

Symulacje relatywistycznych zderzeń jąder atomowych

Piotr Bielak, Jan Orlński, Bożena Poncyljusz,
Mateusz Rachwał, Piotr Toczek

Sierpień 2020

Streszczenie

W ramach projektu przeprowadzono symulacje zderzeń jąder atomowych w zakresie energii między 1,9 a 500 GeV na nukleon w układzie stacjonarnej tarczy przy użyciu kodów UrQMD i SMASH. Dokonano analizy wyników w zakresie zasad zachowania i krotności wybranych cząstek, a także wykonano animacje przebiegu zderzeń.

1 Wstęp

Relatywistyczne zderzenia jąder atomowych to procesy ekstremalne. Zachodzą one na niezwykle małym obszarze, przez czas rzędu 10^{-22} s. Charakteryzują się tym, że w czasie ich trwania gęstość zderzanej materii wzrasta kilkukrotnie (w porównaniu do gęstości w stanie normalnym, $\rho_0 = 0,17$ nukleona na fm³), a temperatury osiągają wartości ok. 100000-krotnie wyższe niż w środku Słońca. Zderzanie jąder przy wysokich energiach jest świetnym narzędziem do badania fizyki u jej podstaw - w zderzeniach powstają nowe, często egzotyczne, cząstki. Motywacją do takich badań jest również to, że procesy takie są istotne z punktu widzenia astrofizyki, ponieważ mogą zachodzić choćby przy wybuchach supernowych, czy wewnątrz gwiazd neutronowych. Możliwe jest, zamiast eksperymentów w akceleratorach, prowadzenie numerycznych symulacji takich zderzeń za pomocą mikroskopowych kodów transportu. W toku tego ćwiczenia przeprowadzono analizę dwóch takich kodów - Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) [1] [2] oraz Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons (SMASH) [3] [4] - w celu poznania zasady ich działania oraz sprawdzenia ich zgodności z danymi eksperymentalnymi. Równoległym celem ćwiczenia było również poznanie samego procesu zderzeń jądrowych.

2 Uruchamianie symulacji

Aby uruchomić symulację w UrQMD lub SMASH należy kodowi dostarczyć w pliku sterującym informację, jakie zderzenie ma zostać przesymulowane. Poniżej przedstawiono strukturę pliku wejściowego oraz sposób uruchamiania symulacji, najpierw dla UrQMD, następnie SMASH.

2.1 Uruchamianie symulacji w UrQMD

Plik wejściowy dla kodu UrQMD nosi nazwę `inputfile`. Przykładowy plik `inputfile` ma postać:

```
pro 58 28
tar 58 28

nev 20000
imp -7.

elb 1.91
tim 200 10

f13
#f14
f15
f16
f19
```

f20

xxx

W pierwszej linijce podawana jest liczba masowa i atomowa jąder atomowych, którymi bombardowana jest tarcza - w powyższym przykładzie jest to izotop ^{58}Ni . Po **tar** następują takie same jak powyżej informacje o jądrach tarczy - tutaj również jest to ^{58}Ni .

Po **nev** podaje się liczbę zderzeń które zostaną przesymulowane. Wartość **imp** to, wyrażony w femtometrach, parametr zderzenia. Jeżeli jego wartość poprzedzona jest znakiem **-**, znaczy to, że dla każdego eventu UrQMD wylosuje wartość parametru zderzenia b z zakresu od 0 do podanej wartości, zgodnie z trójkątnym rozkładem prawdopodobieństwa $f(b)db \propto bdb$. Po **elb** podaje się wartość energii kinetycznej jąder wiązki na nukleon w układzie stacjonarnej tarczy. Pierwsza z liczb podanych po **tim** to całkowity czas symulacji w femtometrach na c , druga - czas, co jaki wypisywane będą na wyjście dane powstałych cząstek - dla sytuacji z przykładu dane wypisane zostaną dla 20 chwil czasu, od 10 fm/ c do 200 fm/ c .

Następne linijki przedstawiają rozszerzenia plików wyjściowych. Utworzone zostaną tylko te pliki, których rozszerzenia zostały poprzedzone znakiem **#** - w powyższym przykładzie jedynie plik **.f14**. Plik wejściowy kończy się ciągiem znaków **xxx**. Pełna lista oznaczeń, które mogą pojawić się w pliku wejściowym znajduje się w [5].

Aby uruchomić symulację w UrQMD w systemie Linux należy wpisać w terminalu:

```
nohup nice ./runqmd.bash 1>mysimulation.log 2>&1 &
```

Wówczas strumień wyjściowy skierowany zostanie do pliku **mysimulation.log**. Polecenie **nohup** spowoduje, że w przypadku wylogowania się podczas liczenia symulacji, nie zostanie ona przerwana. Polecenie **nice** obniża priorytet procesu. Dzięki umieszczeniu **&** na końcu polecenia można korzystać z terminala w czasie w którym liczona jest symulacja.

2.2 Uruchamianie symulacji w SMASH

Przykładowy plik wejściowy dla kodu SMASH ma postać:

```
Version: 1.7 # minimal SMASH version to use with this config file
```

Logging:

```
    default: INFO
```

General:

```
    Modus:           Collider
    Time_Step_Mode: Fixed
    Delta_Time:       0.05
    End_Time:         25.0
    Randomseed:       -1
    Nevents:          20000
```

Output:

```
    Output_Interval: 25.0
    Particles:
        Format:          ["Oscar2013"]
```

Modi:

```
    Collider:
        Projectile:
            Particles: {2212: 28, 2112: 30} #Nickel58
        Target:
            Particles: {2212: 28, 2112: 30} #Nickel58
        Impact:
            Sample: "quadratic"
            Range: [0.0, 7.0]
```

```
E_Kin: 300
Calculation_Frame: "fixed target"
Fermi_Motion: "on"
Collisions_Within_Nucleus: True
```

End_Time to całkowity czas symulacji, mierzony w fm/c, a Nevents - liczba przesymulowanych zderzeń. Po Projectile podawane są informacje o jądrach tworzących wiązkę, po Target - tworzących tarczę. W obu przypadkach liczba podana po 2212: to liczba protonów, a po 2112: - liczba neutronów w jądrze (o oznaczeniach w SMASH innych cząstek niż protony i neutrony będzie mowa w dalszej części raportu). E_kin to energia kinetyczna wiązki w układzie nieruchomej tarczy.

Aby uruchomić symulację w SMASH należy wpisać w terminalu:

```
nohup nice ./smash -i config.yaml -o mysim/ 1>mysim.log 2>&1 &
```

gdzie config.yaml to nazwa pliku wejściowego. Wówczas strumień wyjściowy zostanie skierowany do pliku mysim.log, a pliki wyjściowe zostaną zapisane w katalogu mysim.

3 Odczyt plików wyjściowych

Analizując działanie symulacji korzystano z plików wynikowych "test.f14" (kod UrQMD) i "particle_lists.oscar" (kod SMASH), zawierających listę cząstek, które zostały zarejestrowane w trakcie symulacji zderzeń. Oba pliki posiadają specyficzną strukturę, która zostanie omówiona poniżej. Na Rysunkach 1a i 1b zamieszczono fragmenty przykładowych plików wynikowych.

W pliku "test.f14" dla każdego zderzenia wypisywany jest nagłówek ze szczegółowymi informacjami o zderzeniu m.in. liczbą atomową i masową zderzanych jąder, numerem zderzenia, parametrem zderzenia, całkowitym czasem symulacji i krokiem czasu. Poniżej dla każdej klatki czasowej zderzenia zapisane są: liczba zarejestrowanych cząstek i czas rejestracji liczony od chwili zderzenia oraz lista zarejestrowanych cząstek. Dla każdej cząstki podane są m. in. czterowektory położenia i pędu, masa, typ i ładunek cząstki. Opisana forma prezentacji danych jest identyczna dla kolejnych zderzeń.

Struktura pliku "particle_list.oscar" jest analogiczna, choć sposób reprezentacji danych nie jest identyczny. Istotną różnicę stanowią oznaczenia cząstek. Lista typów cząstek używanych w pliku dostępna jest w dokumentacji [9]. Jest ona utworzona na podstawie ogólnej systematyki Monte Carlo particle numbering scheme [10].

Znajomość struktury plików wynikowych umożliwiła napisanie programów, które wyselekcjonowały, opracowały i wizualizowały poszczególne dane. Programy napisano równolegle w dwóch językach, C++ i Python. Linki do przykładowych programów w języku C++ zamieszczono tutaj: program do odczytu pliku "test.f14" [11] i [19], program do odczytu pliku "particle_lists.oscar" [12]. Udostępnione programy [11] i [12] obliczają średnią liczbę cząstek π^0 , π^+ i π^- w zderzeniu, zaś program [19] zlicza ilość cząstek różnych typów, liczy ilość eventów w pliku wyjściowym oraz sprawdza zasadę zachowania dziwności w każdym z eventów.

Choć w języku C++ istnieje możliwość zdefiniowania nowych klas, użycie istniejących klas upraszcza i skraca kod źródłowy programu. Główną wadą pisania programów do odczytu plików w języku C++ jest brak możliwości graficznej wizualizacji danych bez korzystania z zewnętrznych programów lub innych języków programistycznych. Dlatego do tworzenia grafów i histogramów wykorzystano środowisko ROOT [13], które okazało się bardzo użytecznym narzędziem do opracowywania wyników symulacji i dobrze współpracowało z programami napisanymi w języku C++¹.

Użycie języka Python do opracowywania wyników symulacji ułatwia ich graficzną wizualizację dzięki wbudowanej współpracy ze środowiskiem Matplotlib. W toku tej pracy okazało się jednak, że po pewne rozwiązania (analiza danych naukowych, łatwe zapisywanie generowanych obrazów) i tak trzeba sięgnąć do środowiska ROOT. Przez tę niezgodność w językach programowania, Python może być uciążliwy dla osób chcących skorzystać z tego środowiska. Wykorzystanie Pythona wiąże się też z innymi trudnościami - mniej intuicyjne jest wczytywanie w Pythonie plików tekstowych. Do raportu załączono program do odczytu pliku "test.f14" oraz "particle_list.oscar" (program pyta użytkownika o użyty kod transportu), a następnie analizuje zderzenia pod kątem produkcji nowych cząstek i wyrysowuje ich położenia w wybranej klatce [15].

Udostępniane programy zostały napisane metodą klas - zawierają one dedykowane dla analizy zderzeń jądrowych klasy `particle`, `frame`, `event`. Każda z nich posiada metody, które pozwalają opisywać klatki i zderzenia, rysować histogram pędów, generować pliki tekstowe służące do animacji zderzeń w ROOT'cie, weryfikować zasadę zachowania pędu.

¹Dla zainteresowanych: do graficznej wizualizacji danych w języku C++ można użyć też klas opakowujących bibliotekę Matplotlib języka Python [14], jednak wymaga to zainstalowania również języka Python.

jądra atomów niklu nie zawierają kwarków ani antykwarków dziwnych. Dziwność jest zatem zachowana podczas zderzeń jąder atomowych.

4.2 Zasada zachowania pędu

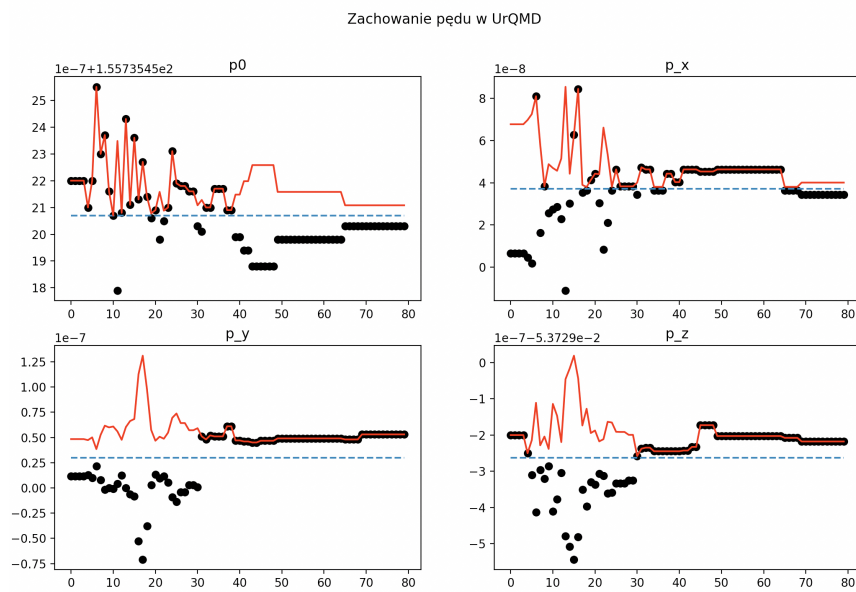
Pęd jest jedną z najbardziej podstawowych własności ciał fizycznych. W fizyce klasycznej jest równy iloczynowi masy i prędkości, a przy przejściu do fizyki relatywistycznej przemnaża się go jeszcze przez czynnik γ - jest zatem wielkością wektorową. W fizyce obowiązuje zasada zachowania pędu, która w zderzeniu jądrowym jest spełniona przez stałość sumy wektorowej pędu po wszystkich cząstkach biorących udział w zderzeniu, czyli:

$$\sum_{i=1}^N p_i = const$$

Podczas weryfikacji zasady zachowania pędu warto też pamiętać o układzie odniesienia, w którym prowadzone są obliczenia. W układzie środka masy (CM) suma pędów jest zawsze równa zero, zaś suma pędów w innych układach odniesienia może być niezerowa (ale nadal stała). W kodzie UrQMD domyślnym układem odniesienia jest układ środka masy, ale w kodzie SMASH obliczenia domyślnie prowadzone są w układzie odniesienia spoczywającej tarczy. Aby móc porównać ze sobą oba wyniki, układ w którym prowadzone były obliczenia dla kodu SMASH zmieniono również na CM za pomocą komendy:

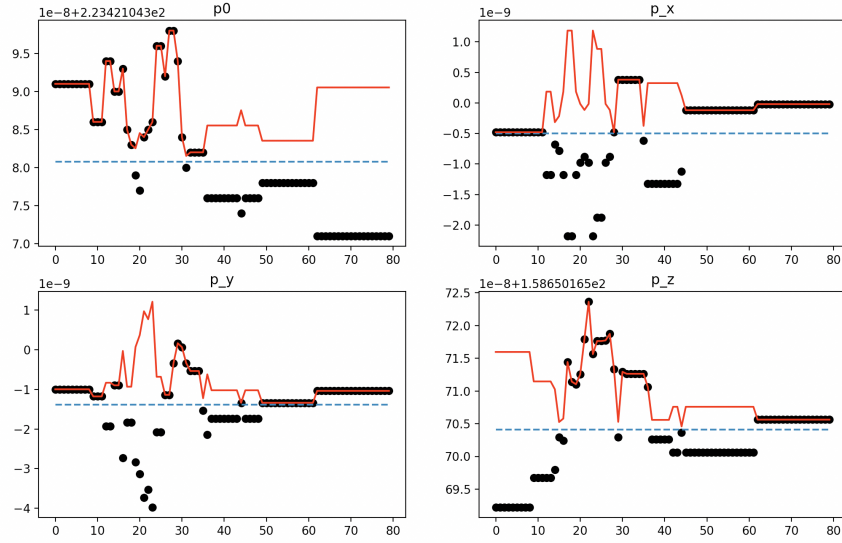
`Calculation_Frame: "center of mass"`. (por. plik wejściowy w Rozdziale 2).

Zerowanie się sumy pędów w układzie CM dotyczy tylko składowych przestrzennych - suma składowych "zerowych", czyli energii, nie zeruje się w układzie CM. Wobec tego, po obu kodach spodziewamy się następującego wyniku: suma każdej składowej czteropędu po wszystkich cząstkach jest stała, przy czym dla składowej p_0 może być różna od zera, a dla składowych p_x, p_y, p_z powinna być zerowa. Na Rysunku 2 oraz Rysunku 3 przedstawiono otrzymane w wyniku symulacji wyniki dla zderzenia jąder niklu (^{58}Ni) o energii kinetycznej $T_{beam} = 1.91 \text{ AGeV}$ w układzie stacjonarnej tarczy.



Rysunek 2: Zależność kolejnych składowych sumarycznego czteropędu [GeV] w funkcji czasu [fm/c] w kodzie UrQMD - od lewej, od góry: sumy składowych p_0, p_x, p_y, p_z ; czarne punkty to sumy w danej klatce czasowej, błękitną linią oznaczono średnią sumy w całym zderzeniu, czerwoną linią oznaczono odchylenie sumy od średniej w danej klatce; podpis skali postaci $xe^N + C$ oznacza skalę rzędu e^N dodatkowo przesuniętą o stałą C .

Jak widać na Rysunkach 2 i 3, zasada zachowania energii w obu kodach transportu jest ogólnie spełniona - w kodzie UrQMD dla każdej z czterech składowych widoczne jest odchylenie nie większe niż rzędu 10^{-6} GeV czyli 1 keV, natomiast w kodzie SMASH jest ono jeszcze mniejsze - znajduje się poniżej rzędu wielkości 10^{-8} , czyli 10 eV. Takie odchylenia znajdują się w zakresie szumów czysto numerycznych wynikających z efektów takich jak "epsilon numeryczny" czy statystyczny rozrzut losowanych parametrów.



Rysunek 3: Zależność kolejnych składowych sumarycznego czteropędu [GeV] w funkcji czasu [fm/c] w kodzie SMASH - od lewej, od góry: sumy składowych p_0 , p_x , p_y , p_z ; czarne punkty do sumy w danej klatce czasowej, błękitną linią oznaczono średnią sumy w całym zderzeniu, czerwoną linią oznaczono odchylenie sumy od średniej w danej klatce; podpis skali postaci $xe^N + C$ oznacza skalę rzędu e^N dodatkowo przesuniętą o stałą C .

Ciekawie jest też spojrzeć pod tym kątem na przebieg sumy pędów w czasie - dla kodu UrQMD widoczna jest większa stałość tej sumy po zderzeniu (na etapie wychładzania materii) jednakże znacznie większe są chwilowe odchylenia w trakcie właściwego zderzenia (w "strefie gorącej"). Kod SMASH wykazuje odwrotną tendencję - suma pędów zachowuje się nieco bardziej chaotycznie na etapie wychładzania, a w zamian, wydaje się być bardziej stabilna podczas zderzenia. Biorąc pod uwagę fakt, że to właśnie w "gorącej strefie" najbardziej intensywne są numeryczne obliczenia, takie różnice w działaniu kodów może wskazywać na różnice w metodach numerycznych zastosowanych do symulacji zderzeń.

W celu sprawdzenia, jak wyglądają odstępstwa od zasady zachowania pędu w przypadku większej liczby eventów, przeprowadzono symulację 500 zderzeń $Ni + Ni$ o energii $T_{beam} = 1.91$ GeV w modelach UrQMD oraz SMASH. Dla każdego zderzenia zsumowano składowe pędu wzdłuż osi z wszystkich cząstek w chwili 20 fm/c od momentu zderzenia. Uzyskane w ten sposób dane przedstawiono na rysunku 4. Zgodnie z zasadą zachowania suma pędów wzdłuż wybranej osi powinna być równa 0. W obu modelach średni pęd wzdłuż osi z jest na poziomie 20 MeV, a w ekstremalnych przypadkach nie różni się od 0 o więcej, niż 1 GeV. Jako że w badanym zderzeniu początkowo bierze udział 116 nukleonów, przy założonej energii wiązki możemy powiedzieć, że całkowity pęd układu jest dość dobrze zachowany przez oba modele.

4.3 Zasada zachowania energii

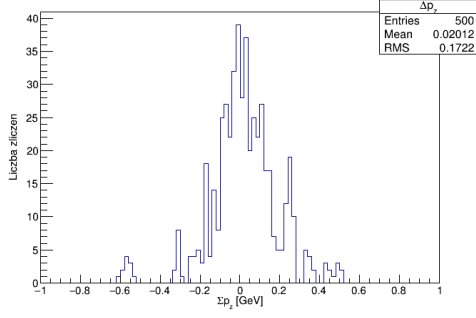
Kolejną wartością, która jest zachowana w zderzeniach jądrowych jest całkowita energia układu. W fizyce relatywistycznej energię pojedynczej cząstki definiuje się jako:

$$E = \gamma mc^2$$

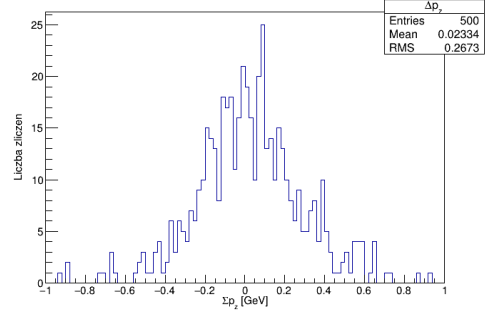
Zachowanie całkowitej energii układu możemy więc zapisać jako:

$$\sum_{n=1}^N \gamma_i m_i c^2 = const$$

Suma energii przed zderzeniem ma być więc równa sumie energii po zderzeniu. Przed zderzeniem całkowita energia była sumą energii pochodzącej od masy cząstek oraz energii kinetycznej wiązki. Po zderzeniu zsumowano energie wszystkich cząstek i porównano z energią przed zderzeniem. Sprawdzono również rozkład różnicy całkowitej energii po zderzeniu i przed nim dla symulacji 500 zderzeń $Ni + Ni$ o $T_{beam} = 1.91$ AGeV



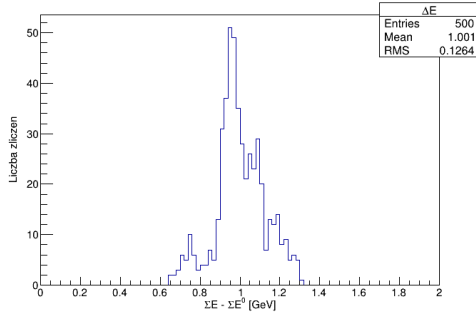
(a) Rozkład Σp_z w modelu UrQMD



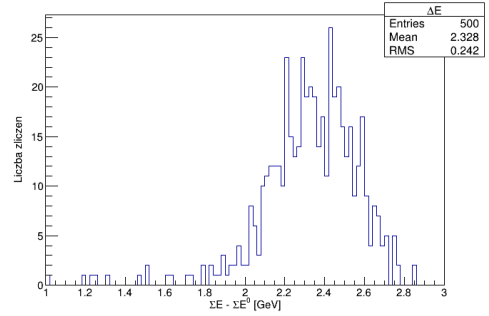
(b) Rozkład Σp_z w modelu SMASH

Rysunek 4: Histogramy przedstawiające rozkład całkowitego pędu wzdłuż osi z układu w chwili 20 fm/c po zderzeniu dla wszystkich hadronów emitowanych z 500 zderzeń $Ni + Ni$ przy energii wiązki $T_{beam} = 1.91$ AGeV

w modelach UrQMD i SMASH. Uzyskane dane przedstawiono na rysunku 5. Widać, że w obu modelach całkowita energia przed i po zderzeniu różni się o wartość rzędu kilku GeV. Wartości te stanowią ok 1% całkowitej energii układu. Otrzymane rezultaty mogą być spowodowane tym, że przy obliczaniu początkowej energii układu nie zostały uwzględnione energia wiązania jąder biorących udział w zderzeniu oraz pęd Fermiego nukleonów w jądrze. Warto zaznaczyć, że pominięcie w rozważaniach pędu Fermiego nie wpływa na zasadę zachowania pędu, ponieważ statystycznie pęd Fermiego dla wszystkich nukleonów sumuje się do zera.



(a) Rozkład $\Sigma E - \Sigma E_0$ w modelu UrQMD



(b) Rozkład $\Sigma E - \Sigma E_0$ w modelu SMASH

Rysunek 5: Histogramy przedstawiające rozkład różnicy energii układu w chwili 20 fm/c po zderzeniu i energii przed zderzeniem dla 500 zderzeń $Ni + Ni$ przy energii kinetycznej wiązki $T_{beam} = 1.91$ AGeV w układzie stacjonarnej tarczy.

5 Animacje zderzeń jądrowych

Zderzenie jądrowe to zjawisko niemożliwe do zaobserwowania gołym okiem, ze względu na skrajnie krótki czas trwania oraz skrajnie niewielkie rozmiary. Animacja tego zderzenia na podstawie elementarnych przekrojów czynnych wyznaczonych doświadczalnie oraz symetrii w przyrodzie, pozwala na wyobrażenie sobie podstawowych procesów tego zjawiska.

Taką animację przeprowadzić można poprzez wyrysowanie N wykresów typu "scatter" przedstawiających położenia wszystkich cząstek w danej chwili, gdzie N jest liczbą zarejestrowanych klatek czasowych danego zderzenia. Przykładowo dla zderzenia symulowanego przez 40 fm/c, gdzie wykonywano klatki czasowe co 0.5 fm/c, rysuje się w takiej sytuacji 80 klatek, każda zawierająca położenia wszystkich cząstek. Klatki te zostają następnie scalone w film.

Taką animację można dodatkowo urozmaicić poprzez dodanie do wykresu kolorów oraz kształtów, umożliwiających widoczne rozróżnienie konkretne grupy cząstek (np. hadrony od barionów, cząstki od antycząstek, cząstki naładowane i obojętne, etc.)

Innym typem tworzonej animacji, było wyrysowanie pewnego histogramu (np. położenia danych cząstek) dla każdej klatki czasowej, a następnie prezentacja ewolucji czasowej tego histogramu.

Taka forma prezentacji danych otrzymanych w wyniku symulacji jest o wiele bardziej przystępna - wiele elementów zderzenia staje się wtedy lepiej widocznych - np. rozpady, produkcje konkretnych cząstek, centralność zderzenia. W tym projekcie wykonano 80-klatkową animację centralnego [20] i peryferyjnego [21] zderzenia jąder złota o wysokiej energii (liczonej w układzie stacjonarnej tarczy) $T_{beam} = 30$ AGeV, 20-klatkowe animacje położenia nukleonów i pionów podczas zderzenia jąder niklu o energii (liczonej w układzie stacjonarnej tarczy) $T_{beam} = 1,91$ AGeV, a także animację ewolucji czasowej krotności pionów i kaonów przy zderzeniu jąder niklu o niskiej energii $T_{beam} = 1.91$ AGeV.

5.1 Animacja położenia cząstek

Jedną z zalet animacji zderzenia jądrowego jest możliwość zobrazowania różnic między zderzeniem centralnym a peryferyjnym. Aby odróżnić od siebie te rodzaje zderzeń, w fizyce wprowadza się wielkość nazywaną *parametrem zderzenia*, oznacza się go symbolem b .

Jest to odległość między kierunkami ruchu środków masy ciał biorących udział w zderzeniu (zakładamy, że oba ciała są w ruchu, chociaż pojęcie to można także uogólnić na przypadek stacjonarnej tarczy). Wyraża się go w jednostkach odległości, czyli w przypadku zderzeń jądrowych, w femtometrach ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$). Zatem, zderzeniu idealnie centralnemu odpowiada $b = 0$, a wraz z rosnącym parametrem zderzenia, staje się ono coraz bardziej peryferyjne. Gdy parametr zderzenia istotnie przekroczy sumę promieni obu jąder, do zderzenia nie dochodzi.

Na Rys. 6 przedstawiono wybrane dwie klatki z animacji zderzenia peryferyjnego dwóch jąder ^{197}Au o wysokiej energii ($T_{beam} = 30$ AGeV) i o parametrze zderzenia $b = 13 \text{ fm}$ (średnica zderzanych jąder wynosi $14,4 \text{ fm}$).

Na Rys. 7, natomiast, przedstawiono wybrane dwie klatki z animacji zderzenia centralnego (czyli takiego o parametrze zderzenia $b = 0 \text{ fm}$) dwóch jąder ^{197}Au o wysokiej energii ($T_{beam} = 30$ AGeV).

Dzięki animacji położenia cząstek podczas zderzenia centralnego oraz peryferyjnego, odpowiedzieć można również na ciekawe pytanie dotyczące natury zderzenia jądrowego: czy zachodzi ono wyłącznie w "strefie styku" (tak jak rozumielibyśmy to klasycznie), czy może jednak oddziaływania między hadronami mogą zostać przekazane również na odległości porównywalne z rozmiarem jądra. Jak widać na rysunku 6, znacząca większość nukleonów zlokalizowanych poza strefą bezpośredniego zderzenia, nie uległa żadnej przemianie, nie została nawet zmieniona ich trajektoria. To oznacza, że proces zderzania hadronów, nawet w skali jądrowej, ma niewielki zasięg.

5.2 Animacje położenia cząstek danego rodzaju

Ograniczając się do wyrysowania położenia cząstek tylko jednego rodzaju, np. nukleonów, można sprawdzić, czy ich rozkład położenia jest izotropowy. W tym celu należy zadbać, by liczba cząstek ukazanych na animacji była wystarczająco duża, aby fluktuacje wynikające z faktu, że liczba cząstek jest skończona, miały mniejszy wpływ na rozkład cząstek na klatkach symulacji niż anizotropia rozkładu cząstek w przestrzeni. W tym celu można przeprowadzić symulację więcej niż jednego zderzenia i na klatkach symulacji przedstawić położenia cząstek wybranego rodzaju powstałych we wszystkich przesymulowanych zderzeniach.

Rysunek 8 przedstawia trzy klatki z animacji położenia nukleonów podczas zderzeń jąder ^{58}Ni przy energii kinetycznej wiązki $1,91 \text{ A GeV}$ w układzie stacjonarnej tarczy. Przeprowadzono symulację 100 zderzeń. Jak widać, rozkład położenia nukleonów jest anizotropowy - duża część z nich zgromadzona jest w dwóch fragmentach jądrowych, powstałych w wyniku zderzenia.

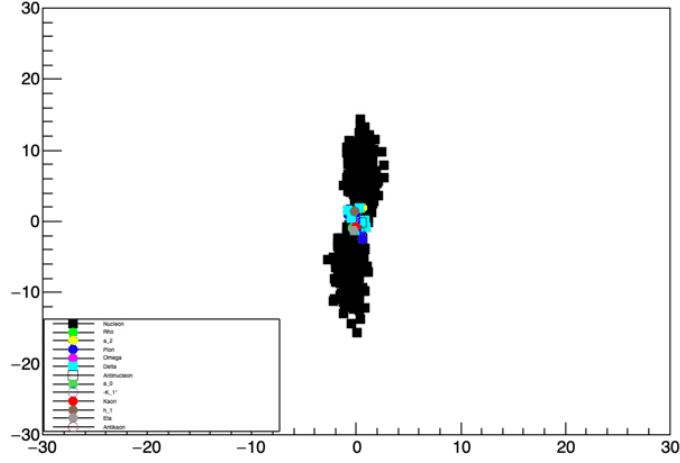
Na Rysunku 9 przedstawiono pojedynczą, ostatnią klatkę z animacji położenia pionów, wykonanej na podstawie tej samej symulacji w UrQMD, co poprzednia animacja. Rozkład położenia pionów wygląda na izotropowy.

5.3 Ewolucja czasowa rozkładu położenia cząstek

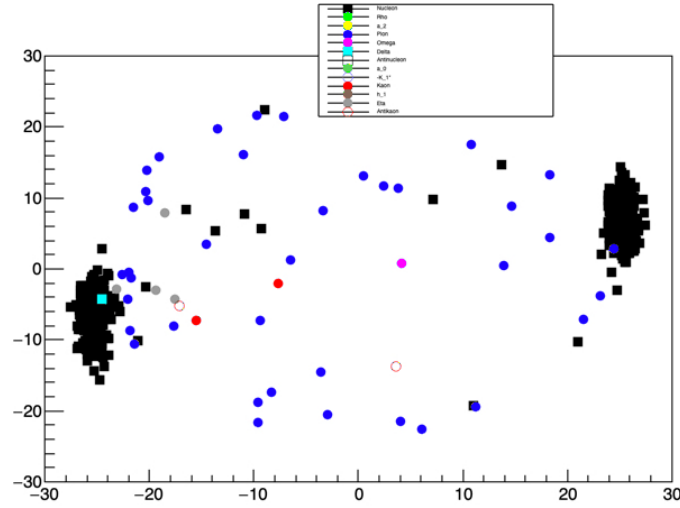
W celu zbadania ewolucji w czasie rozkładu położenia cząstek wzdłuż osi Z (będącej osią zderzenia) wykonano serię 100 histogramów przedstawiających wymieniony wyżej rozkład dla kolejnych chwil czasu. W ten sposób zbadano ewolucję czasową rozkładu położenia kaonów i delt. Przy czym w analizie uwzględniono wszystkie rodzaje barionów K i Δ przewidziane przez model UrQMD.

Histogramy rozkładu położenia cząstek Δ wykonano na podstawie symulacji 900 zderzeń jąder ^{58}Ni przy energii $T_{beam} = 1.91 \text{ GeV}$ z klatkowaniem co 2 fm/c . Dane zawarte w histogramach zostały uśrednione względem liczby zderzeń. Histogramy odpowiadające przykładowym klatkom czasowym zamieszczono na Rysunkach 10a i 10b.

Natomiast animacja stworzona z serii histogramów jest dostępna tutaj [16]. Na podstawie histogramów zaobserwowano, że bariony Δ powstają na niewielkim obszarze i ze względu na krótki czas życia ich zmiana



(a) $t = 2 \text{ fm/c}$



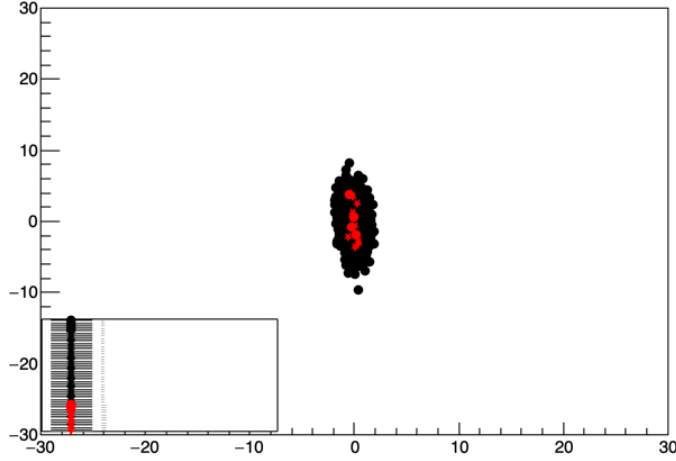
(b) $t = 27,5 \text{ fm/c}$

Rysunek 6: Przykładowe stopklatki animacji zderzenia peryferyjnego dwóch jąder ^{197}Au o wysokiej energii ($T_{\text{beam}} = 30 \text{ AGeV}$) i o parametrze zderzenia $b = 13 \text{ fm}$ (średnica zderzanych jąder wynosi $14,4 \text{ fm}$)

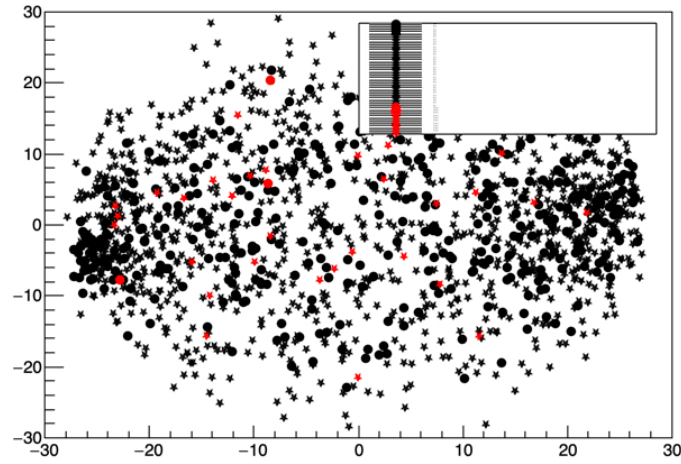
położenia jest niewielka. Po upływie 8 fm/c liczba cząstek zaczyna maleć, a po 30 fm/c jest praktycznie równa zero. W kilku późniejszych klatkach czasowych można zaobserwować przypadkowe wystąpienie cząstki Δ , o czym świadczy niezerowa wartość średniej rozkładu. Jednak przypadki rejestracji cząstek występują rzadziej niż w 1% badanych zderzeń.

Na podstawie wyników symulacji przeprowadzono również analizę rozkładu położenia kaonów wzdłuż osi Z. Rysunki 11a i 11b przedstawiają przykładowe histogramy, a link do animacji zamieszczono tutaj [17]. W celu wizualnego porównania ewolucji rozkładu położenia obu typów cząstek stworzono animację przedstawiającą histogramy dla obu typów cząstek (czerwone słupki dotyczą kaonów, a niebieskie delt). Link do animacji jest dostępny tutaj [18].

Na podstawie animacji stwierdzono, że tak jak w przypadku delt, większość kaonów powstaje na niewielkim obszarze. W odróżnieniu od cząstek Δ , czas życia przewidywanej większości zarejestrowanych mezonów K jest znacznie dłuższy. Zatem można zaobserwować ich długotrwałe przemieszczenie. Zgodnie z zasadą zachowania pędu średnia rozkładu położenia w kolejnych chwilach czasu powinna być w przybliżeniu równa zero, ponieważ środek masy układu się nie przemieszcza. Jednak na podstawie otrzymanych wyników zaobserwowano zmianę wartości średniej rozkładu. W celu dokładniejszej analizy powtórzono symulację dla 90 000 zderzeń przy takiej samej energii jak poprzednio z klatkowaniem co 10 fm/c . Wykonano serię 20 histogramów odpowiadających kolejnym klatkom czasowym, które uśredniono względem liczby zderzeń. Przykładowe histogramy zamieszczono na Rysunkach 12a i 12b.



(a) $t = 1 \text{ fm}/c$



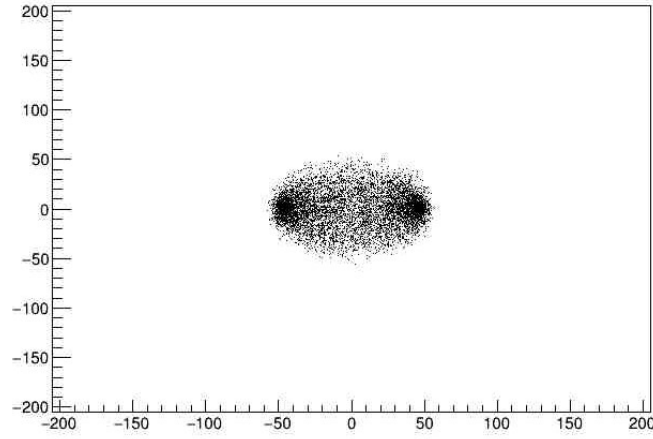
(b) $t = 28,5 \text{ fm}/c$

Rysunek 7: Animacja zderzenia centralnego dwóch jąder ^{197}Au o wysokiej energii ($T_{beam} = 30 \text{ AGeV}$); ze względu na bardzo wysoką produkcję cząstek niemożliwe było odróżnienie każdej z nich - zamiast tego wyróżniono hadrony i mezony (odp. koła i gwiazdy) oraz materię i antymaterię (odp. kolor czarny i czerwony)

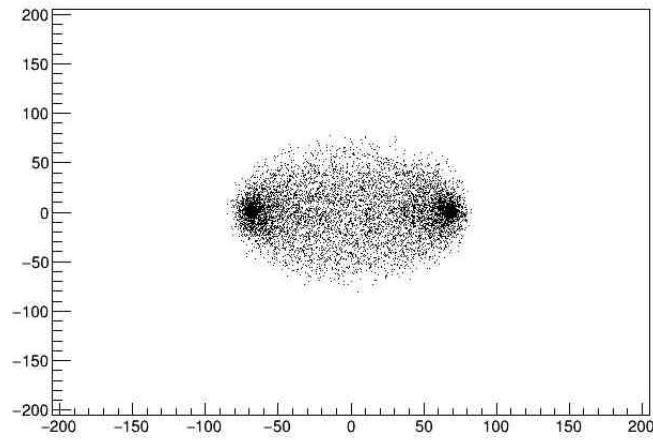
Zaobserwowano, że dla ostatniej klatki czasowej wartość średniej rozkładu położenia wynosiła $-0,7 \text{ fm}$, odchylenie standardowe $\sigma = 87 \text{ fm}$, a histogram stworzono na podstawie liczby cząstek $N = 241$. Na podstawie tych wyników wyznaczono niepewność średniej $u = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} = 5,6 \text{ fm}$. Korzystając z testu zgodności 3σ , stwierdzono, że nie można stwierdzić niezgodności otrzymanej wartości średniej z wartością oczekiwaną. Zatem zaobserwowane różnice prawdopodobnie wynikają z fluktuacji wartości średniej rozkładu wokół zera.

6 Krotności wybranych typów cząstek

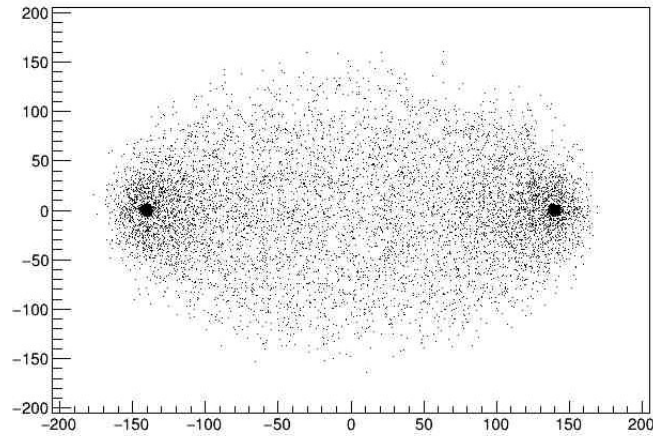
Wskutek zderzeń jądrowych z dostępnej początkowo energii powstają nowe cząstki. Istotnym aspektem analizy zderzeń jądrowych jest możliwość określenia tego jakie cząstki mogą zostać w ten sposób stworzone oraz ile cząstek danego typu możemy otrzymać z pojedynczego zderzenia. Można więc zdefiniować krotność jako średnią liczbę cząstek wybranego rodzaju powstającą w pojedynczym zderzeniu. Zasymulowanie odpowiednio dużej liczby zderzeń pozwala uzyskać wartości krotności, które można porównać z danymi doświadczalnymi. Zakładając, że krotność dla danego typu cząstek zależy wyłącznie od energii wiązki, można łatwo sprawdzić czy wyniki otrzymane na skutek symulacji odpowiadają rezultatom mierzonym w laboratorium.



(a) $t = 70 \text{ fm}/c$, klatka siódma



(b) $t = 100 \text{ fm}/c$, klatka dziesiąta

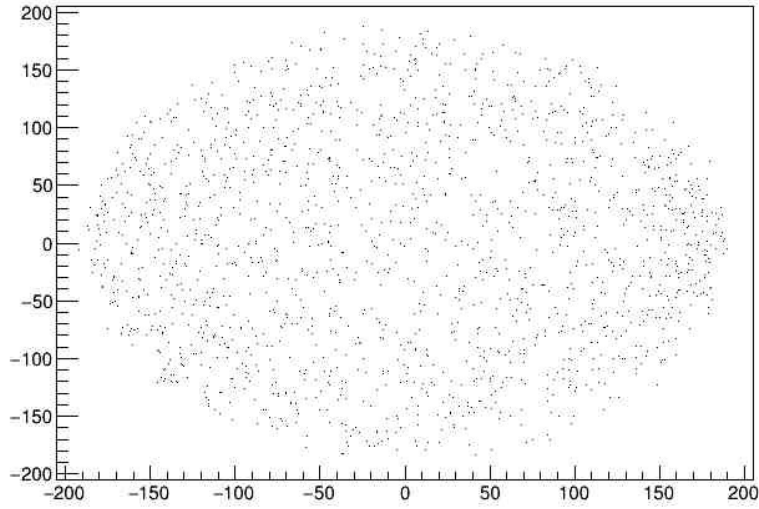


(c) $t = 200 \text{ fm}/c$, klatka dwudziesta

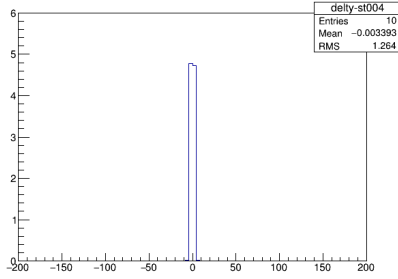
Rysunek 8: Animacja położenia nukleonów dla zderzenia jąder ^{58}Ni przy energii $1,91 \text{ A GeV}$, na podstawie symulacji 100 takich zderzeń. Skale na osiach podane są w femtometrach

6.1 Krotność $K^\pm$

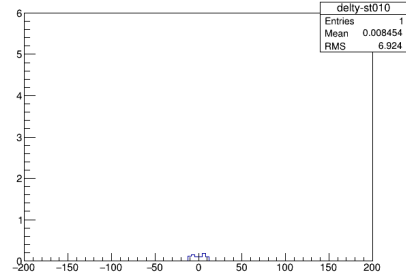
Kaony są ważnymi cząstkami z punktu widzenia fizyki jądrowej, ponieważ są to najlżejsze hadrony zawierające kwark dziwny s . Skutkiem tego jest fakt, że mogą rozpadać się wyłącznie poprzez oddziaływania słabe, dzięki czemu ich czas życia jest na tyle długi, że można je mierzyć bezpośrednio w detektorach. Zasadne jest więc zbadanie krotności kaonów produkowanych w zderzeniach jądrowych symulowanych za pomocą modeli SMASH oraz UrQMD. W tym celu wykorzystano układy symulujące 5000 zderzeń jąder niklu na



Rysunek 9: Klatka nr 20 ($t = 200$ fm/c) z animacji położenia pionów dla zderzenia jąder ^{58}Ni przy energii 1,91A GeV, na podstawie symulacji 100 takich zderzeń. Skale na osiach podane są w femtometrach

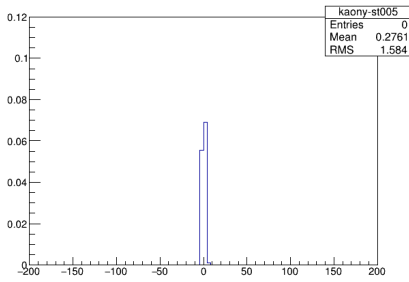


(a) $t = 8$ fm/c, klatka czwarta

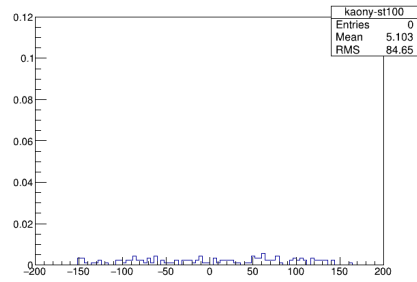


(b) $t = 20$ fm/c, klatka dziesiąta

Rysunek 10: Przykładowe histogramy rozkładu położenia delt odpowiadające poszczególnym klatkom czasowym.



(a) $t = 10$ fm/c, klatka piąta

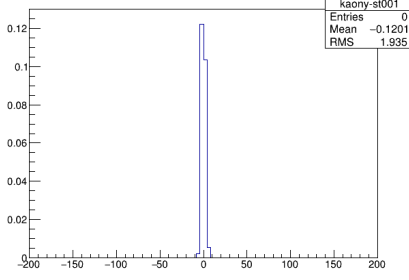


(b) $t = 200$ fm/c, klatka setna

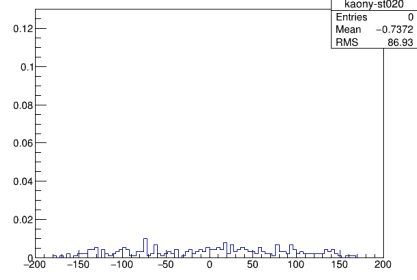
Rysunek 11: Przykładowe histogramy rozkładu położenia kaonów (na podstawie 900 zderzeń) odpowiadające poszczególnym klatkom czasowym.

niklu przy energii wiązki 1,91 GeV na nukleon. W plikach wyjściowych wypisano stan symulacji co 1 fm/c od 0 do 20 fm/c. Pozwoliło to nie tylko na odczytanie liczby kaonów wyprodukowanych w trakcie zderzeń, ale również na przeanalizowanie tego, jak liczba wytworzonych cząstek zmieniała się w czasie. Uzyskane w ten sposób dane przedstawiono na rysunkach 13 - 14.

Porównując wyniki uzyskane za pomocą obydwu modeli, można stwierdzić, że różnice w krotności kaonów są znacznie mniejsze od rzędu wielkości, modele te więc są dość zgodne w tej kwestii. W modelu UrQMD wytworzona jest niewiele mniejsza liczba kaonów, przy czym tempo ich produkcji jest nieco szybsze, niż w SMASHu. Ważnym spostrzeżeniem jest fakt, że kaonów o ładunku dodatnim powstaje kilkadziesiąt razy

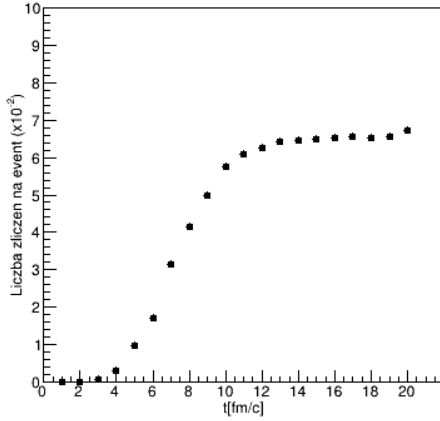


(a) $t = 10$ fm/c, klatka pierwsza

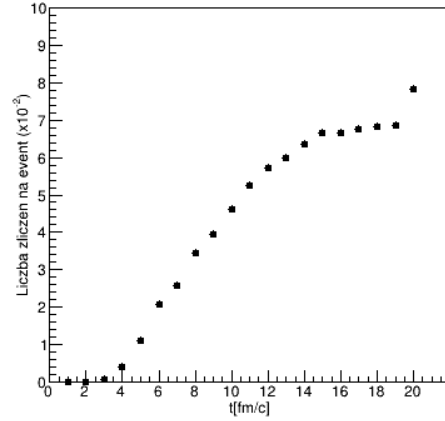


(b) $t = 200$ fm/c, klatka dwudziesta

Rysunek 12: Przykładowe histogramy rozkładu położenia kaonów (na podstawie 90 000 zderzeń) odpowiadające poszczególnym klatkom czasowym.



(a) Krotności K^+ w modelu UrQMD



(b) Krotności K^+ w modelu SMASH

Rysunek 13: Otrzymane w ramach modeli UrQMD i SMASH krotności K^+ powstających przy zderzeniu o energii wiązki 1,91 GeV w funkcji czasu od momentu zderzenia

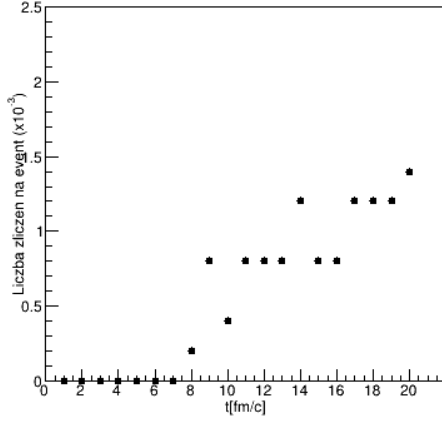
więcej, niż kaonów o ładunku ujemnym. Jest to w pełni zgodne z przewidywaniami. Wynika to z tego, że energia progowa na produkcję K^+ jest niższa, niż na produkcję K^- . K^+ mogą zostać wyprodukowane w reakcji $Np \rightarrow NK^+\Lambda$, podczas gdy najkorzystniejszą energetycznie reakcją prowadzącą do wytworzenia K^- jest $\Lambda\pi \rightarrow NK^-$. Reakcja ta może zachodzić w symulowanych zderzeniach, ze względu na możliwość wyprodukowania cząstek Λ i π . Przykładem reakcji, w której może zajść bezpośrednia produkcja K^- ze zderzenia dwóch nukleonów jest natomiast $NN \rightarrow NNK^+K^-$.

Analizując przebieg czasowy krotności K^+ można zauważyć także wyraźny wzrost liczby kaonów w ostatniej klatce symulacji. W modelu UrQMD jest to spowodowane faktem, że domyślnie w ostatniej klatce następuje rozpad wszystkich cząstek określonych w modelu jako nietrwałe, to jest posiadających odpowiednio krótki czas życia. W ten sposób w ostatniej klatce osiągana jest maksymalna liczba kaonów. Podobna sytuacja w modelu SMASH ma prawdopodobnie tę samą przyczynę, jednak nie odnaleziono w dokumentacji żadnych informacji, które definitywnie wyjaśniłyby tę kwestię.

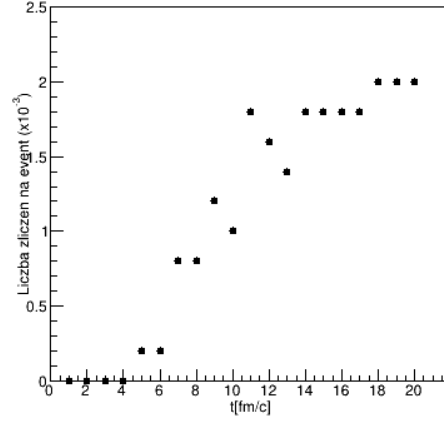
Na końcu możemy porównać otrzymane wyniki z danymi pochodzącymi z eksperymentów. Jako punkt odniesienia bierzemy zderzenia $Ni + Ni$ przy energii wiązki 1,93 GeV na nukleon badane przez kolaborację KaoS[8]. Z przeprowadzonego eksperymentu wynika, że krotność K^+ wynosi około $3 \cdot 10^{-2}$, natomiast krotność K^- jest na poziomie $1 \cdot 10^{-3}$. Otrzymane w wyniku symulacji krotności kaonów są zbliżone do krotności obserwowanych eksperymentalnie przy podobnej energii, jednak dwukrotnie przeszacowują krotności doświadczalne.

7 Cząstki z kwarkiem c

Przy ultrarelatywistycznych energiach zderzeń wśród nowo powstałych cząstek pojawiają się hadrony z kwarkiem powabnym, takie jak mezony D. Mezony D składają się z kwarka powabnego i lżejszego – górnego,



(a) Krotności K^- w modelu UrQMD



(b) Krotności K^- w modelu SMASH

Rysunek 14: Otrzymane w ramach modeli UrQMD i SMASH krotności K^- powstających przy zderzeniu o energii wiązki 1,91@GeV w funkcji czasu od momentu zderzenia

dolnego lub dziwnego – antykwarka bądź antykwarka powabnego i lżejszego odeń kwarka.

W UrQMD mezon D z kwarkiem c ma ityp 133, jego stany wzbudzone – ityp 134, mezon D z kwarkiem powabnym i antykwarkiem dziwnym – ityp 138, a jego stany wzbudzone – ityp 139. Dla mezonów z antykwarkiem $\bar{c}$ ityp jest liczbą ujemną o wartości bezwzględnej równej wartości ityp analogicznego mezonu z kwarkiem powabnym. Podczas symulacji wysokoenergetycznych zderzeń w UrQMD uruchamiany jest program PYTHIA. Nerozpoznane przez UrQMD cząstki wygenerowane przez PYTHIA otrzymują ityp o wartości bezwzględnej większej od 1000. Ityp ten równy jest identyfikatorowi cząstki używanemu przez PYTHIA ± 1000 . Cząstki nierozpoznane przez UrQMD są traktowane jako stabilne i nie oddziałujące [6].

W UrQMD przeprowadzono symulację niecentralnych zderzeń jąder ^{58}Ni na jądrach ^{58}Ni dla energii w układzie stacjonarnej tarczy 100, 300 i 500 GeV na nukleon. Czas symulacji ustawiono na 25 fm/c. Dla każdej wartości energii przesymlowano 20000 zderzeń.

Dla 100A GeV otrzymano zaledwie jedną cząstkę – czyli 0,00005 cząstki na event - z kwarkiem powabnym rozpoznaną przez UrQMD – mezon D o wartości ityp = 133. Dodatkowo, w symulacji powstały cząstki nierozpoznane przez UrQMD - 0,00085 cząstki na event. Większość z nich to stany wzbudzone mezonu D bądź mezony D o niezerowej dziwności, wystąpił także 1 barion z kwarkiem powabnym.

Przy energii 300A GeV krotność mezonów D o wartości ityp = 133 (tj. z kwarkiem c) wyniosła 0,00085. Tyle samo wyniosła krotność mezonów D o ityp = -133, czyli z antykwarkiem $\bar{c}$. Otrzymano także cząstki niezidentyfikowane przez UrQMD (0,0054 na event) – stany wzbudzone mezonu D, mezony D o niezerowej dziwności oraz bariony w kwarkiem lub antykwarkiem powabnym.

Dla energii 500A GeV na nukleon liczba mezonów D z kwarkiem c na event równa była 0,0008, a liczba mezonów D z antykwarkiem $\bar{c}$ wyniosła 0,0015 na event. Na jeden event przypadło 0,0102 cząstki niezidentyfikowanej przez UrQMD – były to takie same rodzaje cząstek jak dla niższych wartości energii.

Wyniki symulacji przeprowadzonych w UrQMD przedstawia Tabela 1.

typ cząstek	100A GeV	300A GeV	500A GeV
mezony D z kwarkiem c	0,00005	0,00085	0,0008
mezony D a antykwarkiem $\bar{c}$	0	0,00085	0,0015
cząstki nierozpoznane przez UrQMD	0,00085	0,0054	0,0102

Tabela 1: Liczba cząstek z kwarkiem c lub antykwarkiem $\bar{c}$ na event, wyemitowanych w zderzeniach $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, symulowanych w kodzie UrQMD

Dla takich samych wartości energii, czasu symulacji, parametru zderzenia i liczby eventów przeprowadzono symulację w programie SMASH.

Dla energii 100A GeV nie wystąpiły żadne cząstki z kwarkiem c.

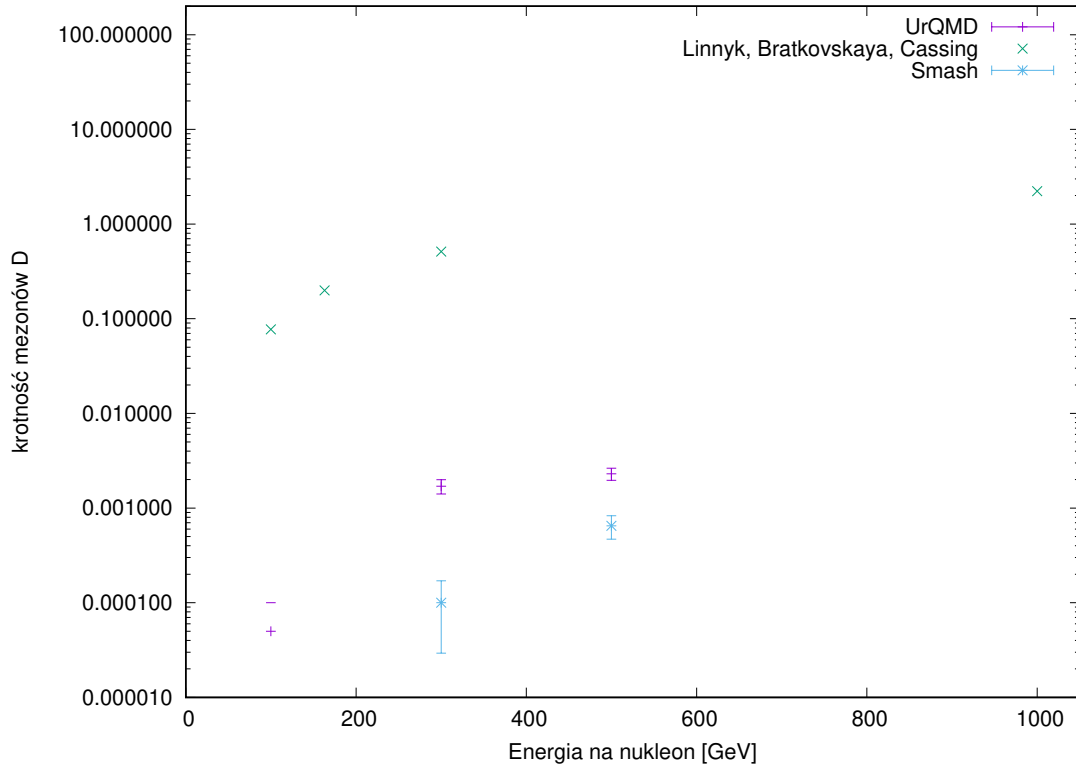
Tabela 2 przedstawia liczbę cząstek z kwarkiem c lub antykwarkiem $\bar{c}$ na event dla energii 300A GeV i 500A GeV na podstawie symulacji w SMASH. Jak widać, wraz ze wzrostem energii liczba cząstek z kwarkiem c rośnie.

Krotności mezonów D otrzymane na podstawie symulacji porównano z przewidywaniami analogicznych

typ cząstek	300A GeV	500A GeV
mezony D z kwarkiem c	0,00005	0,00035
mezony D a antykwarkiem $\bar{c}$	0,00005	0,00030
mezony D* z kwarkiem c	0	0,00015
mezony D* z antykwarkiem $\bar{c}$	0,00005	0,00030
mezony D_s^+	0	0,00005
mezony $\chi_{c0}(1P)$	0	0,00015
mezony $\chi_{c2}(1P)$	0	0,00005
bariony Λ_c^+	0,00005	0
bariony Σ_c^{*++}	0	0,00005

Tabela 2: Liczba cząstek z kwarkiem c lub antykwarkiem $\bar{c}$ na event, wyemitowanych w zderzeniach $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, symulowanych w kodzie SMASH

krotności w ramach modelu transportu HSD [7], dotyczącymi centralnych zderzeń $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$. Wykres na Rysunku 15 przedstawia krotność mezonów D (sumę krotności mezonów D z kwarkiem c i z antykwarkiem $\bar{c}$) w funkcji energii na nukleon dla wyników symulacji w UrQMD i SMASH oraz danych z [7]. Jak widać, występuje znaczna różnica pomiędzy rezultatami przeprowadzonych symulacji a wartościami z pracy [7].

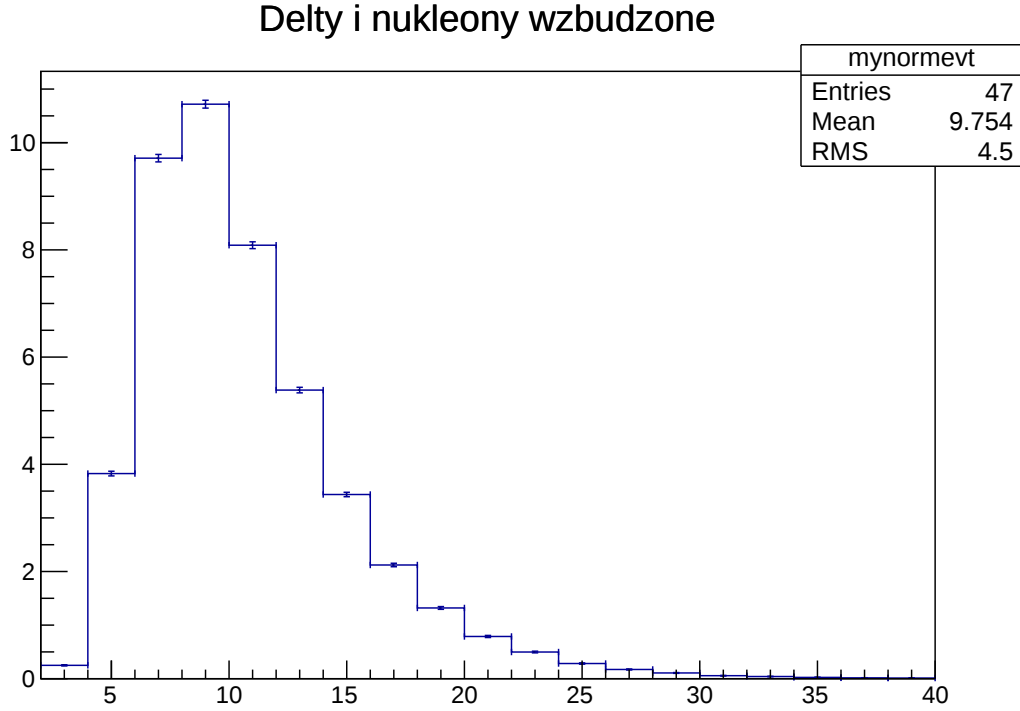


Rysunek 15: Wykres krotności mezonów D na podstawie symulacji w UrQMD i SMASH oraz danych z [7].

8 Cząstki Δ i nukleony wzbudzone

Cząstki Δ są barionami złożonymi z trójek kwarków górnych i dolnych o czasie życia równym około $5,6 \cdot 10^{-24}$ s (ok. 1,7 fm/c). W celu sprawdzenia jak zmienia się w czasie liczba cząstek Δ oraz stanów wzbudzonych nukleonów przeprowadzono w UrQMD symulację inkluzywnych zderzeń $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ przy energii kinetycznej 1,91 GeV na nukleon liczonej w układzie stacjonarnej tarczy i klatek czasowych co 2 fm/c, począwszy od 2 fm/c po zderzeniu. Rysunek 16 przedstawia histogram krotności barionów Δ oraz nukleonów wzbudzonych w funkcji czasu (wyrażonego w fm/c). Jak widać największa liczba cząstek Δ wystąpiła 8 fm/c po rozpoczęciu zderzenia. Dla większych wartości czasu ich liczba zaczyna gwałtownie maleć, niemniej czas potrzebny by liczba cząstek zmalała *e* razy jest wyraźnie większy niż średni czas życia barionu Δ . Jest to spowodowane najprawdopodobniej regeneracją cząstek Δ : rozpady zwracają energię do układu,

ale równocześnie z zasobu energii tworzą się nowe cząstki Δ . Dla około 35 fm/c bariony Δ i stany wzbudzone nukleonów praktycznie przestają występować.



Rysunek 16: Histogram liczby cząstek Δ i nukleonów wzbudzonych na event w funkcji czasu dla inkluzywnych zderzeń $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ przy energii 1,91 GeV na nukleon na podstawie symulacji 2000 eventów w UrQMD

9 Badania własności mezonów π^+ , π^- i π^0

W trakcie relatywistycznych zderzeń jąder atomowych powstają mezony π^+ , π^- i π^0 . Są to najlżejsze mezony, π^+ składa się z antykwarku górnego i kwarku dolnego, π^- z kwarku górnego i antykwarku dolnego a π^0 to superpozycja pary kwark górny-antykwark górny i pary kwark dolny-antykwark dolny.

Najpierw sprawdzono krotności każdego z mezonów π^+ , π^- i π^0 , czyli średnią ilość wyprodukowanych pionów na event. W tym celu wykonano symulację w SMASH i UrQMD zderzeń ^{58}Ni na ^{58}Ni przy energii 1,91 GeV na nukleon liczonej w układzie stacjonarnej tarczy dla 20000 eventów. Parametr zderzenia dla każdego eventu był losowany w obu programach od 0 do 7 fm z trójkątnego rozkładu prawdopodobieństwa. Uzyskane dane ilustruje poniższa tabela.

Tabela 3: Krotności mezonów π^+ , π^- i π^0 uzyskane w symulacjach w programach UrQMD i SMASH

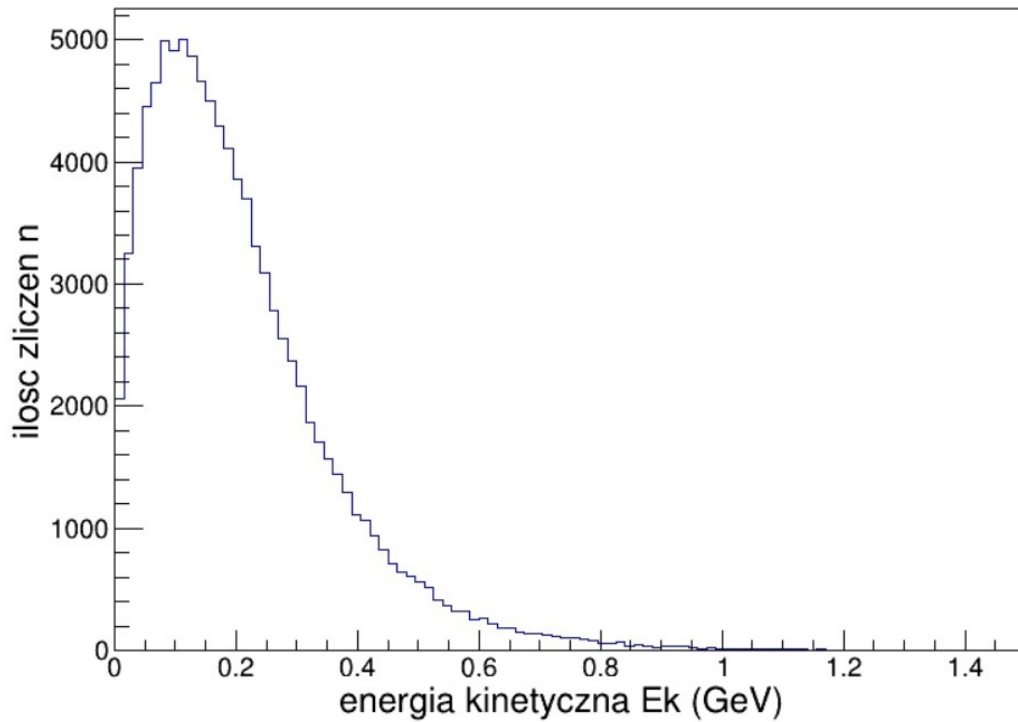
	krotność π^+	krotność π^0	krotność π^-	krotność π^+ , π^0 i π^- łącznie
UrQMD	4.55	9.82	4.92	19.3
SMASH	6.25	6.83	6.76	19.8

Widzimy, że krotności sumy wszystkich trzech typów pionów są zbliżone do siebie, w SMASH-u jest ich nieznacznie więcej. W UrQMD jest mniejsza krotność mezonów π^+ i π^- niż w SMASHu, zaś większa krotność mezonu π^0 .

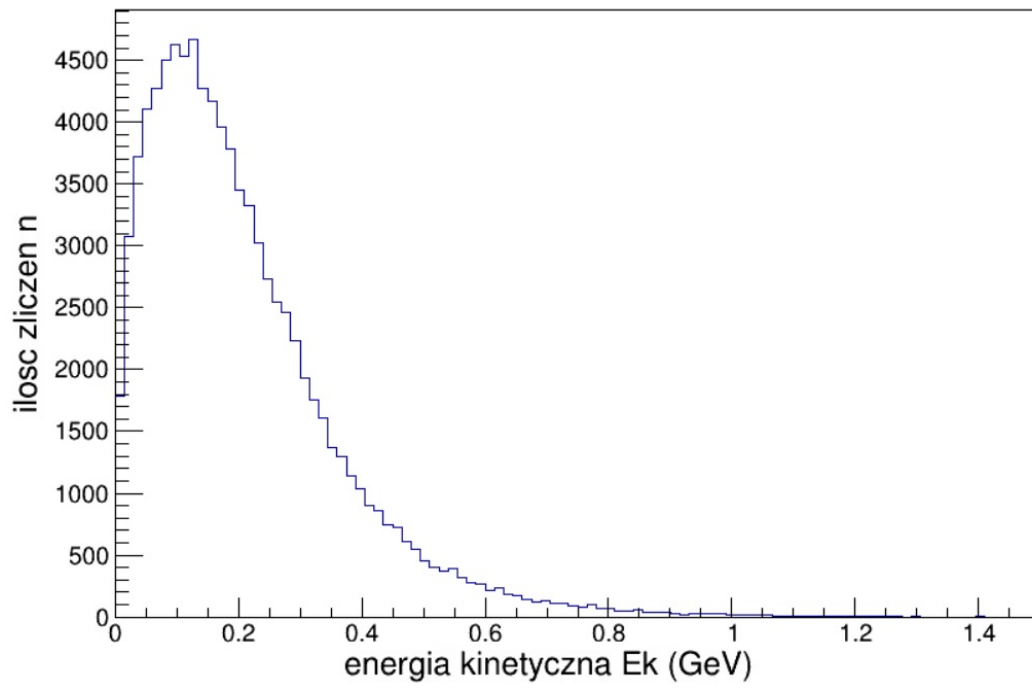
Jądra atomowe mają dodatni ładunek elektryczny, więc materia jądrowa po zderzeniu też ma dodatni ładunek. Powinna więc przyciągać siłą Coulomba mezony π^- mające ujemny ładunek a odpychać mezony π^+ mające dodatni ładunek. Przyciąganie mezonów π^- do nukleonów po zderzeniu do strefy zderzenia oznacza wyhamowanie π^- względem środka tej strefy, a więc zmniejszenie ich energii kinetycznej, zaś odpychanie od strefy zderzenia mezonów π^+ oznacza ich przyspieszenie, czyli zwiększenie energii kinetycznej. Spodziewamy się więc, że rozkład energii kinetycznej mezonów π^+ w układzie jądro-jądro powinien być przesunięty w kierunku wyższych wartości względem przypadku π^0 , zaś rozkład energii kinetycznej mezonów π^- w tym

układzie w kierunku niższych wartości względem przypadku π^0 .

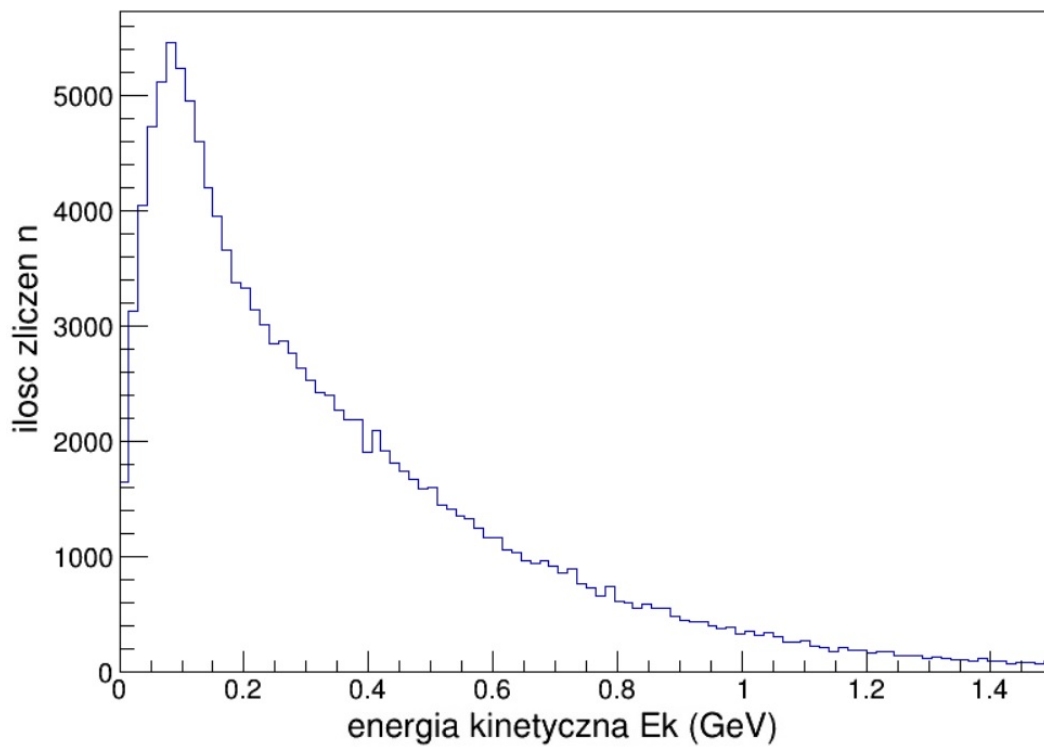
Postanowiono sprawdzić działanie potencjału kulombowskiego dla naładowanych mezonów π w obu programach UrQMD i SMASH. Rozkłady energii mezonów π^+ i π^- zostały wypróbkowane w chwili 2000 fermi/c od początku zderzenia. Za pomocą programów napisanych w języku C++ odczytano energie kinetyczne mezonów π^+ i π^- i w środowisku ROOT wykonano histogramy ich energii kinetycznej, a następnie podzielono histogram energii kinetycznej mezonów π^- przez histogram tej samej zmiennej dla mezonów π^+ . Jeśli potencjał kulombowski jest zawarty w programach UrQMD i SMASH to do histogramu będącego ilorzem histogramów π^- do π^+ powinno się móc dopasować funkcję liniową ze współczynnikiem kierunkowym ujemnym.



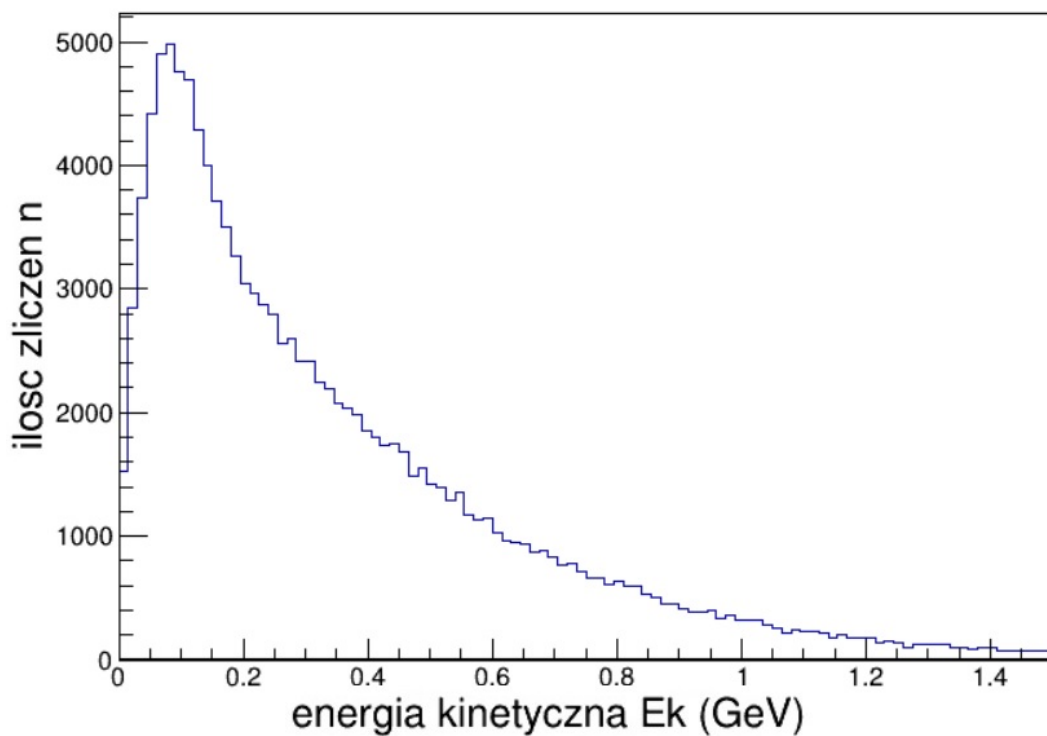
Rysunek 17: Rozkład energii kinetycznej π^- w środku masy układu zderzających się jąder na podstawie symulacji w UrQMD



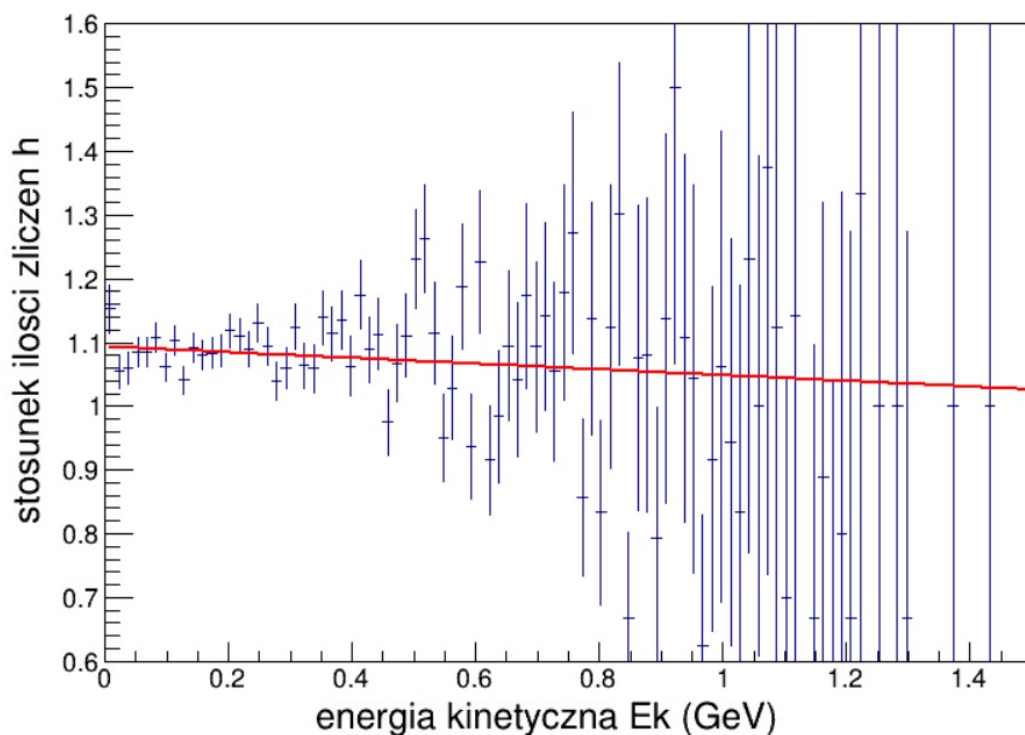
Rysunek 18: Rozkład energii kinetycznej π^+ w środku masy układu zderzających się jąder na podstawie symulacji w UrQMD



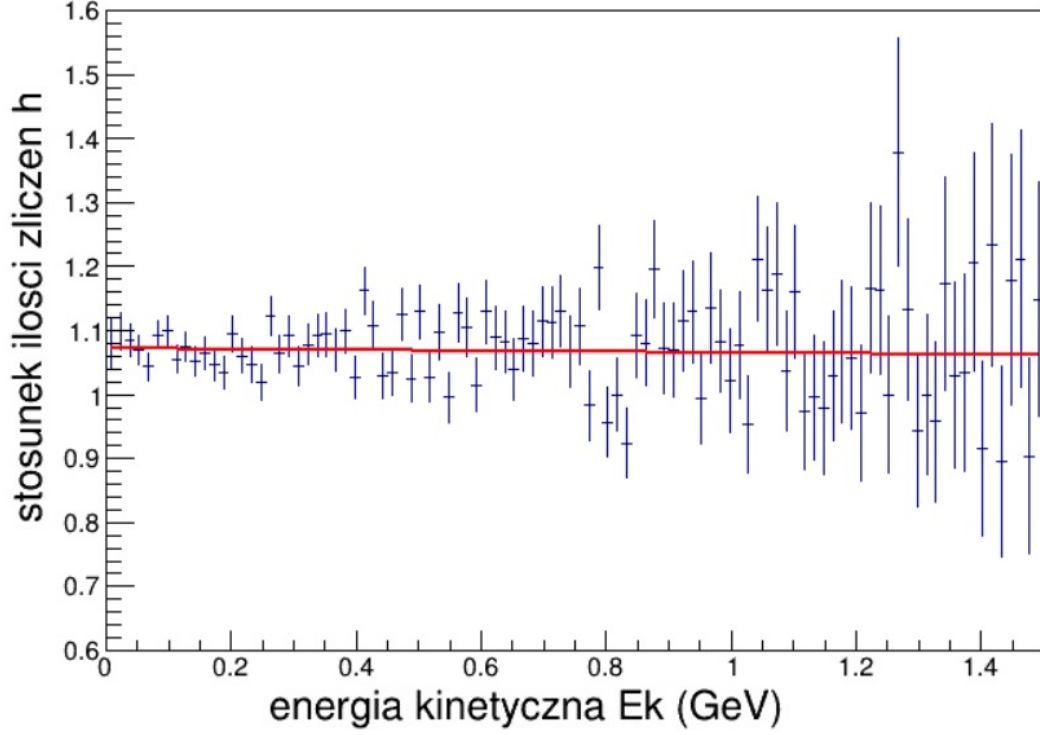
Rysunek 19: Rozkład energii kinetycznej π^- w środku masy układu zderzających się jąder na podstawie symulacji w SMASH



Rysunek 20: Rozkład energii kinetycznej π^+ w środku masy układu zderzających się jąder na podstawie symulacji w SMASH



Rysunek 21: Stosunek rozkładów energii kinetycznej π^- do π^+ w układzie środka masy zderzających się jąder na podstawie symulacji w UrQMD i dopasowana zależność liniowa



Rysunek 22: Stosunek rozkładów energii kinetycznej π^- do π^+ w układzie środka masy zderzających się jąder na podstawie symulacji w SMASH i dopasowana zależność liniowa

Do histogramu stosunku rozkładów energii kinetycznej w środku masy π^- przez π^+ dopasowano funkcję liniową postaci :

$$h(E_{kin}) = aE_{kin} + b \quad (1)$$

Gdzie :

$h(E_{kin})$ - stosunek ilości mezonów π^- do ilości mezonów π^+ o energii kinetycznej E_{kin} ,

a, b - parametry dopasowania.

Dla programu UrQMD otrzymano następujące wartości parametrów :

$$a = (-4,5 \pm 3,1) \cdot 10^{-2} \frac{1}{GeV} \quad (2)$$

$$b = 1,0933(82) \quad (3)$$

Zaś dla programu SMASH otrzymano następujące wartości parametrów :

$$a = (-0,7 \pm 1,4) \cdot 10^{-2} \frac{1}{GeV} \quad (4)$$

$$b = 1,0718(65) \quad (5)$$

Korzystając z testu 3σ można sprawdzić w jakim przedziale może się znajdować faktyczny współczynnik kierunkowy prostej a_0 . Zachodzi następująca zależność na podstawie testu 3σ :

$$a - 3\sigma < a_0 < a + 3\sigma \quad (6)$$

Dla programu UrQMD otrzymujemy :

$$-13,8 \cdot 10^{-2} < a_0[GeV^{-1}] < 4,8 \cdot 10^{-2} \quad (7)$$

A dla programu SMASH :

$$-4,9 \cdot 10^{-2} < a_0[GeV^{-1}] < 3,5 \cdot 10^{-2} \quad (8)$$

A więc dla obu programów współczynnik kierunkowy prostej może być zarówno dodatni, ujemny jak i równy zero. Tak więc nie wiemy czy oddziaływanie kulombowskie jest zawarte w UrQMD i SMASH.

10 Podsumowanie

Projekt poświęcony był symulacji relatywistycznych zderzeń jąder atomowych w programach UrQMD i SMASH. Przeanalizowano symulacje pod różnymi aspektami. Pierwszym aspektem było sprawdzenie zasad zachowania obowiązujących w trakcie zderzeń jąder atomowych. Następnie wykonano animacje przykładowych zderzeń, ułatwiające optycznie zrozumienie zjawiska. Przeanalizowano również ewolucję czasową niektórych hadronów. Na koniec przyjrano się produkcji szczegółowych typów cząstek.

W celu sprawdzenia zasad zachowania wykonano symulację zderzeń jąder ^{58}Ni na jądrach ^{58}Ni o energii 1,91 GeV na nukleon.

Przetestowano zasadę zachowania dziwności w programie UrQMD. Porównanie liczby kwarków dziwnych i antykwarków dziwnych w wynikach symulacji UrQMD pozwala sądzić, że zasada zachowania dziwności jest spełniona w tym programie.

Sprawdzono zasadę zachowania czteropędu w UrQMD i SMASH. Odchylenie każdej z czterech składowych czteropędu jest nie większe niż 1 keV, zaś dla kodu w SMASH jest nie większe niż 10 eV. Takie odchylenia są na poziomie szumów numerycznych, co oznacza że zasada zachowania czteropędu jest spełniona zarówno w UrQMD jak i w SMASH. Dla kodu w UrQMD zaobserwowano większą stałość sumy pędów po zderzeniu, zaś większe są odchylenia w chwili właściwego zderzenia. Dla kodu SMASH tendencja jest odwrotna, odchylenia sumy pędów są większe po zderzeniu niż w chwili zderzenia.

Sprawdzono również zasadę zachowania energii w programach UrQMD i SMASH. W tym celu przeanalizowano rozkład różnicy całkowitej energii po zderzeniu i przed nim dla obu kodów. W obu modelach różnica całkowitej energii po zderzeniu i przed nim to nie więcej niż 1 % całkowitej energii układu przed nim. Oznacza to, że energia całkowita jest zachowana w obu programach z dobrym przybliżeniem.

Przechodząc do wizualizacji, analiza animacji zderzenia peryferyjnego dwóch jąder ^{197}Au o wysokiej energii ($T_{\text{beam}} = 30$ AGeV) i o parametrze zderzenia $b = 13$ fm pokazała, że większość nukleonów zlokalizowanych poza strefą bezpośredniego zderzenia, nie uległa żadnej przemianie. To oznacza, że proces zderzania hadronów, nawet w skali jądrowej, ma niewielki zasięg.

Przeprowadzono animacje położenia nukleonów i pionów podczas inkluzywnych zderzeń jąder $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ przy energii 1,91 GeV na nukleon na podstawie symulacji w UrQMD. Okazało się, że duża część nukleonów zgromadzona jest w dwóch fragmentach jądrowych, powstałych w wyniku zderzenia, zaś rozkład położenia pionów wydaje się być izotropowy.

Zbadano również symulowaną przez model UrQMD ewolucję czasową rozkładu położenia wzdłuż osi zderzenia dla cząstek K i Δ . Analizę wykonano na podstawie symulacji zderzeń jąder ^{58}Ni na ^{58}Ni przy energii 1,91 GeV na nukleon.

Zbadano krotności i zmianę krotności naładowanych kaonów powstających w zderzeniach ^{58}Ni na ^{58}Ni , przy energii wiązki 1,91 GeV na nukleon, w krótkim czasie od początku zderzenia. Po 20 fm/c od zderzenia krotności ustalają się na stałym poziomie, wyższym (ale równym co do rzędu wielkości) od obserwowanego doświadczalnie.

Porównano również krotności mezonów π w modelach UrQMD i SMASH. Analizę wykonano na podstawie symulacji zderzeń jąder ^{58}Ni na ^{58}Ni , przy energii 1,91 GeV na nukleon. Zaobserwowano, że oba kody w różny sposób modelują średnią liczbę cząstek π^0 , π^+ i π^- na zderzenie. Natomiast średnia liczba wszystkich wymienionych pionów łącznie w obu modelach jest podobna.

Wyznaczono krotności cząstek z kwarkiem c i antykwarkiem $\bar{c}$ w zderzeniach $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ przy energii 100, 300 i 500 GeV na nukleon w układzie stacjonarnej tarczy, na podstawie symulacji w UrQMD i SMASH. Otrzymane krotności mezonów D porównano z wartościami z pracy [7], dotyczącymi centralnych zderzeń $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$. Stwierdzono, że wartości krotności mezonów D , otrzymane na podstawie przeprowadzonych symulacji, są znacznie mniejsze od wartości podanych w pracy [7].

Zbadano następnie jak krotność cząstek Δ i nukleonów wzbudzonych zmienia się wraz z czasem, jaki minął od początku zderzenia, na podstawie symulacji inkluzywnych zderzeń $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ przy energii 1,91 GeV na nukleon w UrQMD. Otrzymano, że największa liczba cząstek Δ wystąpiła 8 fm/c od rozpoczęcia zderzenia, a dla około 35 fm/c cząstki te praktycznie przestały występować.

Sprawdzono również działanie potencjału kulombowskiego dla naładowanych mezonów π w obu programach UrQMD i SMASH. W tym celu wykonano symulację w SMASH i UrQMD zderzeń ^{58}Ni na ^{58}Ni przy energii 1,91 GeV na nukleon liczonej w układzie stacjonarnej tarczy, czas próbkowania danych od chwili zderzenia 2000 fermi/c. Analiza stosunku rozkładów energii kinetycznej π^- do π^+ w układzie środka masy zderzających się jąder na podstawie symulacji w UrQMD i SMASH nie daje odpowiedzi czy potencjał kulombowski jest zawarty w programach UrQMD i SMASH.

Literatura

- [1] S. A. Bass *et al.* : *Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions* Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 225 (1998).
- [2] <https://urqmd.org/>
- [3] J. Weil *et al.* : *Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions*, Phys. Rev. C 94, 054905 (2016).
- [4] <http://theory.gsi.de/smash/userguide/1.8/index.html>
- [5] The UrQMD users guide, 2014, s. 8-21
- [6] The UrQMD users guide, 2014, s. 40
- [7] O. Linnyk, E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, Intl. Jour. of Mod. Phys. E 17, 1367 (2008), dostęp zdalny w wersji arXiv: <https://arxiv.org/abs/0808.1504v1> Fig. 16
- [8] M. Menzel *et al.* (KaoS), Phys. Lett. **B 495**, 26 (2000)
- [9] <https://github.com/smash-transport/smash/blob/master/input/particles.txt>
- [10] <http://pdg.lbl.gov/2007/reviews/montecarlopp.pdf>
- [11] <http://drive.google.com/file/d/10miFn5PA8qxXnumxM2wdW-FKOiGjyDQm/view?usp=sharing>
- [12] <http://drive.google.com/file/d/15RZhlZwmj-vYW8umWyGxu2XtLPBOYij0/view?usp=sharing>
- [13] <https://root.cern.ch/>
- [14] <https://github.com/lava/matplotlib-cpp>
- [15] <drive.google.com/file/d/15RLDZRqZnBMTvkCI09OcMPPy8qr0Y9l9/view?usp=sharing>
- [16] <http://drive.google.com/file/d/1f8wQ7yGRczWbBmeqUn0Gc6ODUDexbhXL/view?usp=sharing>
- [17] http://drive.google.com/file/d/1z6Lk830xxzTzWZXTCaLXI1M_xNnExSsc/view?usp=sharing
- [18] <http://drive.google.com/file/d/1JzLF1k-36KXNkUYuwSlhkGSrCVghPIJ5/view?usp=sharing>
- [19] <http://drive.google.com/file/d/1P-XcV6AMBR-6qvJH1JBbQAgGIkt3aNJX/view?usp=sharing>
- [20] drive.google.com/file/d/17ehlxsZezqVDS44d9XbZKZJOzSQSy6t_/view?usp=sharing
- [21] <drive.google.com/file/d/1tCk-xIgd3EeXYRdoJm5ipQEBCQwZqwZ/view?usp=sharing>