej do energii RHIC...)

$$\langle N_{Ch} \rangle_{AA} = \langle N_{Ch} \rangle_{e^+e^-} (\sqrt{s}) \times \frac{1}{2} N_{part}$$

(uwaga w WNM to skalowanie jest z N_w a nie z N_{part} ale eksp. przy RHIC często nazywają N_{part} to co jest N_w)





Uwaga: dodatkowo wyniki LHC dla <u>całkowitej</u> krotności od centralności

Dla energii LHC czyli 2.76 – 5.44 TeV (inaczej niż przy energiach RHIC, SPS – dolna część wykresu) całkowita krotność NIE skaluje się liniowo z N_{part} !

Basu, Thakur, Nayak, Pruneau, J. Phys. G 48 (2020) 2, 025103 [arXiv:2008.07802]

particle production at high energy may be described in terms of a two component model involving soft and hard components, $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{soft}} + \sigma_{\text{hard}}$, in which σ_{soft} represents the cross-section for soft particle production and is proportional to N_{part} , whereas σ_{hard} , the cross-section for high- p_{T} particle production, is proportional to the number of inelastic nucleon-nucleon collisions (N_{coll}). A significant increase of σ_{hard} from RHIC to LHC, relative to σ_{soft} could then possibly explain the observed departure from N_{part} scaling.



R (200/130) - dane dla 200

Krotności na przedział (pseudo)rapidity (w okolicy mid-rapidity) w funkcji centralności przeskalowane przez liczbę partycypantów/2

Krotność w obszarze mid-rapidity na przedział (pseudo)rapidity (rapidity density) NIE skaluje się z $N_{part} \rightarrow$ oznaczać to MOŻE kontrybucję od twardych procesów dla bardziej **centralnych** (ale są też argumenty

przeciw temu wyjaśnieniu – arXiv:0712.0357)

← PHOBOS, PRC 70 (2004), 021902(R)

dodatkowo dane o niższej energii RHIC $(\sqrt{s_{NN}}=19.6 \text{ GeV}, \text{ odpowiednik najwyższych})$ energii SPS) - tutaj wzrost wygląda na słabszy ale zob. dalsze slajdy

Krotności na przedział pseudorapidity w funkcji centralności przeskalowane przez liczbę partycypantów/2 (np. arXiv:1108.6027, 1201.4264, 1511.02151)

Uwaga: dane RHIC są pomnożone przed 2.15

Przy LHC też nie ma skalowania dN_{ch}/dη w mid-rapidity z liczbą partycypantów (zranionych nukleonów)



Ciekawostka: zależność od centralności dla RHIC i LHC podobna (ale wyniki RHIC dla niższej energii muszą być oczywiście odpowiednio przeskalowane – tu mnożenie przez 2.15). Podobna obserwacja była zrobiona dla dwóch różnych energii RHIC: 200 GeV i 19.6 GeV w środku masy



Dodatkowo nowe wyniki z LHC (CMS, ALICE) dla Xe+Xe, 5.44 TeV

Rys. lewy: CMS, Phys. Lett. B 861 (2025) 139279 [arXiv:2409.00838] Rys. prawy: J. Phys. G 48 (2020) 2, 025103 [arXiv:2008.07802]



przedział (pseudo)rapidity *(rapidity density)* NIE skaluje się z N_{part} (dla żadnej z pokazanych energii)

Obserwacje:

1. Do energii RHIC (bez LHC) <u>całkowite</u> krotności cząstek z grubsza skalują się z liczbą partycypantów (zranionych nukleonów) \rightarrow widać przy zależnościach i od energii i od centralności (N_{part})

2. <u>Krotności</u> na przedział (pseudo)rapidity <u>w mid-rapidity</u> – nie skalują się z liczbą partycypantów (zranionych nukleonów). Wzrost gęstości w rapidity (rapidity density) w A+A zarówno ze wzrostem energii jak i przy przechodzeniu do bardziej centralnych zderzeń jest szybszy niż wynikałoby to z przeskalowania danych p+p (elementarnych)

Ciekawostka: niektóre prace teoret. i dośw. sugerują możliwość skalowania dN/dy (dN/d η) z liczbą zranionych kwarków (!) a nie nukleonów



Dwie strony dla zainteresowanych:

A. Białas, W. Czyż, W. Furmański, Acta Phys. Pol. B8 (1977) 585 oraz

V. Anisovich et al., Nucl. Phys. B 133, 477, 1978 – propozycja, że krotności skalują się raczej z liczbą zranionych kwarków a nie liczbą zranionych nukleonów



Obserwacje potwierdzone również przez wyniki PHENIX (RHIC)

Phys. Rev. C93 (2016), 024901 [arXiv:1509.06727]

Skalowanie (jego brak) z liczbą **nukleonów** uczestników

Skalowanie z liczbą **kwarków** uczestników



Uwaga: b. podobne zachowanie dla dE_T/d η (zob. rysunki w arXiv:1509.06727). Wniosek: zarówno dE_T/d η w mid-rapidity jak i dN_{ch}/d η w mid-rapidity lepiej skalują się z liczbą <u>kwarków</u> uczestników niż z liczbą partycypantów / zranionych nukleonów

RHIC – zderzacz

Rozkłady pośpieszności (rapidity) – przypomnienie z wykładu 3

przed zderzeniem (top RHIC):

 $p_{BEAM} = 100 \text{ GeV/c na nukleon}$ $E_{BEAM} = \sqrt{(m_p^2 + p_{BEAM}^2)} = 100.0044 \text{ na nukleon}$ $\beta = 0.999956, \gamma_{BEAM} \approx 100$ $y_{PROJ} = -y_{TARGET} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{BEAM} + p_{BEAM}}{E_{BEAM} - p_{BEAM}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = 5.36$

 $y_{PROJ} - y_{TARGET} = 10.8$

po zderzeniu:

Nukleony z pocisku i tarczy (na zielono) zostają spowolnione i po oddział. mają niższe wartości y (β oraz γ) Uwaga: typowi <u>spektatorzy</u> (bez <u>żadnych</u> oddział., ale w zderz. centralnych b. mało takich) są nadal wokół rapidity tarczy/wiązki (z bardzo małym rozmyciem) – <u>tu ich nie pokazano</u>

"Nowe" cząstki (na czerwono) produkowane są między rapidity wiązki i tarczy (cząstki z m < m_N mogą lekko wyjść poza y_{PROJ} / y_{TARGET}). Maks. gęstość cząstek na przedział 'y' jest w obszarze centralnym (mid-rapidity) y_{MID} (lub y_{CMS}):

$$y_{MID} = \frac{y_{PROJ} + y_{TARGET}}{2} = 0$$

Rys. i wzory Francesco Prino

Before Collision



przed zderzeniem (top SPS):

 p_{BEAM} = 158 GeV/c na nukleon, β_{BEAM} = 0.999982 p_{TARGET} = 0, β_{TARGET} = 0

$$y_{PROJ} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{BEAM} + p_{BEAM}}{E_{BEAM} - p_{BEAM}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = 5.82$$
$$y_{TARGET} = \frac{1}{2} \ln 1 = 0$$
$$y_{PROJ} - y_{TARGET} = 5.82$$

po zderzeniu:

Maksymalna gęstość cząstek na przedział rapidity jest w obszarze centralnym (mid-rapidity) y_{MID} (lub y_{CMS}):

$$y_{MID} = \frac{y_{PROJ}}{2} = 2.91$$

Prosta transformacja rapidity między układem środka masy i układem laboratoryjnym (wykład 3). Rapidity w układzie środka masy:

 $\mathbf{y}^* = \mathbf{y} - \mathbf{y}_{\text{MID(CMS)}}$

Rys. i wzory Francesco Prino ~ 90% nowo wyprodukowanych cząstek to mezony π

SPS – stacjonarna tarcza



Dwie poprzednie strony to zderzenia centralne – w nich typowych <u>spektatorów</u> jest bardzo mało lub wcale (na dwóch poprzednich stronach wcale)

Spektatorzy widoczni są w zderzeniach peryferycznych – ulokowani są nadal wokół rapidity tarczy/wiązki (z bardzo małym rozmyciem); widoczne na modelach (tu w UrQMD i HSD)

Dane NA49, Pb+Pb najwyższa energia SPS

UrQMD – znacznie gorzej radzi sobie z odtworzeniem danych NA49 (właściwie wcale sobie nie radzi)



rozkłady rapidity netto-protonów (protony minus antyprotony)

Zdolność hamująca (*Stopping, Stopping Power, Baryon Stopping*) – mówi o tym czy jądra podczas zderzenia zatrzymują się na sobie czy "przelatują" jakby były transparentne

Rozkłady rapidity w centralnych zderzeniach Pb+Pb przy SPS:

1. Rozkład dla protonów (lewy) – kształt zmienia się z energią: im większa energia tym bardziej powiększa się wgłębienie w środku

2. Rozkład dla antyprotonów (prawy) – Gauss, kształt nie zmienia się z energią

3. Antyprotony są zupełnie nowo wyprodukowanymi cząstkami (nie ma ich ani w tarczy ani w pocisku)



Rozkłady netto barionów (*net-baryon*) – cząstki różnego typu – w centralnych zderzeniach Pb+Pb przy SPS



dopasowywało do Λ dwóch Gaussów tylko jeden

A teraz sposób konstrukcji rozkładów netto-barionów dla wszystkich typów barionów razem:

$$\begin{split} N(B-\bar{B}) &= S_n(p-\bar{p}) + S_{\Sigma^+}(\Lambda-\bar{\Lambda}) + S_{\Xi^0}(\Xi^--\bar{\Xi^+}) \\ \text{wkład od niemierzonych barionów: } n, \Sigma^{+-}, \Xi^0 \\ \text{oszacowano używając skalujących faktorów } S_x \\ \text{(fit do statystycznego modelu gazu hadronowego)} \end{split}$$

F. Becattini et al., PRC73 (2006) 044905

Uwaga: liczba netto barionów jest ograniczona przez liczbę w zderzanych jądrach (dla danej centralności)

Ewolucja rozkładów rapidity netto-barionów z energią (od AGS do RHIC)

Centralne Pb+Pb/Au+Au







Rozkład netto barionów przed i po zderzeniu. Po prawej – dwa ekstremalne scenariusze stopingu (jądra transparentne i nie)

Rys. PhD thesis G. Cooper (NA49)

Przewidywania dla stopingu przy LHC (dolny panel). Dla RHIC – czasami mówi się o prawie "baryon free region" przy mid-rapidity. Bariony są ale głównie (nie jedynie) przy forward/backward rapidity. Obszar mid-rapidity jest silnie zdominowany przez nowo wyprodukowane cząstki; większość to mezony (piony) \Rightarrow produkcja z energii oddziaływania. Uwaga: gęstość netto-barionów (netto-protonów) bliska 0 (jedynie niewielka nadwyżka barionów) nie oznacza że wcale nie ma barionów bo np. pary barion-antybarion w sumie też dadza zerowy wkład

Przypomnienie z wykładu 3: stopień oddalenia dwóch maksimów na rozkładach dla **netto barionów (netto-protonów)** od rapidity wiązki i tarczy niesie informacje o stopniu hamowania (stopping) w zderzeniu

 δy - tzw. *rapidity shift* jest miarą *stoppingu*



Inną wielkością związaną ze stopingiem jest stosunek produkcji antyprotonów do protonów i jego zależność od energii lub centralności



Jeszcze inny sposób na ilościowe określenie stoppingu:

 $E_{t \max} = (\sqrt{s})_{tot} - \Sigma_{mas \ uczestników \ (nukleony \ uczestniczące z \ obu \ jąder)}$ (\sqrt{s})_{tot} - całkowite, w wyniku zderzenia A+A a nie N+N

Zdolność hamująca = \langle E_t \rangle / E_{t max} \rightarrow miara przeźroczystości jąder

Zdolność hamująca przy top SPS nie jest duża (jądra dość przeźroczyste) np. dla centralnych S+S (przy top SPS) około 0.48 a dla Pb+Pb około 0.52, przy RHIC stają się dużo bardziej przeźroczyste

Dlaczego w ogóle interesuje nas zdolność hamująca? 1. **Duża zdolność hamująca** – bariony z jąder ulegają zatrzymaniu i bogaty w bariony region (*baryon-rich region*) jest tworzony w okolicy mid-rapidity

2. **Zaniedbywalna zdolność hamująca** (duża transparencja) – bariony uciekają, obszar mid-rapidity jest w nie bardzo ubogi

a) ⇒ w mid-rapidity mamy do czynienia **z** praktycznie zerowym barionowym potencjałem chemicznym / gęstością barionową. Obliczenia teoretyczne dla tego przypadku (lattice, wykład 8) są najbardziej zaawansowane!

b) Obszar mid-rapidity jest zdominowany przez produkcję nowych cząstek (piony). Przy ekstremalnie wysokich energiach oczekujemy bardzo dużej transparencji dlatego centralny obszar (mid-rapidity) stanie się niezmienniczy ze względu na transformację Lorentza – wzdłuż osi wiązki (*Lorentz boost invariant*)
Obszar plateau w rapidity stanie się b. duży ⇒ dN/dy nie będzie zależeć od położenia w rapidity Taka symetria jest używana w wielu modelach zderzeń ciężkich jonów bo bardzo upraszcza obliczenia teoretyczne (np. model Bjorkena, blast-wave model).
Np. zakłada się że walec ma nieskończoną długość



Ciąg dalszy – rozkłady rapidity

Rozkłady rapidity dla **centralnych** zderzeń Pb+Pb przy SPS – mezony i bariony lambda (wyniki NA49, 2008)

punkty zamknięte – zmierzone punkty otwarte – odbite wokół y^{*}=0

Wzrost produkcji cząstek z energią



Rozkłady rapidity dla centralnych zderzeń Pb+Pb przy SPS (wyniki NA49) – różne bariony



NA49, Critical Point Workshop, Seattle, sierpień 2008 Uzupełnienie: bardzo ciekawa jest również zależność rozkładu rapidity od centralności

Na rysunku – **zmiana rozkładów rapidity dla netto-protonów**^{*)} **z centralnością** B. Back et al., E917 Collaboration. *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1970

*) pokazane są protony ale przy tych energiach stosunek antyprotonów do protonów jest < 0.03% więc rozkład protów to w zasadzie rozkład netto-protonów

1. Pokazano dane AGS Au+Au (czyli dość niskie energie)

 Dziura w rozkładzie rapidity jest coraz bardziej zasypywana (przy energiach AGS) przy przejściu od peryferycznych (dół) do centralnych (góra) – wspomniane w wykładzie 3
 Zależność od centralności jest silniejsza dla niższych energii AGS



Wnioski: to czy pojawi się i jak będzie wyglądała dziura w rozkładzie **rapidity** (nie mylić z pseudorapidity) netto-protonów (netto-barionów, protonów) zależy nie tylko od energii (dziura widoczna dla centralnych zderz. A+A przy top SPS i wyżej) ale i przy danej energii od centralności zderzenia (rysunek obok dla energii AGS)

a jak to wygląda dla wyższych energii tj. SPS? **Rezultaty netto-protonów dla SPS** (po prawej: NA49, Phys. Rev. C83 (2011) 014901 [arXiv:1009.1747]) pokazują, że pomiędzy AGS a SPS następuje zmiana zależności od centralności





Dane PHOBOS przy RHIC Rozkłady pseudorapidity dla danych Cu+Cu przy różnych energiach i centralnościach (rozkłady dla wszystkich cząstek naładowanych)

Obserwacje zgodne z oczekiwaniami:

peryf. → centraln

 Produkcja cząstek rośnie ze wzrostem energii (dolny panel → górny panel)

2. Produkcja rośnie od peryferycznych do centralnych zderzeń (każdy panel od dolnej krzywej do górnej)

arXiv:0709.4008 oraz arXiv:0806.2803

Zob. też wyniki nowego eksperymentu sPHENIX dla Au+Au przy 200 GeV w sPHENIX, arXiv:2504.02240

arXiv:0901.0910



Rozkład pseudorapidity w LHC

ALICE, **Pb+Pb przy** $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV na podstawie pomiarów w 3 detektorach – Silicon **P**ixel Detector (mid-rapidity), Forward Multiplicity Detector i VZERO (forward-rapidity)


Rozkłady pseudorapidity w LHC – różne centralności





arXiv:1509.07299 (lewy), arXiv:1612.08966 (prawy)

Analizy 2 detektorow SPD, FMD, V0. Pokrycie w pseudorapidity w tych analizach było od -3.5 do 5 ale to wystarczyło żeby oszacować całkowitą krotność cząstek naładowanych. Dla centralności 0-5%, w zderzeniach Pb+Pb przy 5.02 TeV wynosi ona 21 400 \pm 1300



Rozkłady pseudorapidity i rapidity cząstek naładowanych w Xe+Xe przy LHC

Idealnie widoczne "plateau" w rozkładzie rapidity (prawy rys.)

Xe+Xe √s_{NN} = 5.44 TeV

CMS, Phys. Lett. B799 (2019) 135049 [arXiv:1902.03603]



BRAHMS przy RHIC:

- 1. Wszystkie cząstki naładowane (rozkład pseudorapidity)
- 2. Piony ujemne (rozkład rapidity)

Idealnie widać wzrost szerokości i wysokości rapidity przy przejściu od AGS do RHIC



Przyjmuje się (!) że w RHIC dla Au+Au (najwyższa energia) osiągnięto "plateau" dla |y| < 0.5 – 1.5 (w tym zakresie dN/dy nie zmienia się znacząco)

W rzeczywistości (prawy rysunek) rozkłady y nowo wyprodukowanych cząstek dla RHIC cały czas są dość dobrze zgodne z kształtem gaussowskim (który plateau nie posiada), czasami używa się też fitu dwóch Gaussów

Szerokość dN/dy (rys. po prawej) również rośnie ze wzrostem energii

Rys. arXiv:0807.1610



Centralne Pb+Pb / Au+Au

Szerokość rozkładu rapidity/pseudorapidity:

1. Szerokość rozkładu (σ lub FWHM) **maleje przy przechodzeniu do bardziej centralnych** – obserwacje przy AGS, SPS i RHIC (PHOBOS)

2. Szerokość rozkładu **rośnie ze wzrostem energii** (na rysunku poniżej dla AGS i SPS, F. Prino, arXiv:0712.0357); da się parametryzować jako:

$$\sigma_{\eta} = a + b \cdot \ln \sqrt{s_{NN}}$$

(to samo skalowanie dla rozkładów rapidity)



Inne charakterystyki kinematyczne cząstek produkowanych w A+A

Rozkłady masy poprzecznej dla centralnych zderzeń Pb+Pb przy SPS (do tego jeszcze wrócimy \rightarrow wykład 9). Różne typy naładowanych cząstek – dlatego lepiej używać zmiennej m_T - m₀ zamiast p_T







Miękka fizyka
małe przekazy pędu
duże α_s
skalowanie z N_{part}, N_w
modele fenomen.

Twarda fizyka

duże przekazy pędu, oddział. na poziomie partonowym
 małe α_s
 skalowanie z N_{coll} (oddział. binarne)
 pQCD



Niskie p_{τ} – rozkład eksponencjalny (rozkład Boltzmanna)

p_⊤ <≈ 1–2 GeV/c dominują miękkie procesy

p_T >> 1 GeV/c dominują twarde procesy
 Przy energiach RHIC cząstki o pędach poprzecznych powyżej 4 GeV/c stanowią tylko około 0.1% wszystkich cząstek w zderzeniu

Poniżej: rozkłady **pędu poprzecznego** w różnych eksperymentach przy **RHIC** – najwyższa energia RHIC (różne **zidentyfikowane cząstki**)



Po prawej: wyniki dla Pb+Pb przy LHC (2.76 TeV); fity w ramach modelu blastwave (wykład 9) arXiv:1111.7080, 1203.5904

Uwaga: lewy rysunek to $1/p_T dN/dp_T$ a prawe to dN/dp_T dlatego kształty nieco się różnią (np. na lewym piony "wyginają się" w odwrotną stronę \rightarrow wpływ pionów z rezonansów, zob. wykład 9)



Rozkłady **pędu poprzecznego** w Pb+Pb (różne centralności) przy prawie najwyższej energii **LHC dla Pb+Pb** (5.02 TeV)

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





arXiv:1202.0945, 1203.5904

około 95% cząstek ma p_{τ} < 1.5 GeV/c (nawet przy LHC)

Spektra przy LHC są "twardsze" niż przy RHIC. Mniej strome rozkłady p_T (bardziej potęgowe zachowanie) i większe $\langle p_T \rangle$. Przyczyny:

większa produkcja cząstek z twardych oddziaływań (jety), ale dla niskich p_T to efekt głównie:
 silniejszego przepływu radialnego w LHC (patrz wykład 9, model blast-wave) – prędkość poprzecznego przepływu dla centralnych A+A większa o 10% dla LHC w porównaniu z RHIC

p+p oraz Pb+Pb, LHC

Różnice w kształcie pomiędzy spektrami dla p+p i Pb+Pb są z powodu przepływu radialnego w A+A (zob. wykład 9) arXiv:1609.06106 Au+Au, RHIC Różne typy cząstek

Uwaga: pokazano bardzo szeroki zakres p_T arXiv:1102.2495



Rozkłady p_T:

- Zależność eksponencjalna przy niskich $p_T < ok. 2 \text{ GeV/c}$
- Zależność potęgowa przy wysokich $p_T > ok. 2 \text{ GeV/c}$
- Tak samo (jakościowo) jak dla danych N+N



Dane Au+Au √s_{NN} = 200 GeV (top RHIC)

Produkcja p i anty-p dla różnych centralności

Po przeskalowaniu przez liczbę zderzeń binarnych krzywe dość dobrze leżą na sobie ale dopiero dla $p_{T} > 2 \text{ GeV/c} \Rightarrow$

przekroje na oddziaływania twarde rzeczywiście skalują się z N_{coll} (odstępstwa → zob. wykład 13)

- Rozkłady p₊ dla danych p+p i A+A JAKOŚCIOWO wyglądają podobnie
- ILOŚCIOWO można je porównać wprowadzając czynnik modyfikacji jądrowej R_{AA}

Nuclear Modification Factor:

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

- Twarde procesy (twarde rozpraszanie) skalują się z N_{coll}
- Miękkie z N_{part} lub N_w
 - Oczekujemy: $R_{AA} < 1$ dla małych $p_T i R_{AA} = 1$ dla $p_T > 2$ GeV/c
- tak z grubsza wyszło dla d+Au przy RHIC, a dla Au+Au..... (reszta na wykładzie 13)





Slajdy dodatkowe (dla zainteresowanych)

60

D

LHCb, arXiv:2111.01607



Ciekawostka: próby wyznaczania parametru 'b' pojedynczego zderzenia przy użyciu metod głębokiego uczenia: deep neural network (DNN), convolutional neural network (CNN) \rightarrow zob. arXiv:2112.03824







Lewy: ALICE, Eur. Phys. J. C (2019) 79, 307 [arXiv:1812.01312] Prawy: CMS, Phys. Lett. B 861 (2025) 139279 [arXiv:2409.00838]

Punkty dla 2.76 TeV poprzesuwane dla lepszej widoczności

Zob. też p+Pb 5.02 TeV w ALICE, arXiv:2502.18081



Wyniki ALICE dla Xe+Xe przy 5.44 TeV

ALICE, Phys. Lett. B 790 (2019) 35 [arXiv:1805.04432]



Inne miary stoppingu

Central Pb+Pb/Au+Au

większy stopping

¥ UrQMD

 $\left< \delta \right. \right> / \left. \right>_p$

0.5

С

Strata rapidity barionów (baryon rapidity loss)

Zależność od energii strat rapidity pocisku **(δy)/y**_p (*projectile rapidity loss*)

E802/E866

▲ E917

NA49 BRAHMS

mniejszy

stopping \Rightarrow

10²

√s_{NN} (GeV)

transparencja





UrQMD: M.Bleicher CPOD 2006 Rys. M. Kowalski, HIC workshop 2012

10

przy AGS, SPS ⟨δy⟩/y_p prawie stałe ≈ 0.6 i spada dla energii RHIC

y_b (y_p) – rapidity wiązki

ciągła linia – fit do danych top SPS (17.3 GeV) i RHIC kreskowania linia – fit liniowy do danych AGS i SPS gwałtowny wzrost od AGS do SPS i wolniejszy od SPS do RHIC (QM2009 arXiv:0907.4710) Czasami używany jest też tzw. współczynnik nieelastyczności (inelasticity factor) K



Średnie straty energii pocisku (nieelastyczność) saturują się na poziomie 70–80% przy energiach SPS.

K=0.5 (czarna linia) to częste założenie dla nieelastycznych p+p; dodatkowo pokazany punkt p+p zmierzony w NA49 CPOD 2009 arXiv:0908.2777



ALICE, Phys. Lett. B 790 (2019) 35 [arXiv:1805.04432]



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





Rapidity distribution of protons – comparison of 0–20% Be+Be and inelastic p+p



у

Wyniki NA61/SHINE dla 0-10% centralnych Ar+Sc (naładowane kaony) przy różnych energiach SPS (w legendzie podano pęd wiązki) NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 84 (2024) 416 [arXiv: 2308.16683]



Wyniki NA61/SHINE dla 0-5% centralnych Ar+Sc (ujemne piony) przy różnych energiach SPS (w legendzie podano pęd wiązki) NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021) 397 [arXiv:2101.08494]



dla p_{wiązki} = 150A GeV/c (czerwone) \rightarrow 2.88

Pb+Pb (NA49 3, 4)

Przewidywana (Y. Ivanov, Phys. Let. B 690, 358 (2010); Y. Ivanov, D. Blaschke, Eur. Phys. J. A 52, 237(2016)) sygnatura przejścia "onset of deconfinement" \rightarrow "peak-dip-peak-dip" w
rozkładzie protonów $\sqrt{S_{NN}}$





Spektra rapidity protonów w SPS

NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 84 (2024) 416 [arXiv: 2308.16683]

		NA61/SHINE			NA49
$p_{Lab},$	$\sqrt{s_{NN}}$,	$n \perp n$	Be⊥Be	Ar+Sc	Pb+Pb
GeV/c	GeV	$P \uparrow P$	DerDe	(preliminary)	(20A, 31A preliminary)
			4 A		
20A (19A)	6.3	And a second the second the second the second the second s	The season of th	V V V V V V V V V V V V V V V V V V V	
31A (30A)	7.7	00000000000000000000000000000000000000	100000	ARRENT TATAL	
40A	8.8	and and a set of the set	And an and the	A A A A A A A A A A A A A A A A A A A	¢ ⁰⁰⁰ 0 ₀₀ , ** ^{**‡} * 0
80A (75A)	12.3	°°°°°°°°°°°°°°°°°°°°°	And the second	V V V V V V V V V V V V V V V V V V V	
158A (150A)	17.3	00000000000000000000000000000000000000		A NOT CONTRACTOR	[₹] - °°°° _¢ **** ^{***}

Spektra rapidity protonów w SPS

O. Panova (for NA61/SHINE), arXiv:2211.13987

