

Symulacje relatywistycznych zderzeń jąder atomowych

Amanda Giska
Krzysztof Mękała
Mikołaj Michaluk
Bartosz Zawora
Mateusz Zych

opiekun pracy: dr hab. Krzysztof Piasecki

27 sierpnia 2020

Streszczenie

W poniższej pracy przedstawiono wybrane wyniki symulacji relatywistycznych zderzeń jąder atomowych przeprowadzonych w programach URQMD oraz SMASH. Przeprowadzono szereg symulacji w zakresie energii kinetycznej wiązki od ~ 1.5 A GeV do 7 A TeV liczonej w układzie stacjonarnej tarczy. Sprawdzono zasady zachowania, zbadano rozkłady różnych zmiennych kinematycznych, przeanalizowano produkcję różnych typów cząstek. Szczególną uwagę poświęcono dynamice zderzeń, badając m.in. zmianę gęstości energii oraz krotności poszczególnych rodzajów cząstek w czasie. Sprawdzono, czy i w jakim stopniu badane układy podlegają procesowi termalizacji. Przygotowano również wizualizację wybranych zderzeń w postaci animacji. W niektórych częściach pracy porównano wyniki symulacji otrzymane przy pomocy obu programów.

Spis treści

1	Wstęp	2
1.1	Cel projektu	2
1.2	Fizyka zderzeń jąder atomowych	2
1.3	Oprogramowanie	2
2	Odczyt danych	3
2.1	UrQMD	3
2.2	Smash	3
2.3	Kod kompilowalny C++ z klasami ROOT'a	4
3	Wizualizacja zderzenia	5
3.1	Początek zderzenia	5
3.2	Wczesny etap zderzenia jąder	5
3.3	Etap zaawansowany zderzenia	5
3.4	Faza końcowa	7
4	Krotności cząstek i zasady zachowania	8
4.1	Krotności poszczególnych rodzajów cząstek	8
4.2	Wpływ wymuszania rozpadów cząstek niestabilnych na krotności mezonów π	8
4.3	Rozkład pospieszności	10
5	Zagadnienie termalizacji	11
6	Analiza występowania różnych typów cząstek	13
6.1	Przebiegi czasowe krotności cząstek w UrQMD	13
6.2	Porównanie produkcji cząstek w programach UrQMD i SMASH	14
6.3	Poszukiwanie "rzadkich" cząstek elementarnych w UrQMD	14
7	Koncentracja i gęstość energii w środku strefy zderzenia	17
8	Wnioski i kierunki dalszych badań	19

1 Wstęp

1.1 Cel projektu

We współczesnej fizyce do symulacji relatywistycznych zderzeń jąder atomowych stosuje się różne modele transportu, które opisują oddziaływania cząstek w różnych zakresach energii. Przygotowywane na ich podstawie programy komputerowe umożliwiają wykorzystanie teoretycznych modeli do badania gęstej materii hadronowej, a nawet – przy szczególnie wysokich energiach – plazmy kwarkowo-gluonowej, która wypełniała Wszechświat u jego początków. Bogactwo modeli sprawia jednak, że rezultaty mogą różnić się między sobą – zależą m.in. od przyjętego modelu teoretycznego i wpisanych parametryzacji przekrojów czynnych na różne procesy. Celem projektu było przeprowadzenie symulacji relatywistycznych zderzeń jądrowych dla kilku różnych zderzanych układów, przeanalizowanie zebranych danych oraz wizualizacja wyników. Oprócz tego dokonano wstępnego porównania wyników symulacji uzyskiwanych przy użyciu różnych programów.

1.2 Fizyka zderzeń jąder atomowych

W trakcie trwania projektu przeprowadzono wiele symulacji relatywistycznych zderzeń jąder atomowych. W naturze takie procesy występują między innymi podczas zderzeń cząstek z kosmosu z jądrami atmosfery, wybuchu supernowych czy w gwiazdach neutronowych. Procesy te charakteryzują się ekstremalnymi warunkami tj. skale czasowe są rzędu fm/c, czyli rzędu 10^{-22} s, a towarzyszące im rozmiary są rzędu $10^{-15} - 10^{-14}$ m. Symulując takie zderzenia próbuje się odtworzyć warunki jakie istniały zaraz po Wielkim Wybuchu, zrozumieć ewolucję wczesnego wszechświata oraz naturę oddziaływań pomiędzy kwarkami.

1.3 Oprogramowanie

Symulacje zostały przeprowadzone przy użyciu dwóch mikroskopowych modeli transportu:

- URQMD (Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics) to program służący do przeprowadzania symulacji (ultra)relatywistycznych zderzeń jądrowych metodami Monte Carlo na bazie oddziaływań cząstka - cząstka. [1] [2]
- SMASH (Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons) to inny program symulujący zderzenia ciężkich jonów w oparciu o relatywistyczne równania transportu na bazie potencjałów średniego pola (tj. rodzina modeli typu BUU) [3] [4]

Do analizy zebranych danych wykorzystano środowisko ROOT [5].

2 Odczyt danych

Pierwsze z zadań polegało na przygotowaniu "czytacza" – programu umożliwiającego odczyt danych wyjściowych uzyskiwanych w wyniku symulacji.

2.1 UrQMD

W przypadku symulatora URQMD do odczytu danych wykorzystano pliki wynikowe w formacie `.f14`. Pliki takie zawierają dla każdego zderzenia zestaw cząstek istniejących w ostatniej chwili czasu symulacji. Format dla każdego przypadku składa się z kilkunastu linii nagłówkowych zawierających informacje o programie i symulacji (wersja programu, zderzane cząstki, energia wiązek, parametr zderzenia, czas obserwacji itd.) oraz linii opisujących poszczególne cząstki (czas od momentu zetknięcia się jąder, energia, składowe położenia i pędu, masa, typ cząstki zgodny z własną numeracją programu¹). Przykładowy fragment generowanego pliku w formacie `.f14` przedstawia Rysunek 1. W pierwszym kroku wygenerowane pliki za pomocą prostego programu (`plik_dat_km.cc`) zapisywano w formacie `.dat` z pominięciem linii nagłówkowych. Dzięki temu możliwe było szybkie przepisanie ich na format `.root` za pomocą kolejnego programu (`drzewo_root_1_km.C`; oprogramowanie ROOT umożliwia automatyczne tworzenie drzew z plików zapisanych w formacie `.dat`). Tworzone drzewa zawierały podstawowe informacje o wszystkich cząstkach z symulacji (bez rozróżnienia, z którego przypadku pochodzą). Tak przygotowane pliki mogły posłużyć do ogólnego badania krotności powstających cząstek czy zachowania dziwności; nie umożliwiały jednak analizy przebiegu pojedynczych przypadków zderzeń.

Powstała również druga wersja programu do odczytu danych z URQMD (Czytacz.c), która działa analogicznie, lecz była wykorzystywana w systemie operacyjnym Windows 7. Pliki w formacie *.f14* były kopiowane z komputera z oprogramowaniem Linux, czego skutkiem było pojawienie się na początku dwóch nieznanym znaków w pliku *f.14.txt*, które były widoczne dopiero po wypisaniu w konsoli. Problem został rozwiązany za pomocą dodania na początku pustej linijki, a w programie po wczytaniu pliku *f.14.txt*, dodaną linijkę pomijano przy wczytywaniu. Następne etapy przebiegały tak jak zostało to wyżej opisane.

```
QMD version:      30400   1000   30400 output file 14
projectile: (mass, char) 107 47 target: (mass, char) 107 47
transformation betas (NN,lab,pro)    0.0000000 0.8527408 -0.8527408
impact parameter real/min/max(fm):    3.00 0.00 3.00 total cross section(mbarn):    282.74
equation_of_state: 0 E_lab(GeV/u): 0.5000E+01 sqrt(s)(GeV): 0.3592E+01 p_lab(GeV/u): 0.5063E+01
event#          1 random seed: 1587062160 (auto)         total_time(fm/c):    200 Delta(t)_0(fm/c):    200.000
op  op     0     0     0     0     0     0     0     0     0     0
op  op     0     0     0     0     0     1     0     0     2     1
op  op     0     0     1     1     0     0     0     0     0     1
op  op     0     5     0     0     0     0     0     0     1     0
pa 0.1000E+01 0.5200E+00 0.2000E+01 0.3000E+00 0.0000E+00 0.3700E+00 0.0000E+00 0.9300E-01 0.3500E+00 0.2500E+00 0.0000E+00 0.5000E+00
pa 0.2700E+00 0.4900E+00 0.2700E+00 0.1000E+01 0.1000E+01 0.8500E+00 0.1550E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
pa 0.9000E+00 0.5000E+02 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1500E+01 0.1000E+01 0.0000E+00 0.2500E+01 0.1000E+00 0.3000E+01 0.2750E+00
pa 0.4200E+00 0.1000E+01 0.8000E+00 0.5000E+00 0.0000E+00 0.5500E+00 0.5000E+01 0.0000E+00 0.5000E+00 0.8000E+06 0.1000E+01 0.2000E+01
pa 0.5000E+00 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.7000E+00 0.3000E+01
pa 0.2000E+00 0.2000E+03 0.1000E+01 0.5000E+01 0.1000E+01 0.1000E+11 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+01 0.1000E+11 0.2000E+01 0.5500E+00
pvcc: r0       369             200              ry           rz            p0           px            py            pz               m        ityp 213 chg lcl# ncl or
      1518    471      1945          2       530      1470          0      0
0.20000000E+03 0.82866389E+02 0.41494997E+02 -0.10495107E+02 0.10722318E+01 0.46891272E+00 0.22021132E+00 -0.38272998E-01 0.93000002E+00 1 -1 0 1865 12 20
0.20000000E+03 0.25992649E+02 0.20873692E+02 0.15291041E+03 0.15294363E+01 0.18629672E+00 0.13442533E+00 0.11859826E+01 0.93000002E+00 1 1 1 1216 5 20
0.20000000E+03 0.59725223E+02 -0.50740452E+02 -0.15571697E+03 0.20422239E+01 0.61400718E+00 -0.50480114E+00 -0.16306544E+01 0.93000002E+00 1 1 1 1369 10 20
0.20000000E+03 0.14600170E+03 -0.15564382E+02 0.35123414E+02 0.14755370E+01 0.10966993E+01 -0.10517576E+00 0.28831318E+00 0.93000002E+00 1 -1 0 1979 25 20
```

Rysunek 1: Fragment przykładowego pliku wynikowego w formacie `.f14` otrzymywanego w programie URQMD.

W celu badania pojedynczych przypadków (wraz z ich przebiegiem czasowym) wykorzystano inny schemat drzewa. Wstępnie opracowane pliki wynikowe symulacji (po przepisaniu ich na format *.dat* i usunięciu linii nagłówkowych) zostały zapisane za pomocą innego programu (drzewo.root.2.km.C) w pliku *.root* w taki sposób, aby jeden przypadek symulacji (składający się z kilkudziesięciu-kilkuset cząstek w różnych chwilach) stanowił jeden wpis do drzewa. Wymagało to stworzenia odrębnej klasy "cząstki" (zawierającej informacje o czasie, energii, składowych położenia i pędu, masie oraz typie pojedynczej cząstki) i przypisanie jej do łańcucha o zmiennej długości ze względu na możliwość występowania różnej liczby cząstek w kolejnych symulowanych przypadkach. Tak zaprojektowana struktura – pomimo swojej koncepcyjnej i technicznej złożoności – okazała się niezbędna do badania parametrów zależnych od czasu (np. zmianie krotności cząstek czy wizualizacji zderzeń).

2.2 Smash

Wyniki symulacji w programie Smash zapisywane są w standardowym dla fizyki wysokich energii formacie OSCAR 2013. Struktura pliku wynikowego jest bardzo prosta. Podobnie jak w przypadku URQMD składa się on z kilku linijek nagłówkowych definiujących zmienne i ich jednostki, a następnie serii linii dotyczących cząstek z kolejnych zderzeń. W każdej linii zapisywane są informacje o innej cząstce. Przykładowy plik wynikowy przedstawiony został na Rysunku 2. Z powodu wielu podobieństw między tymi formatami, do stworzenia plików *.root* wykorzystano zmodyfikowany czytacz dedykowany

¹Numeracja cząstek znajduje się na stronie <https://uromd.org/en/particle-ids/>.

dla URQMD (czytacz.C). Aby móc wykorzystać go dla formatu *.oscar*, należało zmienić liczbę i kolejność wczytywanych zmiennych. Istotna różnica, na którą należało zwrócić uwagę w czasie dalszej analizy danych ma miejsce w przypadku identyfikacji typu cząstki. W plikach *.oscar* wykorzystany jest standardowy sposób numeracji PDG[6], podczas gdy pliki *.f14* produkowane przez URQMD posiadają własny zestaw typów. W przypadku formatu *.oscar* nie był ponadto potrzebny krok pośredni w postaci pliku *.dat*.

```
#!OSCAR2013 particle_lists t x y z mass p0 px py pz pdg ID charge
[# Units: fm fm fm fm GeV GeV GeV GeV GeV none none e
# HEAD-HASH-NOTFOUND
# event 1 out 253
30 -6.80233 7.5229 19.0471 0.138 0.350408882 -0.118987674 0.22617882 0.196029231 -211 691 -1
30 9.01858 3.53807 26.4298 0.938 2.46067482 0.144586608 0.0458664361 2.26981663 2112 1 0
30 8.03749 1.88445 26.3494 0.938 3.08760028 0.112064617 -0.0543972222 2.93903282 2112 2 0
30 4.62981 -2.93135 26.4697 0.938 2.37727879 0.0660216095 -0.0306354095 2.18318874 2112 3 0
30 4.67708 -5.16772 27.2197 0.938 3.10611795 -0.00103749337 -0.155616669 2.95700982 2112 4 0
30 8.13683 -1.54107 25.436 0.938 2.45825686 0.156907267 0.159005302 2.26125634 2112 5 0
30 3.83099 -1.10932 24.1001 0.938 1.9343706 0.03651978 0.0919319244 1.68883404 2212 672 1
```

Rysunek 2: Fragment przykładowego pliku wynikowego w formacie *.oscar* otrzymywanego w programie SMASH.

2.3 Kod kompilowalny C++ z klasami ROOT'a

Niezależnie od opisanego w poprzednich podsekcjach aparatu napisano kompaktową wersję czytacza, czyli kompilowalny kod C++ z załączonymi klasami ROOT'a. Takie rozwiązanie nie wymagało uruchamiania oprogramowania ROOT oraz tworzenia plików w formacie *.root*.

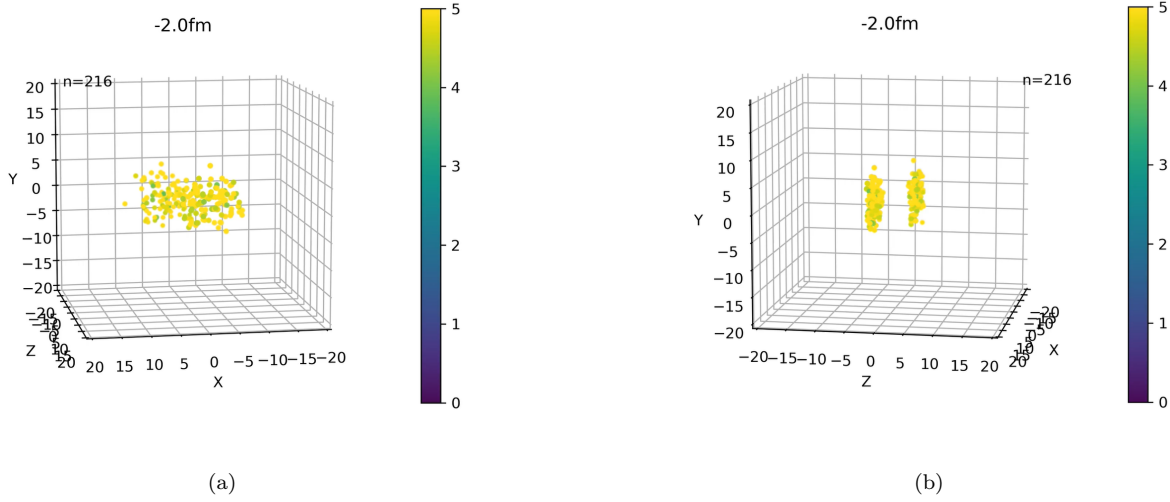
Za pomocą prostych pętli *for* program przebiegał po liniach pliku wyjściowego z modelu transportu zawierających dane o poszczególnych cząstkach, rozróżniając przy tym kolejne zdarzenia. Szukane wartości zapisywane były do wektora/ów, które następnie wypełniały histogram danymi. Nazwę pliku z danymi, liczbę zdarzeń (może być mniejsza niż liczba zasymulowanych przypadków) oraz ilość klatek (1 – w przypadku generacji pliku bez przebiegu czasowego) należy podać przed uruchomieniem programu.

Kody dla plików w formacie *.f14* (**czytacz_urqmd_ag.C**) oraz plików z rozszerzeniem *.oscar* (**czytacz_smash_ag.C**) zostały wykorzystane przy badaniu krotności cząstek – przebiegów czasowych oraz zależności od energii wiązki dla programu URQMD oraz wstępnych testów programu SMASH.

3 Wizualizacja zderzenia

W środowisku SMASH zostały przeprowadzone symulacje dla energii 5A GeV dla parametrów zdarzenia 3 fm i 7 fm. Dla losowo wybranego zderzenia dwóch jąder srebra Ag_{47}^{108} zostały zrobione rozkłady położone oraz przestrzenne rozkład energii dla czasów od 2 fm/c do 30 fm/c co 0.1 fm/c. Wykresy zostały złożone w animacje w formacie mp4 i udostępnione pod adresem <https://drive.google.com>. Poniżej zostaną pokazane oraz omówione wybrane momenty w zdarzeniach.

3.1 Początek zderzenia



Rysunek 3: Rzuty na osie (a)YX oraz (b)YZ rozkładów położenia cząstek biorących udział w zderzeniu dwóch przeciwbieżnych wiązek jąder srebra o energii odpowiadającej energii kinetycznej wiązki 5A GeV dla parametru zderzenia 7 fm w chwili czasu -2.0 fm/c. Zdarzenie przedstawione jest w środku masy, a każdy kolorowy punkt ma znaczenie cząstki o energii odpowiedniej dla koloru na osi kolorowej w GeV. Parametr n widoczny na obu rysunkach odpowiada liczbie cząstek w danej chwili.

Zdarzenie w środowisku SMASH rozpoczyna się około chwili $t = -2 \text{ fm/c}$. Jądra poruszają się w przeciwnych kierunkach wzdłuż osi Z. Z rysunków widać efekt relatywistyczny jakim jest spłaszczenie lorentzowskie w kierunku ruchu. Na rysunku 3(a) w płaszczyźnie XY nie widać spłaszczenia, a na rysunku 3(b) wzdłuż osi Z spłaszczenie jest widoczne.

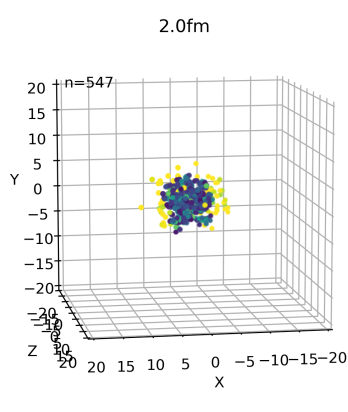
3.2 Wczesny etap zderzenia jąder

Zdarzenie w chwili 2 fm/c zostało przedstawione na rysunku 4(b) dla parametru zderzenia 3 fm/c oraz na rysunku 4(a) dla parametru zderzenia 7 fm/c. W zderzeniach widoczne jest znaczenie parametru zderzenia, który oznacza odległość środków masy wzdłuż osi Z od siebie. Mniejszy parametr zderzenia skutkuje bardziej centralnym zderzeniem jąder, a tym samym większą liczbą zachodzących interakcji. Liczba interakcji jest widoczna po liczbie cząstek które w wyniku tych, że interakcji powstają. W przypadku mniej centralnym z wartości początkowej $n = 216$, liczba cząstek wzrosła do 365, a w przypadku bardziej centralnym liczba cząstek wzrosła zdecydowanie bardziej do $n = 547$.

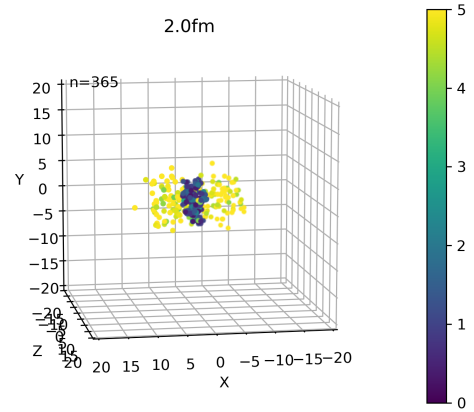
3.3 Etap zaawansowany zderzenia

Patrząc na rysunki rysunki 5(a) oraz 5(b) widoczne są następujące zjawiska:

- cząstki nie wchodzące w interakcje (ang. spectators) lub wchodzące w interakcje o niskich zmianach pędu przemierzają się nie naruszone wzdłuż osi Z. Porównując rysunki 5(a) oraz 5(b) można przypuszczać, że widzów jest zdecydowanie więcej w zderzeniu mniej centralnym (większy parametr zderzenia)
- w wyniku zderzeń nukleonów powstały cząstki o niskich energiach oraz niskich pędach wzdłuż osi Z w porównaniu do widzów. Te cząstki przemierzają się głównie w płaszczyźnie prostopadłej do zderzenia. Porównując rysunki 5(a) oraz 5(b) widać, że w zderzeniu bardziej centralnym powstało więcej cząstek.

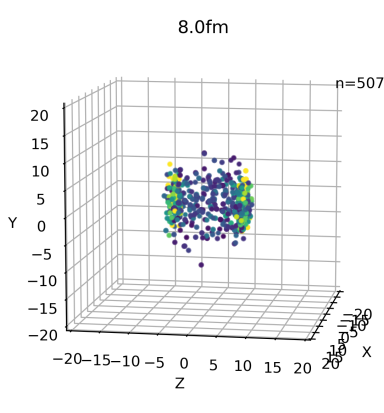


(a)

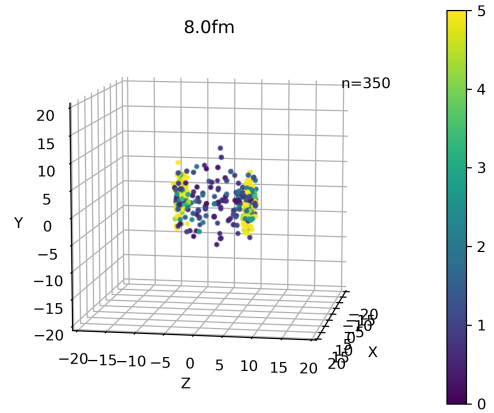


(b)

Rysunek 4: Rzut na oś YX rozkładu przestrzennego cząstek emitowanych ze zdarzenia dwóch przeciwbieżnych wiązek srebra o energii odpowiadającej energii kinetycznej wiązki 5A GeV w chwili 2 fm/c. Parametr zderzenia wynosił (a) 3 fm/c i (b) 7fm/c.



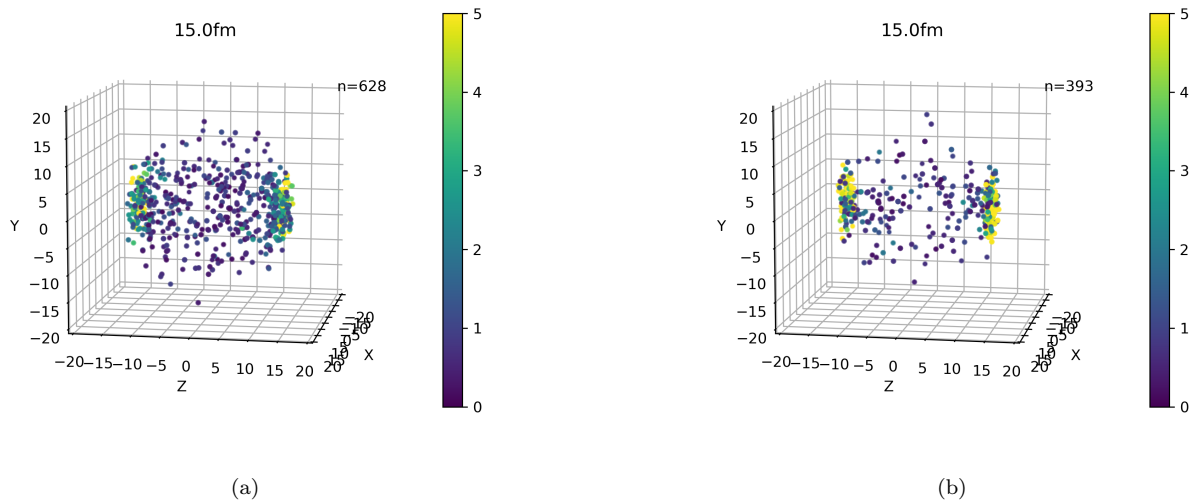
(a)



(b)

Rysunek 5: Rzut na oś YZ rozkładu przestrzennego cząstek emitowanych ze zdarzenia dwóch przeciwbieżnych wiązek srebra o energii odpowiadającej energii kinetycznej wiązki 5A GeV w chwili 8 fm/c. Parametr zderzenia wynosił (a) 3 fm/c i (b) 7fm/c.

3.4 Faza końcowa



Rysunek 6: Rzut na oś YZ rozkładu przestrzennego cząstek emitowanych ze zdarzenia dwóch przeciwbieżnych wiązek srebra o energii odpowiadającej energii kinetycznej wiązki 5A GeV w chwili 15 fm/c. Parametr zderzenia wynosił (a) 3 fm/c i (b) 7 fm/c.

Na rysunkach 6(b) oraz 6(a) przedstawiono zderzenia w chwili 15 fm/c. Interakcje zachodzą przede wszystkim między cząstkami o wyższej energii poruszającymi się wzdłuż osi Z.

4 Krotności cząstek i zasady zachowania

4.1 Krotności poszczególnych rodzajów cząstek

W kolejnym kroku przygotowano rozkłady krotności cząstek w zderzeniu przeciwbieżnych wiązek jąder srebra o energii odpowiadającej energii kinetycznej wiązki 1,58A GeV w układzie stacjonarnej tarczy. Wyniki uzyskane dla 10000 przypadków przedstawiono w Tabeli 4.1.

Cząstka	Krotność na przypadek
p (938, uud)	98,23
n (938, udd)	117,24
λ (1116, uds)	0,22
Σ^+ (1189, uus)	0,08
Σ^0 (1192, uds)	0,12
Σ^- (1197, dds)	0,11
Ξ^0 (1315, uss)	<0,01
Ξ^0 (1322, dss)	<0,01
π^+ (140, $u\bar{d}$)	11,75
π^- (140, $\bar{u}d$)	16,19
π^0 (135, $u\bar{u}$)	14,90
η (548, $u\bar{u}$)	0,14
K^+ (494, $u\bar{s}$)	0,25
K^- (494, $\bar{u}s$)	0,01
K^0 (498, $d\bar{s}$)	0,30
$\bar{K}^0$ (498, $\bar{d}s$)	<0,01

Tabela 1: Średnia liczba cząstek na zderzenie przy wysymulowanych 10000 zderzeń przeciwbieżnych wiązek jąder srebra o energii odpowiadającej energii kinetycznej wiązki 1,58A GeV w układzie stacjonarnej tarczy; w nawiasach podano masę cząstki w MeV i jej skład kwarkowy

W wygenerowanych przypadkach krotność występowania kwarka s wyniosła 0,5439 na jedno zderzenie – tyle samo co kwarka $\bar{s}$. Tym samym potwierdzono, że symulacja zachowuje dziwność.

4.2 Wpływ wymuszania rozpadów cząstek nietrwałych na krotności mezonów π

W programie URQMD jest dostępna opcja CTO18, która wymusza rozpad wszystkich cząstek, których czas życia jest tego samego rzędu lub krótszy co czas trwania zderzenia. Domyślne ustawienie CTO18=0 aktywuje scenariusz rozpadu tych cząstek, podczas gdy CTO18=1 zapobiega ich rozpadowi. Zatem teoretycznie powinno mieć to wpływ na rozkład cząstek finalnych. Postanowiono zbadać ten problem na przykładzie mezonów π , które są między innymi produktem rozpadów Δ , których czas życia wynosi ok. 1,7 fm/c.

Zderzenie, które zostało przeanalizowane to $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ przy energii 1.91A GeV, przy końcowym czasie symulacji równym 10 fm/c. Wyniki w postaci wykresów rozkładu energii mezonów (π^0 , π^+ , π^-), dla wymuszenia rozpadu (kolor czerwony) oraz jego braku (kolor niebieski), przedstawiono na Rysunku (7).

Na pierwszy rzut oka można zauważyć różnicę, co oznacza, że opcja CTO18 faktycznie ma pewien wpływ na liczebność pionów. Aby ustalić, czy opcja CTO18 preferuje jakiś zakres energii, w którym różnica liczebności mezonów π jest wyraźniejsza, przeprowadzono następującą analizę. Podzielono przedział energii: $0 < E[\text{GeV}] < 0.6$ (niskie energie) oraz $E > 0.6\text{GeV}$ (wysokie energie). Dla obu tych przedziałów oraz opcji CTO18 zliczono krotność S odpowiednich pionów, a wyniki przedstawiono w Tabeli (2).

Tabela 2: Krotności mezonów π w przedziałach niskich S_n i wysokich S_w energii przy CTO18=1 i CTO18=0.

	S_n (CTO18=0)	S_n (CTO18=1)	S_w (CTO18=0)	S_w (CTO18=1)
π^0	48643	23189	4885	2690
π^+	40468	19552	4348	2371
π^-	43977	21010	4575	2612

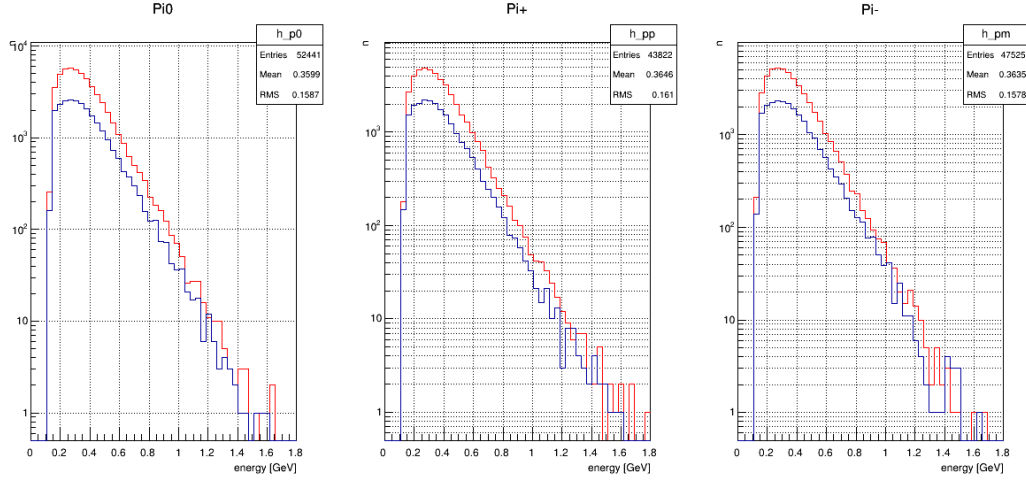
Teraz aby sprawdzić, w którym przedziale energii nadwyżka jest wyraźniejsza, sprawdzono, dla niskich oraz wysokich energii, ile wynoszą stosunki krotności w przypadku wymuszenia rozpadu do krotności bez wymuszenia, czyli $S_n = S_n(\text{CTO18} = 0)/S_n(\text{CTO18} = 1)$ i $S_w = S_w(\text{CTO18} = 0)/S_w(\text{CTO18} = 1)$. Następnie aby odpowiedzieć na powyższe pytanie, policzono stosunek S_n/S_w , a wyniki przedstawiono w Tabeli (3). Widać, że stosunek S_n/S_w faktycznie jest

większy od 1 dla każdego rodzaju pionów, co oznacza, że nadwyżka krotności pionów jest efektywniejsza w przedziale niskich energii.

Tabela 3: Wyniki stosunków S_n , S_w oraz S_n/S_w dla odpowiedniego rodzaju pionów.

	S_n	S_w	S_n/S_w
π^0	2.098	1.816	1.155
π^+	1.745	1.834	1.129
π^-	2.093	1.1752	1.195

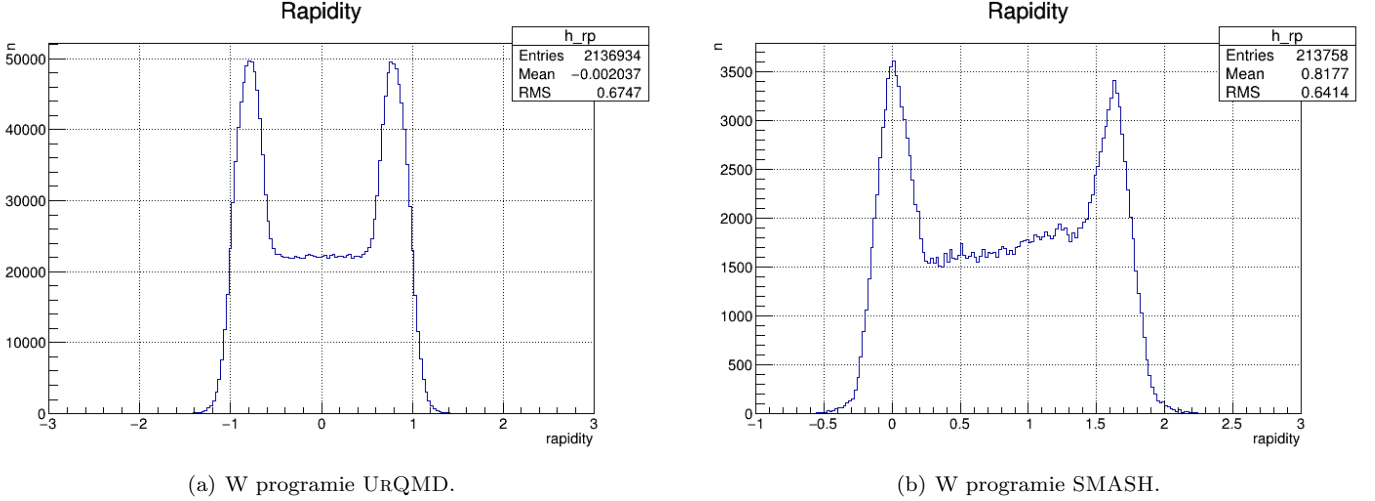
Podsumowując krotność pionów pochodzących z rozpadu barionów Δ_{1232} , jest większa w zakresie niższych energii rozkładu mezonów π , a więc badacz chcący porównywać rozkłady energii pionów między URQMD a eksperymentem, musi świadomie posługiwać się opcją CTO18.



Rysunek 7: Rozkład energii pionów, (odpowiednio π^0 , π^+ oraz π^-), dla wariantu z wymuszeniem rozpadu $\Delta \rightarrow N\pi$ (krzywa czerwona, opcja CTO18=0) i bez wymuszenia (krzywa niebieska, opcja CTO18=1).

4.3 Rozkład pospieszności

Pospieszność y jest wielkością powszechnie stosowaną jako odpowiednik prędkości relatywistycznej β , którą definiuje się jako $y = \text{atanh}(\beta)$. Taka postać gwarantuje addytywność względem transformacji Lorentza. Za pomocą prostych przekształceń można pokazać, że równoważnie pospieszność jest dana poprzez następujący wzór $y = \frac{1}{2} \log\left(\frac{E-p_z}{E+p_z}\right)$, z którego została wyliczona, gdzie E oznacza całkowitą energię cząstki, a p_z z-ową składową pędu (równoległą do wiązki). W tym przypadku pospieszność jest relatywistycznym odpowiednikiem składowej prędkości wzdłuż osi z .



Rysunek 8: Wykresy rozkładu pospieszności z symulacji zderzenia $^{108}\text{Ag}+^{108}\text{Ag}$ przy energii 1,58A GeV.

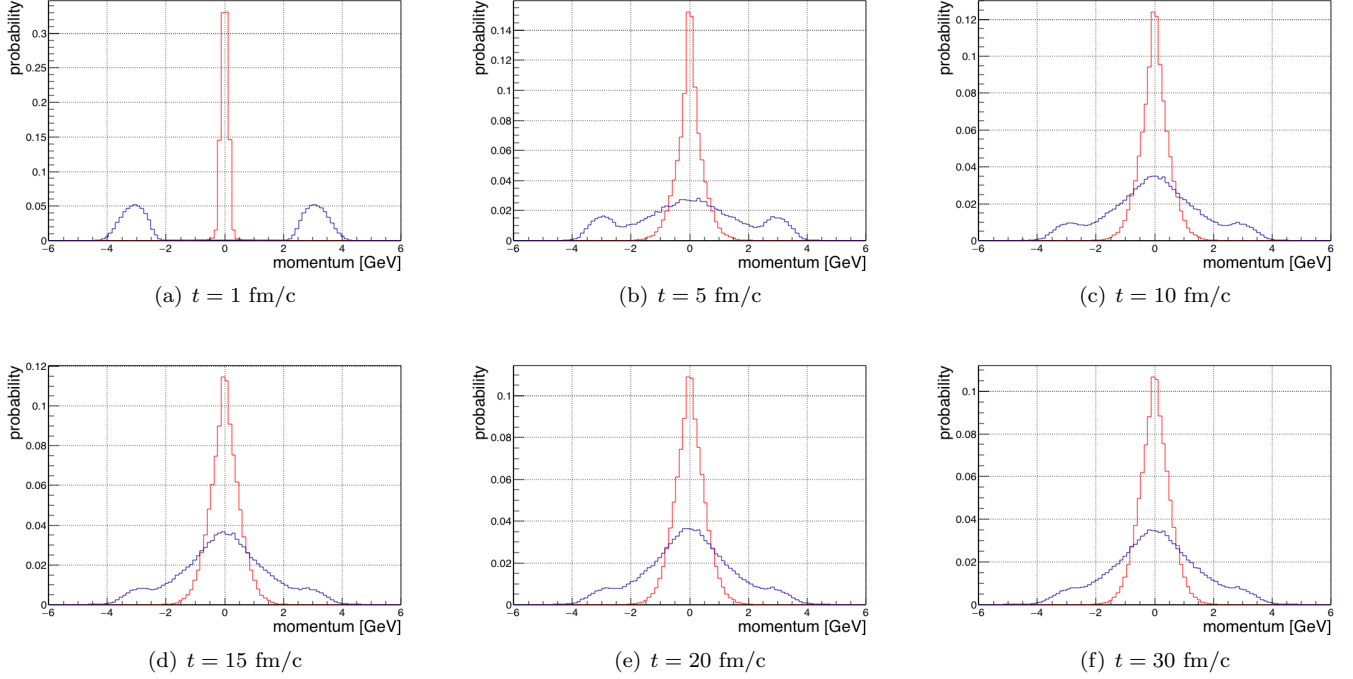
W programie SMASH oraz URQMD przeprowadzono symulację zderzeń $^{108}\text{Ag}+^{108}\text{Ag}$ przy energii kinetycznej 1,58A GeV. Wygenerowano 10000 przypadków dla obu symulacji. Odpowiednio zderzenia te były dla wiązek przeciwbieżnych o parametrze zderzenia $b = 5$ fm i dla stacjonarnej tarczy o parametrze zderzenia $b = -8$ fm, ujemna wartość oznacza, że przy każdym zderzeniu b było losowo generowane z przedziału $(0, 8)$. Z otrzymanych wyników narysowano histogramy pospieszności. Wyniki przedstawiono na Rysunku 8(a) dla URQMD oraz 8(b) dla SMASHa.

Porównując powyższe wykresy, można zaobserwować, że dla przypadku URQMD krzywa jest wycentryczowana względem punktu 0 na osi pospieszności, w przeciwieństwie do krzywej dla SMASHa. Wynika to z faktu, że symulacje w URQMD były przeprowadzane w układzie CMS, natomiast w SMASHu w układzie *fixed target*. Wiedząc, że rozkłady funkcji pospieszności po transformacji do innego układu nie zmieniają kształtu, a jedynie się „przesuwają”, co wynika z definicji, spodziewano się takiego wyniku.

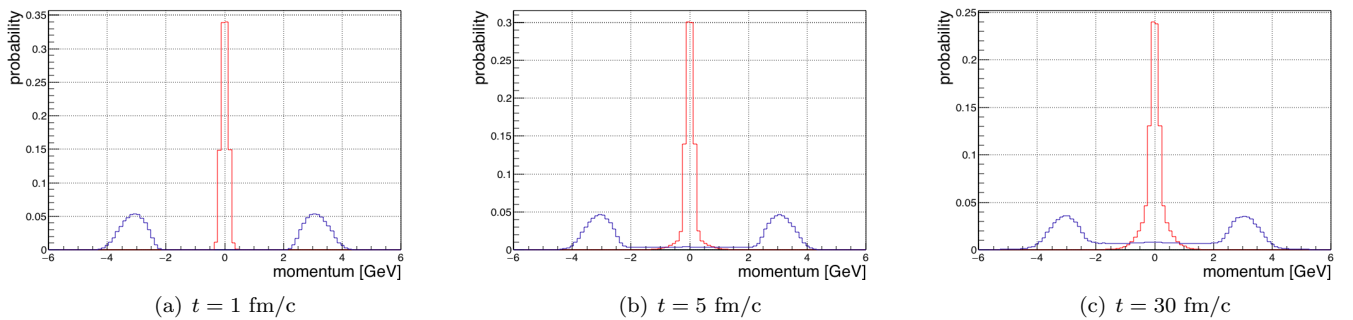
Kolejną znaczną różnicą jest brak symetryczności w przypadku symulacji ze SMASHa, Rysunek 8(b). Widać, że dwa wierzchołki są na statystycznie istotnie odmiennych wysokościach oraz środkowa część wykresu nie jest płaska, tak jak ma to miejsce w przypadku symulacji z URQMD, Rysunek 8(a). Wyniku takiego nie spodziewano się z powodu zderzania identycznych jąder, co oznacza, że żadne z nich nie jest w jakikolwiek sposób wyróżnione. Podejrzewa się, że prawdopodobnie wyjaśnieniem tego zjawiska jest przeliczanie przez program SMASH przekrojów czynnych, które są zadane w układzie LAB. Oznacza to, że podczas obliczeń, niezbędne jest wykonanie przy każdym zderzeniu, transformacji Lorentza pomiędzy układami. Jest to wyjaśnienie, które niestety, z braku czasu, nie zostało sprawdzone. Z pewnością jest to interesujący temat, który czeka na zweryfikowanie.

5 Zagadnienie termalizacji

Termalizacja jest to proces prowadzący do osiągnięcia przez układ równowagi termicznej poprzez wzajemne oddziaływania między cząstkami. Układy fizyczne dążą do ekwipartycji energii, a więc w stermalizowanym układzie rozkłady każdej ze składowych pędu powinny być takie same. W tej części pracy sprawdzono czy i w jakim stopniu w zderzeniach jądrowych zachodzi proces termalizacji nukleonów. Analizę prowadzono na przykładzie zderzenia przeciwbieżnych wiązek $^{107}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag}$ dla energii kinetycznej wiązki 20 A GeV. W tym celu zbadano rozkład składowych p_x oraz p_z pędu nukleonów w kolejnych chwilach czasu w trakcie zderzenia. Wyniki dla zderzenia centralnego przedstawiono na Rysunku 9, natomiast dla zderzenia peryferyjnego na Rysunku 10. Obie symulacje zostały przeprowadzone w programie URQMD. Jak widać,



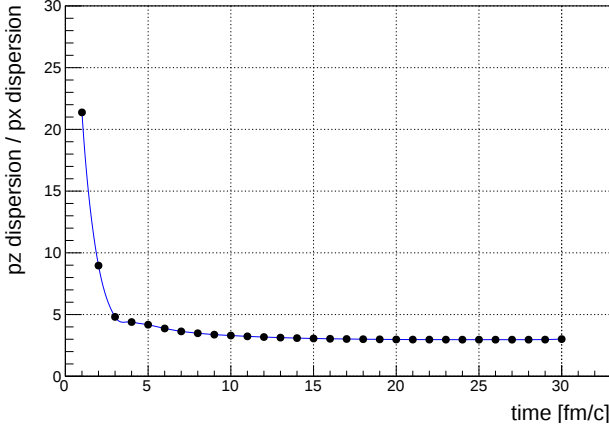
Rysunek 9: Rozkład składowych pędu p_x oraz p_z nukleonów w czasie zderzenia $^{107}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag}$ dla energii kinetycznej wiązki 20 AGeV i parametru zderzenia 0 fm (zderzenie centralne)



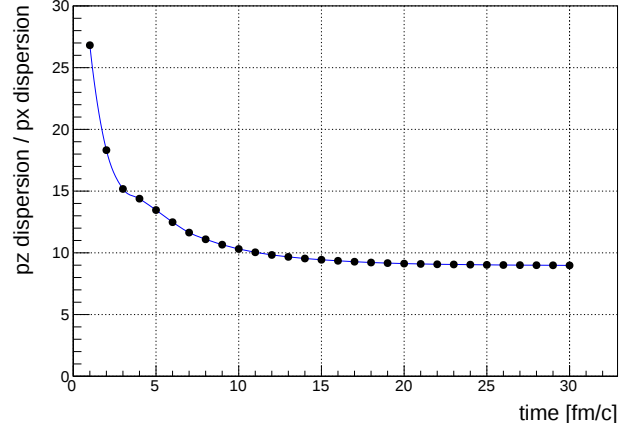
Rysunek 10: Rozkład składowych pędu p_x oraz p_z nukleonów w czasie zderzenia $^{107}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag}$ dla energii kinetycznej wiązki 20 AGeV i parametru zderzenia 7 fm (zderzenie peryferyjne)

na początku zderzenia rozkłady pędów w przypadku centralnym i peryferyjnym są bardzo podobne. Wartości składowej p_x tworzą wąski pik wokół 0, natomiast składowa p_z koncentruje się symetrycznie wokół wartości -3 i 3 . W trakcie zderzenia dyspersja rozkładu składowej p_x rośnie, natomiast składowa p_z zaczyna koncentrować się wokół 0. Efekt ten jest bardzo dobrze widoczny w przypadku zderzeń centralnych. Dla zderzeń peryferyjnych zachodzi w minimalnym stopniu, ze względu na duży udział nukleonów nieuczestniczących bezpośrednio w zderzeniu (ang. spectators).

W celu ilościowej analizy tego zjawiska wyznaczono dyspersję σ wspomnianych rozkładów, mierzoną poprzez odchylenie standardowe, dla kolejnych chwil czasu. Stopień termalizacji zmierzono, wprowadzając nową zmienną $S_t = \frac{\sigma(p_z)}{\sigma(p_x)}$. W przypadku równowagi termicznej wartość $S_t = 1$. W przypadku przewagi ruchu wzdłuż osi Z, $S_t > 1$, a dla przewagi w ruchu poprzecznym, $S_t < 1$. Zmianę stosunku $\frac{\sigma(p_z)}{\sigma(p_x)}$ w czasie przedstawiono na Rysunku 11. W obu przypadkach wartość S_t maleje w czasie, jednak nie osiąga wartości 1. Termalizacja zachodzi jedynie częściowo. W przypadku zderzeń centralnych proces ten jest szybszy, a końcowy stosunek dyspersji mniejszy, niż dla zderzeń peryferyjnych. Warto jednak podkreślić, że w przypadku zderzeń centralnych wartość S_t maleje kilkukrotnie, od wartości $S_t \gtrsim 20$ na początku zderzenia, do $S_t \sim 3$ na końcu, a rozkłady pędów p_x i p_z mocno się do siebie upodabniają. Pełniejszą termalizację udało się otrzymać, analizując jedynie nukleony bezpośrednio oddziałujące ze sobą. W tym celu należałoby zastosować odpowiednie cięcia tak, aby odrzucić nukleony pozostające po zderzeniu w linii wiązki. Pozostałe nukleony, które uległy silnemu rozproszeniu, powinny być silniej stermalizowane.



(a) zderzenie centralne $b = 0$ fm



(b) zderzenie peryferyjne $b = 7$ fm

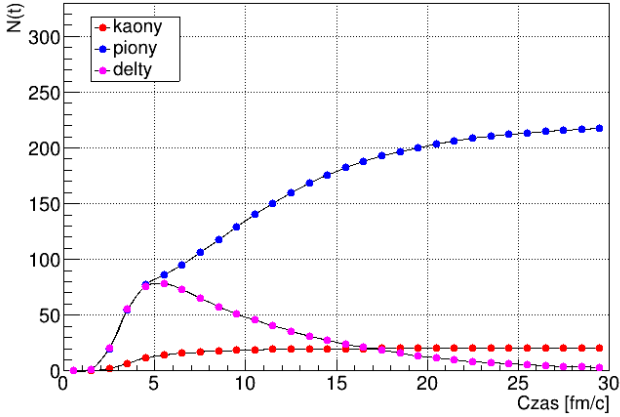
Rysunek 11: Zmiana stosunku $\frac{\sigma(p_z)}{\sigma(p_x)}$ nukleonów w czasie zderzenia dla zderzenia centralnego i peryferyjnego

6 Analiza występowania różnych typów cząstek

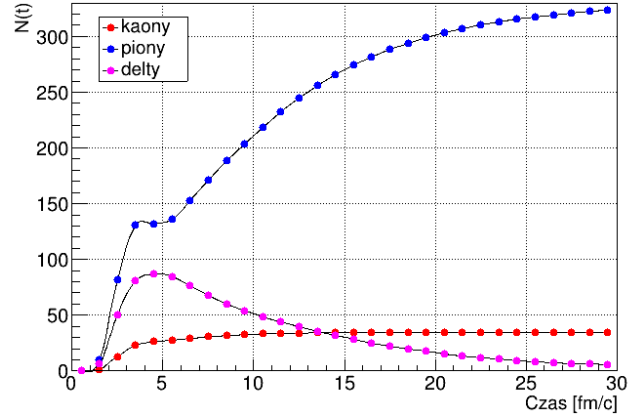
Ta część pracy opiera się na trzech analizach. Dwie pierwsze to badanie krotności różnych typów cząstek w czasie zderzenia dla programów UrQMD oraz SMASH. Ostatnia polegała na sprawdzeniu krotności cząstek, w szczególności tych o małym przekroju czynnym na produkcję w czasie zderzenia i porównanie wyników z dostępną literaturą.

6.1 Przebiegi czasowe krotności cząstek w UrQMD

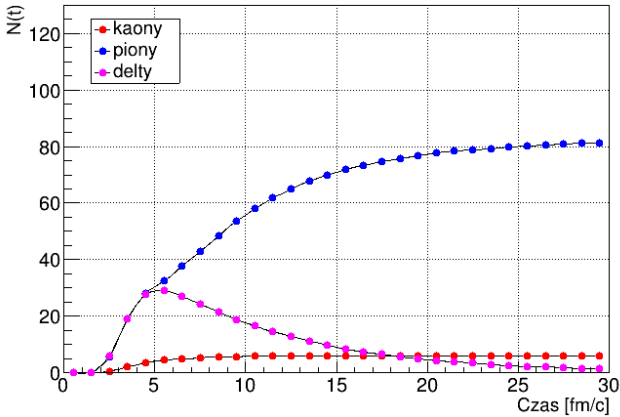
Aby zbadać krotność poszczególnych typów cząstek w czasie zderzenia wykonano symulację 1000 zderzeń dla jąder $^{107}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag}$ dla 2 różnych energii kinetycznych wiązki w układzie stacjonarnej tarczy oraz dwóch parametrów zderzenia. Analizie poddano 3 rodzaje cząstek produkowanych w dużych ilościach w tego rodzaju zderzeniach: piony (π^+ , π^- , π^0), kaony (K^+ , K^- , K^0 , $\bar{K}^0$) oraz bariony delta (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-). Zasympulowano przebieg pierwszych 30 fm/c od chwili zetknięcia się jąder. Rezultaty symulacji przedstawiono na rysunku 12.



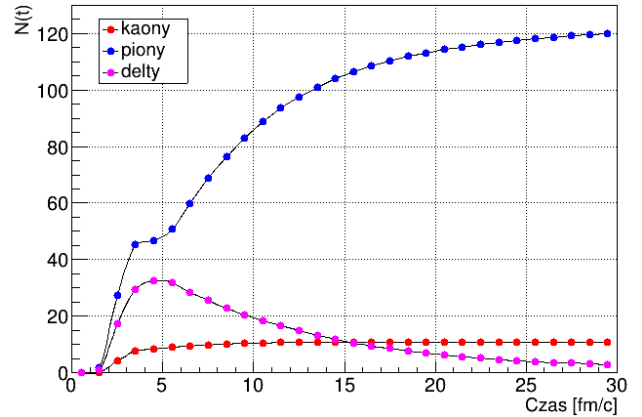
(a) Energia $E_{lab}^{kin} = 10A$ GeV, parametr zderzenia $b = 3$ fm.



(b) Energia $E_{lab}^{kin} = 20A$ GeV, parametr zderzenia $b = 3$ fm.



(c) Energia $E_{lab}^{kin} = 10A$ GeV, parametr zderzenia $b = 7$ fm.



(d) Energia $E_{lab}^{kin} = 20A$ GeV, parametr zderzenia $b = 7$ fm.

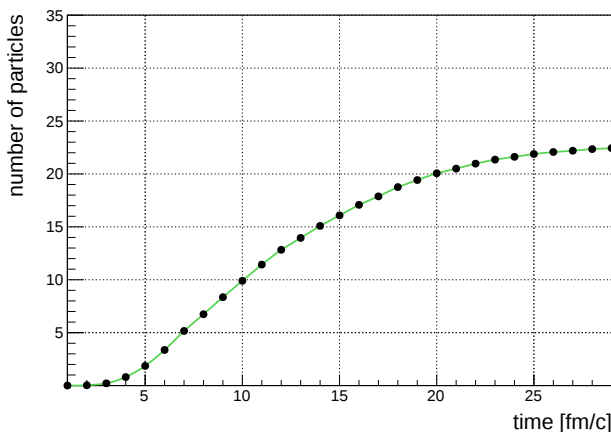
Rysunek 12: Przebieg czasowy krotności $N(t)$ pionów, delt i kaonów w zderzeniu $^{107}\text{Ag}-^{107}\text{Ag}$ dla energii 10 AGeV oraz 20A GeV oraz parametrów zderzenia 3 fm oraz 7 fm.

Analizując wykresy (Rys. 12) można zauważyć, że przy energii 10A GeV produkcja pionów oraz kaonów jest zdecydowanie niższa niż przy wyższej energii (20A GeV), dla delt różnica jest nieco mniejsza. Dodatkowo przy tej samej energii w zderzeniach centralnych powstaje ponad dwukrotnie więcej badanych cząstek niż dla zderzeń peryferyjnych. Piony oraz kaony mają o kilkanaście rzędów wielkości dłuższy czas życia, w porównaniu do badanego zakresu czasu zderzenia, dlatego dla nich nie będzie widoczna krzywa zaniku. W przypadku delt jest inaczej - ich czas życia (≈ 1.7 fm/c) jest krótki, przez co podczas 30 fm/c można obserwować eksponencjalny zanik ich krotności. Wydłużenie czasu relaksacji krotności o około rząd wielkości spowodowane jest regeneracją delt we wzbudzonej materii jądrowej. Produkcja pionów będzie dodatkowo wzmożona przez rozpady delt, np. $\Delta^\pm \rightarrow \pi^\pm + n^0$, $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n^0$, $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p^+$. Na wykresach proces ten zaczyna

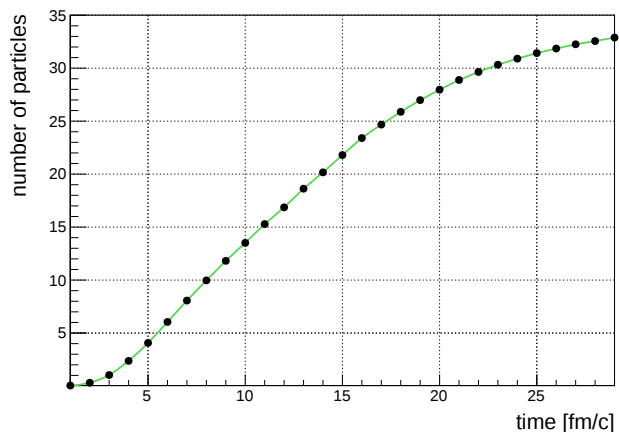
dominować w okolicach 4-5 fm/c, wtedy nachylenie krzywej krotności pionów zwiększa się, a krotność cząstek Δ zaczyna spadać. Przy energii 20A GeV i pięciu fm/c dla pionów zauważalny jest punkt siodłowy, który dla 10A GeV jest znacznie spłaszczony. Może to wynikać z faktu, że w pierwszych pięciu fm/c produkcja pionów pochodzi głównie z interakcji nukleonów podczas zderzenia, która po tym czasie słabnie i wtedy głównym źródłem produkcji pionów staje się rozpad cząstek Δ . Im większa energia zderzenia, tym większe prawdopodobieństwo produkcji pionów. Krzywa krotności kaonów dość szybko (do ok. 10 fm/c) wysycia się, a ich produkcja jest stosunkowo niska ze względu na mały przekrój czynny w badanym zderzeniu.

6.2 Porównanie produkcji cząstek w programach UrQMD i SMASH

W kolejnej części pracy porównano proces produkcji cząstek pomiędzy różnymi programami na przykładzie zderzenia jąder srebra dla energii kinetycznej wiązki liczonej w układzie stacjonarnej tarczy równej 1.58 AGeV i parametru zderzenia $b = 5$ fm. Jest to wartość energii, która leży w zakresie poprawnej pracy obu programów. Przeanalizowano produkcję pionów, które powstają w największych ilościach w tego rodzaju procesach. Wyniki uśredniono po 1000 zderzeniach. Przedstawiono je na Rysunku 13. Okazuje się, że między wynikami symulacji przeprowadzanymi w obu programach istnieją pewne różnice. Symulacja przeprowadzona w programie SMASH generuje większą liczbę pionów. Prawdopodobnie ta została również zauważona w przypadku innych parametrów symulacji. Efekt ten spowodowany jest najprawdopodobniej różnymi równaniami stanu materii jądrowej przyjętymi przez twórców tych modeli. Ich pełniejsze zrozumienie wymagałoby również prześledzenia zastosowanych modeli transportu.



(a) UrQMD



(b) SMASH

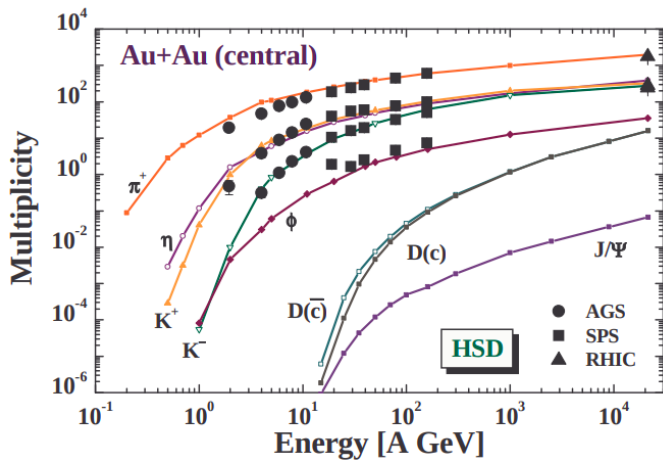
Rysunek 13: Krotności pionów w zderzeniu $^{107}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag}$ dla energii kinetycznej wiązki 1.58 AGeV i parametru zderzenia $b = 5$ fm.

6.3 Poszukiwanie "rzadkich" cząstek elementarnych w UrQMD

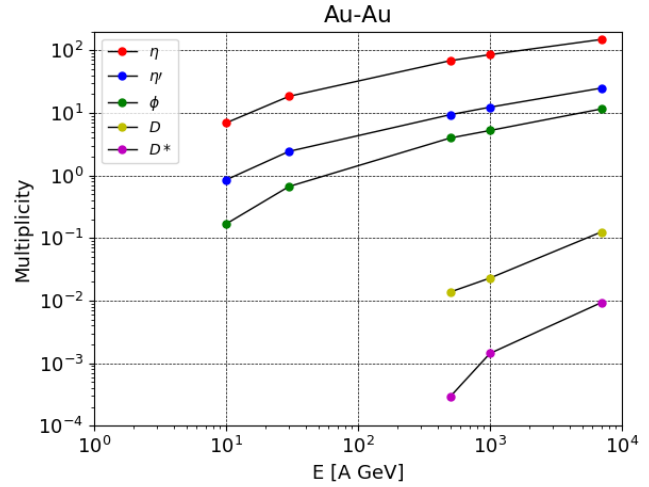
Celem tej części analizy było określenie krotności cząstek elementarnych o małym prawdopodobieństwie produkcji w zderzeniu jąder przy danej energii wiązki. Poszukiwane cząstki to mezony zawierające kwark dziwny (s) - ϕ , η , η' , a także te posiadające w swojej strukturze kwark powabny (c) - D , D^* , J/Ψ oraz χ_c .

Wykonano szereg symulacji zderzeń dla jąder $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ oraz $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ w zakresie energii 10A GeV – 7A TeV. Parametrami stałymi symulacji był czas (od chwili zetknięcia się jąder) wynoszący 50 fm/c oraz parametr zderzenia - $b = 5$ fm. W analizie wykorzystano plik w formacie .f16. Różni się on od standardowego rozszerzenia .f14 tym, że zapisywane są w nim również informacje o cząstkach, które rozpadły się przed zadaniem w pliku wejściowym oknem czasowym, co daje wgląd we wszystkie cząstki powstające w interesującym przedziale czasowym. Na rysunku 14 przedstawiono krotności badanych cząstek w funkcji energii kinetycznej wiązki w układzie stacjonarnej tarczy.

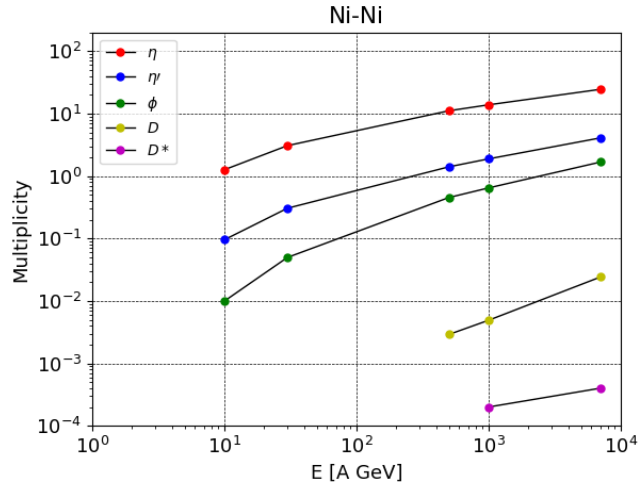
Badając wykresy 14 można zauważyć, że krotności mezonów ϕ oraz η dla zderzeń Au-Au są zgodne z danymi eksperymentalnymi oraz przewidywaniami modelu HSD w badanym zakresie energii. Natomiast mezony D oraz D^* nie zostały zarejestrowane dla energii 10A i 30A GeV, a przy wyższych energiach (500-7000A GeV) ich krotności są kilkadziesiąt razy niższe niż przewidywania modelu HSD. Krotności tych cząstek dla symulacji Ni-Ni są proporcjonalnie niższe od wyników dla zderzeń jąder ^{197}Au , gdyż w tym przypadku jest ponad 3-krotnie mniej nukleonów, które mogą wchodzić ze sobą w interakcje. Zarówno dla symulacji Au-Au, jak i Ni-Ni nie zaobserwowano żadnego przypadku mezonu J/Ψ oraz χ_c w badanym zakresie energii.



(a) Zderzenie Au-Au [7]. Czarne punkty – dane doświadczalne, kolorowe krzywe łamane – przewidywania w ramach modelu HSD.



(b) Zderzenie Au-Au w URQMD.



(c) Zderzenie Ni-Ni w URQMD.

Rysunek 14: Krotność (Multiplicity) cząstek w funkcji energii kinetycznej wiązki w układzie stacjonarnej tarczy dla zderzeń centralnych Au-Au oraz Ni-Ni uzyskane w modelu UrQMD. Porównanie z danymi doświadczalnymi i przewidywaniami modelu HSD, opublikowanymi w [7].

Długość symulacji znacznie wzrastała przy wyższych energiach wiązki (np. 1000A GeV), stąd niższa liczba wygenerowanych zdarzeń. Wydłużony czas generacji plików z danymi spowodowany jest między innymi dużo większą liczbą cząstek i procesów do symulacji przy wyższych energiach, dla cięższych jąder (np. Au) oraz dla samego pliku *.f16* (w porównaniu do *.f14*), a przy tym ograniczoną mocą obliczeniową wykorzystywanego komputera. Tabela 4 pokazuje liczbę zdarzeń dla poszczególnych symulacji.

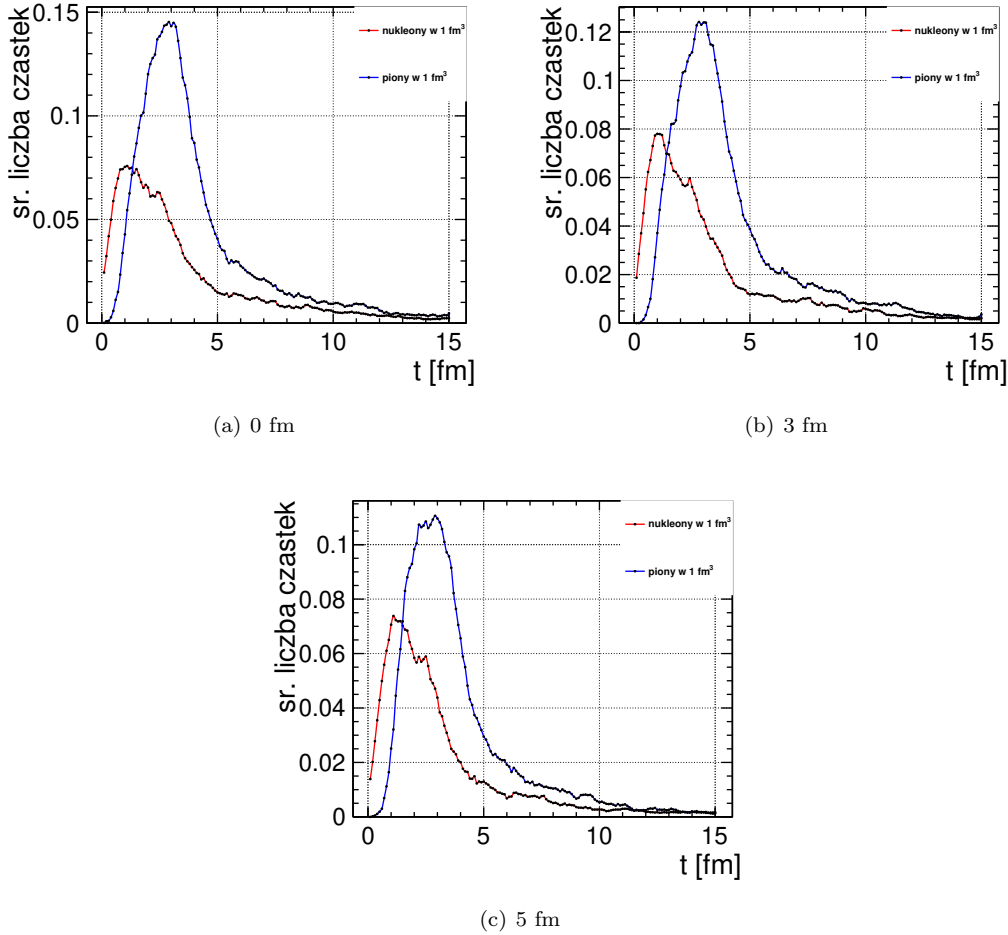
Tabela 4: Liczba zdarzeń dla poszczególnych symulacji Au-Au oraz Ni-Ni. Czas od chwili zetknięcia jąder – 50 fm/c, parametr zderzenia $b = 5$ fm.

Energia [A GeV]	Liczba zdarzeń dla Au-Au	Liczba zdarzeń dla Ni-Ni
10	10 000	400 000
30	10 000	300 000
500	3 434	10 000
1000	3 500	10 000
7000	1 504	10 000

Niska statystyka zdarzeń może być powodem, dla którego nie znaleziono przypadków mezonów J/Ψ oraz χ_c w badanym zakresie energii wiązki. Pod koniec projektu okazało się również, że istnieje flaga nieobecna w pliku wejściowym – *CTO 18*, która domyślnie ustawiona jest na wymuszenie rozpadu cząstek nietrwałych na koniec zdarzenia, co zaburzyło wyniki końcowe.

7 Koncentracja i gęstość energii w środku strefy zderzenia

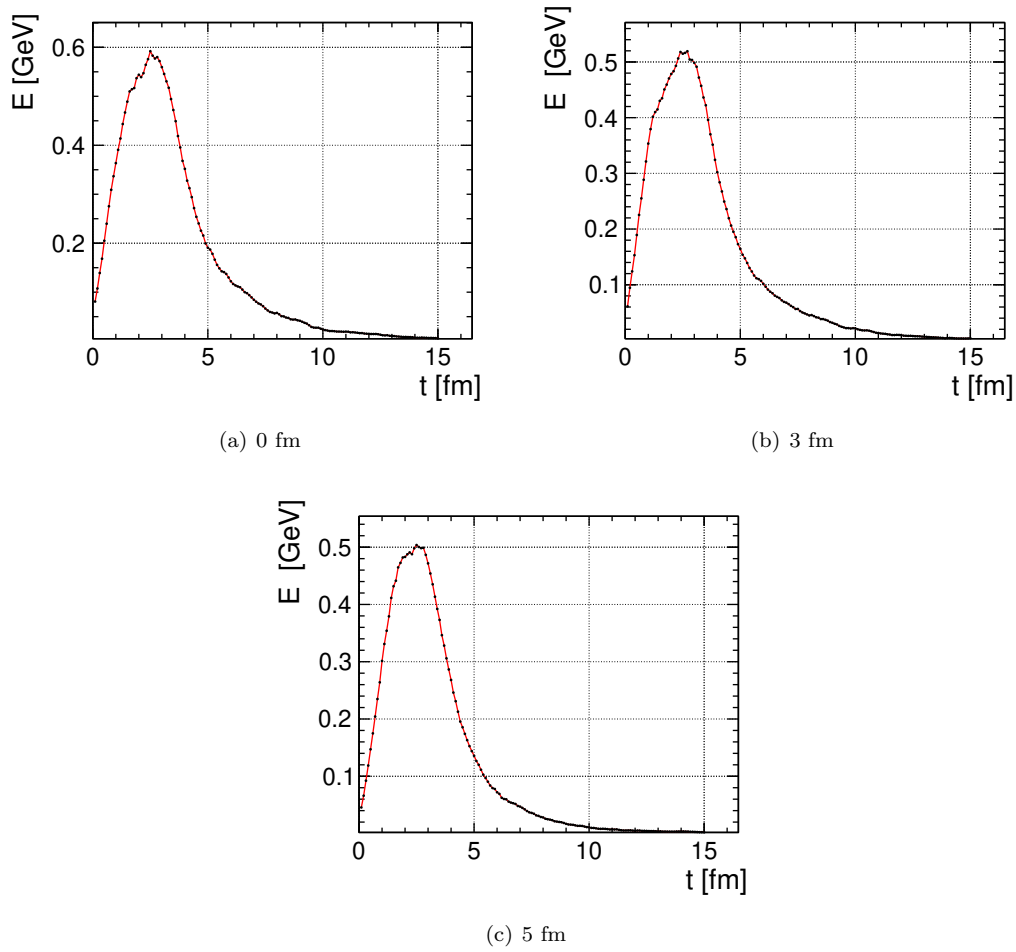
W trakcie pracy przeprowadzono również symulacje prowadzące do określenia koncentracji i gęstości energii w środku strefy zderzenia (centralny 1 fm^3) w zależności od parametru zderzenia. Otrzymane wyniki dla koncentracji cząstek w zderzeniach jądrowych przy energii kinetycznej wiązki $E_{kin}^{beam} = 20 \text{ A GeV}$ liczonej w układzie stacjonarnej tarczy (dla 1000 przypadków) przedstawia Rysunek 15. Dla każdego z przypadków na początku dominują nukleony w podobnej liczbie (do ok. 0,7 nukleonu na przypadek), a następnie dla czasu ok. 3 fm/c występuje maksimum koncentracji pionów (1,1-1,4 pionu na przypadek). Analogiczne rozkłady dla gęstości energii przedstawia Rysunek 16. Maksimum energii (5-6 GeV) występuje w czasie ok. 3 fm/c od momentu zderzenia, który odpowiada maksimum koncentracji pionów. Na wykresach widoczne są oscylacje, które mogą wynikać ze zbyt małej liczby wygenerowanych przypadków.



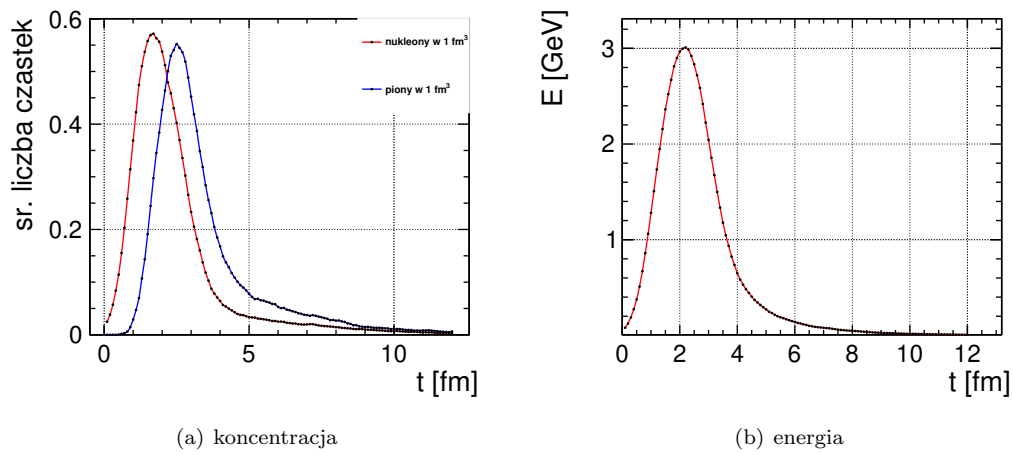
Rysunek 15: Średnia koncentracja cząstek w centralnym 1 fm^3 dla 3 parametrów zderzenia: 0, 3 i 5 fm w przedziale czasu pierwszych 15 fm/c od momentu zetknięcia się jąder dla przeciwbieżnych wiązek jąder srebra przy energii kinetycznej wiązki $E_{kin}^{beam} = 20 \text{ A GeV}$ liczonej w układzie stacjonarnej tarczy

Ze względu na stosunkowo niewielką zmianę wyników w zależności od parametru zderzenia wygenerowano również analogiczne wykresy dla dużych wartości parametru zderzenia (równej 9 fm). Symulacje wykonano dla próbki 10000 przypadków (10 razy więcej niż w poprzednich symulacjach). Wyniki uzyskane dla pierwszych 12 fm od zderzenia przedstawia Rysunki 17(a) i 17(b).

Zmiana parametru zderzenia zdecydowanie zmniejszyła koncentrację pionów (maksimum w 3 fm/c od momentu zderzenia wynosi ok. 0,5 pionu na przypadek). Widać też, że energia w centralnym obszarze zmalała niemal dwukrotnie. Omawiane wykresy pokazują także, że zwiększenie liczby generowanych przypadków powoduje, że zaobserwowane niejednorodności (niefizyczne oscylacje mierzonych wielkości) znikają.



Rysunek 16: Średnia ilość energii w centralnym 1 fm^3 dla 3 parametrów zderzenia: 0, 3 i 5 fm w przedziale czasu pierwszych 15 fm od momentu zetknięcia się jąder dla przeciwbieżnych wiązek jąder srebra przy energii kinetycznej wiązki $E_{kin}^{beam} = 20A \text{ GeV}$ liczonej w układzie stacjonarnej tarczy



Rysunek 17: Średnia koncentracja i energia w centralnym 1 fm^3 dla parametru zderzenia 9 fm w przedziale czasu pierwszych 12 fm/c od momentu zetknięcia się jąder dla przeciwbieżnych wiązek jąder srebra przy energii kinetycznej wiązki $E_{kin}^{beam} = 20A \text{ GeV}$ liczonej w układzie stacjonarnej tarczy

8 Wnioski i kierunki dalszych badań

Celem projektu był test i porównanie dwóch odmiennych modeli transportu URQMD oraz SMASH. Analiza wyników przeprowadzonych symulacji prowadzi do następujących wniosków:

- W większości przypadków wyniki symulacji zgadzały się z przewidywaniami. Udało się m. in. potwierdzić zachowanie dziwności w badanych zderzeniach. Zaobserwowano również zjawisko częściowej termalizacji nukleonów.
- Przebiegi czasowe krotności pionów, delt i kaonów pokazują, jak zmienia się produkcja cząstek od chwili zetknięcia się jąder. Zauważono różnice w produkcji cząstek przy różnych energiach i parametrach zderzenia dla programu UrQMD.
- Opcja CTO18, która wpływa na rozpad cząstek, których czas życia jest rzędu trwania zderzenia lub krótszy, ma faktyczny wpływ na krotność pionów w przeprowadzanym zderzeniu. Co więcej różnica ta jest widoczniejsza w mniejszych energiach.
- Pomiedzy wynikami symulacji przeprowadzonych dla tych samych parametrów, pochodzących z programów URQMD oraz SMASH, znaleziono pewne różnice. Przykładem może być różna liczba pionów produkowanych w czasie zderzenia. Zaobserwowano również różnicę w rozkładzie pospieszności. Wyjaśnienie tego zjawiska zostało zaproponowane w podrozdziale 4.3, jednak jest to kwestia, którą należało by potwierdzić przeprowadzając analizę kolejnych symulacji.
- Wyznaczone zostały krotności cząstek o małym prawdopodobieństwie produkcji w zderzeniu. Wyniki uzyskane dla mezonów η oraz ϕ dobrze odzwierciedlały rezultaty otrzymane z danych doświadczalnych, natomiast krotności mezonów D i D^* były kilkadziesiąt razy niższe od przewidywań w ramach modelu HSD [7]. Ze względu na odkrycie pod koniec projektu flagi domyślnie ustawionej na wymuszenie rozpadu cząstek nietrwałych na koniec zdarzenia, stwierdzono, że wyniki końcowe mogły zostać zaburzone, szczególnie dla cząstek rzadkich.
- Ze względu na precyzję numeryczną programów należy rozważyć dobieranie liczby generowanych przypadków, aby rzadkie efekty były uwzględnione, a otrzymywane wyniki wiarygodne.

Powyższe wnioski wskazują na konieczność głębszego zrozumienia wykorzystywanych modeli transportu oraz założeń przyjętych przez ich twórców. Dobra znajomość wszystkich możliwości oferowanych przez URQMD oraz SMASH oraz pełna kontrola nad nimi pozwoli w przyszłości wszystkim zainteresowanym otrzymywać cenne i wiarygodne przewidywania, które następnie można skonfrontować z wynikami eksperymentów fizycznych.

Literatura

- [1] S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, G. Mao, L. Neise, S. Soff, C. Spieles, H. Weber, L. A. Winckelmann, H. Stocker, W. Greiner, Ch. Hartnack, J. Aichelin and N. Amelin: *Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions* Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225-370
- [2] URQMD User Guide: <https://www.kfki.hu/leslie/cbm/urqmd-user.pdf>
- [3] Dmytro Oliinychenko, Vinzent Steinberg, Janus Weil, Matthias Kretz, Jan Staudenmaier, Sangwook Ryu, ...Lukas Prinz. (2020, April 7). smash-transport/smash: SMASH-1.8 (Version SMASH-1.8). Zenodo. <http://doi.org/10.5281/zenodo.3742965>
- [4] Smash User Guide: <http://theory.gsi.de/smash/userguide/1.8/index.html>
- [5] R. Brun, F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. <http://root.cern.ch/>
- [6] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).
- [7] O. Linnyk, E.L. Bratkovskaya, W. Cassing *OPEN AND HIDDEN CHARM IN PROTON-NUCLEUS AND HEAVY-ION COLLISIONS*, International Journal of Modern Physics E (2018).