

AUTOREFERAT

Dr Viktor Begun

Spis treści

1. Dane personalne.....	2
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe.....	2
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych.....	2
4. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego...2	
4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego.....	2
4.2. Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego.....	3
4.3. Omówienie celu i wyników prac wchodzących w skład osiągnięcia naukowego.....	5
4.3.1. Relatywistyczny gaz hadronów i rezonansów.....	5
4.3.2. Fluktuacje w gazie hadronów i rezonansów.....	9
4.3.3. Potęgowe spektrum w układzie mikro-kanonicznym z fluktuacjami objętości.....	14
4.3.4. Kondensacja Bosego-Einsteina w reakcjach relatywistycznych.....	16
4.3.5. Podsumowanie.....	22
4.3.6. Literatura:.....	23
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo- badawczych.....	25
5.1. Wskaźniki bibliometryczne.....	25
5.2. Lista publikacji niestanowiących postępowania habilitacyjnego.....	26
5.3. Konferencje i seminaria międzynarodowe.....	29
5.4. Działalność dydaktyczna.....	33
5.5. Granty i stypendia naukowe.....	33
5.6. Nagrody.....	34
5.7. Inne.....	34

1. Dane personalne

Imię i nazwisko: Viktor Begun

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe

Doktor nauk fizyczno-matematycznych o specjalizacji fizyka teoretyczna. Stopień naukowy nadany na mocy decyzji Rady Naukowej Instytutu Fizyki Teoretycznej im. M. M. Boholubowa Narodowej Akademii Nauk Ukrainy. Tytuł rozprawy doktorskiej: *Fluktuacje i prawa zachowania w relatywistycznym gazie hadronów*, promotor Dr Mark I. Gorenstein, 2007 rok.

Magister Fizyki, Wykładowca Uniwersytet Narodowy im. Tarasa Szewczenki, Kijów, Ukraina. Specjalizacja: Fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych. Tytuł pracy magisterskiej: *Badania widm jednocząsteczkowych i korelacji cząstek wtórnych w wysokoenergetycznych zderzeniach jądrowych ciężkich jonów*, promotor Dr Dmitry V. Anchishkin, 2003 rok.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

10/2016 – 06/2019	Adiunkt	Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska, Warszawa, Polska
10/2013 – 9/2016	Adiunkt	Instytut Fizyki, Uniwersytet Jana Kochanowskiego, Kielce, Polska
02 – 08/2012 10/2011	Naukowiec wizytujący	Instytut Fizyki Jądrowej, Uniwersytet Goethego, Frankfurt nad Menem, Niemcy
06 – 08/2011 02/2009 – 05/2011	Naukowiec wizytujący, Stypendysta Humboldta	Frankfurt Institute for Advanced Studies, Uniwersytet Goethego, Frankfurt nad Menem, Niemcy
10/2005	Naukowiec wizytujący	Uniwersytet Florencki, Florencja, Włochy
2008 – 2012 2006 – 2007 2005 – 2006	Naukowiec Młodszy pracownik naukowy Naukowiec-inżynier	Instytut Fizyki Teoretycznej im. M.M. Bogolubowa, Kijów, Ukraina

4. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego

4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego

Statystyczne i termodynamiczne właściwości systemów tworzonych w zderzeniach o wysokich energiach.

4.2. Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

(IF - impact factor czasopisma w bazie Journal Citation Reports (JRC) na rok publikacji,
LC - liczba cytowań pracy w bazie ISI Web of Science Core Collection na dzień 07.05.2018)

[A1] V. Begun,
Fluctuations as a test of chemical non-equilibrium at the LHC,
Phys. Rev. C 94, no. 5, 054904 (2016). IF=3.820, LC=7.

[A2] V. Vovchenko, V.V. Begun, M.I. Gorenstein,
Hadron multiplicities and chemical freeze-out conditions in proton-proton and nucleus-nucleus collisions,
Phys. Rev. C 93, no.6, 064906 (2016). IF=3.820, LC=13.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu symulacji numerycznych w modelu THERMUS, analizach wyników symulacji, napisaniu części tekstu i wykonaniu ostatecznej wersji wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 50%.

[A3] V. Begun, W. Florkowski,
Bose-Einstein condensation of pions in heavy-ion collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider,
Phys. Rev. C 91, 054909 (2015). IF=3.146, LC=17.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na niezbędnych modyfikacjach modeli SHARE i THERMINATOR, wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, analizach wyników symulacji, napisaniu części tekstu oraz wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 80%.

[A4] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, K. Grebieszko,
Strongly Intensive Measures for Particle Number Fluctuations: Effects of Hadronic Resonances,
J. Phys. G 42, 7, 075101 (2015). IF=2.448, LC=2.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu symulacji numerycznych w modelu THERMUS, analizach wyników symulacji i napisaniu części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 40%.

[A5] V. Begun, W. Florkowski, M. Rybczynski,
Transverse-momentum spectra of strange particles produced in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV in the chemical non-equilibrium model,
Phys. Rev. C 90, no.5, 054912 (2014). IF=3.733, LC=17.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych w modelu THERMINATOR, analizach wyników symulacji, napisaniu dużej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 60%.

[A6] V. Begun, W. Florkowski, M. Rybczynski,
Explanation of hadron transverse-momentum spectra in heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV within chemical non-equilibrium statistical hadronization model,
Phys. Rev. C 90, no.1, 014906 (2014). IF=3.733, LC=25.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych w modelu gazu hadronowego, który nie jest w stanie równowagi, analizach wyników symulacji i napisaniu części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 35%.

- [A7] V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein,
Hadron-resonance gas at freeze-out: Reminder on the importance of repulsive interactions,
Phys. Rev. C 88, 2, 024902 (2013). IF=3.881, LC=27.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, analizach wyników symulacji, napisaniu dużej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 65%.

- [A8] V.V. Begun, V.P. Konchakovski, M.I. Gorenstein, E. Bratkovskaya,
Strongly Intensive Measures for Multiplicity Fluctuations,
J. Phys. G 40, 045109 (2013). IF=2.838, LC=3.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu części obliczeń analitycznych, analizach wyników symulacji i napisaniu dużej części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 45%.

- [A9] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.A. Mogilevsky,
Modified Bag Models for the Quark Gluon Plasma Equation of State,
Int. J. Mod. Phys. E 20, 1805-1815 (2011). IF=0.597, LC=9.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, analizach otrzymanych wyników, napisaniu dużej części tekstu oraz wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 60%.

- [A10] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.A. Mogilevsky,
Pion Number Fluctuations and Correlations in the Statistical System with Fixed Isospin,
Phys. Rev. C 82, 024904 (2010). IF=3.416, LC=3.

Mój wkład polegał na zaproponowaniu tematu do badania, wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizach otrzymanych wyników, napisaniu dużej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 70%.

- [A11] V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein,
Semi-Inclusive Distributions in Statistical Models,
Phys. Rev. C 80, 064903 (2009). IF=3.477, LC=6.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizach otrzymanych wyników, napisaniu dużej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 65%.

- [A12] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, W. Greiner,
Crossover to Cluster Plasma in the Gas of Quark-Gluon Bags,
J. Phys. G 36, 095005 (2009). IF=2.124, LC=2.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizach otrzymanych wyników, napisaniu dużej części tekstu, wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 65%.

- [A13] V.V. Begun, M.I. Gorenstein,
Bose-Einstein Condensation in the Relativistic Pion Gas: Thermodynamic Limit and Finite Size Effects,
Phys. Rev. C 77, 064903 (2008). IF=3.124, LC=28.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu większości obliczeń analitycznych i wszystkich obliczeń numerycznych, analizach otrzymanych wyników, napisaniu dużej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 75%.

[A14] V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein,
Power Law in Micro-Canonical Ensemble with Scaling Volume Fluctuations,
Phys. Rev. C 78, 024904 (2008). IF=3.124, LC=37.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizach otrzymanych wyników, napisaniu dużej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 65%.

4.3. Omówienie celu i wyników prac wchodzących w skład osiągnięcia naukowego

Badanie właściwości silnie oddziałującej materii przy ekstremalnych gęstościach i energiach jest jednym z ważniejszych celów eksperymentów fizyki wysokiej energii. Liczba cząstek produkowanych w takich zderzeniach może być opisana w modelu gazu hadronowego (ang. hadron resonance gas - HRG). Ten model stosuje się zarówno do zderzeń jądrowych (A+A), jak i zderzeń cząstek elementarnych – proton-proton (p+p), proton-antyproton i elektron-pozytron [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Model HRG pozwala opisać systemy tworzone w zderzeniach o wysokiej energii za pomocą relatywistycznej fizyki statystycznej i termodynamiki. Wynikiem takiego opisu jest informacja na temat temperatury, objętości, potencjałów chemicznych tworzonego systemu itp. na ostatnim etapie jego ewolucji – hadronizacji podczas wymrożenia chemicznego (ang. chemical freezeout). Pozwala to również wyznaczyć efekty tła, których źródłem jest zachowanie energii i ładunku systemu.

Celem naukowym cyklu prac [A1-A14] była analiza danych eksperymentalnych w różnych modyfikacjach modelu relatywistycznego gazu hadronów i rezonansów, jego rozszerzenie i uogólnienie.

4.3.1. Relatywistyczny gaz hadronów i rezonansów

W najprostszym przybliżeniu model HRG zakłada, że cząstki są produkowane jako gaz doskonały¹ o pewnej temperaturze T i objętości V , złożony ze stabilnych hadronów i rezonansów z odpowiedniej tabeli cząstek oddziałujących silnie [11]. Suma statystyczna Z gazu hadronowego

$$\ln Z = \sum_i g_i V \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \ln \left[1 \pm e^{-E_i/T} \right]^{\pm 1}, \quad (1)$$

gdzie i - cząstka z listy [11], g_i - jej spin-izospinowy współczynnik degeneracji, p_i - pęd, $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$ - energia, m_i - masa. Znak \pm oznacza odpowiednio statystykę Fermiego lub Bosego. Statystyka Boltzmannowa może być uzyskana z (1) dla $e^{-E_i/T} \ll 1$, czyli zamianą

$$\ln \left[1 \pm e^{-E_i/T} \right]^{\pm 1} \rightarrow e^{-E_i/T}.$$

Rezonanse mają skończoną szerokość, która może być uwzględniona przez dodatkowe całkowanie po rozkładzie gęstości masowej rezonansów $\rho(m_i)$

¹ Uwzględnienie pełnego spektrum cząstek stabilnych i rezonansów oznacza, że te cząstki powstały w rezultacie oddziaływania silnego. Dlatego termin „gaz doskonały” oznacza, że już powstałe cząstki nie oddziałują. Ze względu na krótki zasięg oddziaływania silnego, model HRG może być używany do modelowania systemu silnie oddziałującego w stanie końcowym, tuż po zakończeniu oddziaływań – wymrażaniu chemicznym.

$$\ln Z = \sum_i g_i V \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int dm_i \rho(m_i) \ln \left[1 \pm e^{-E_i/T} \right]^{\pm 1}, \quad (2)$$

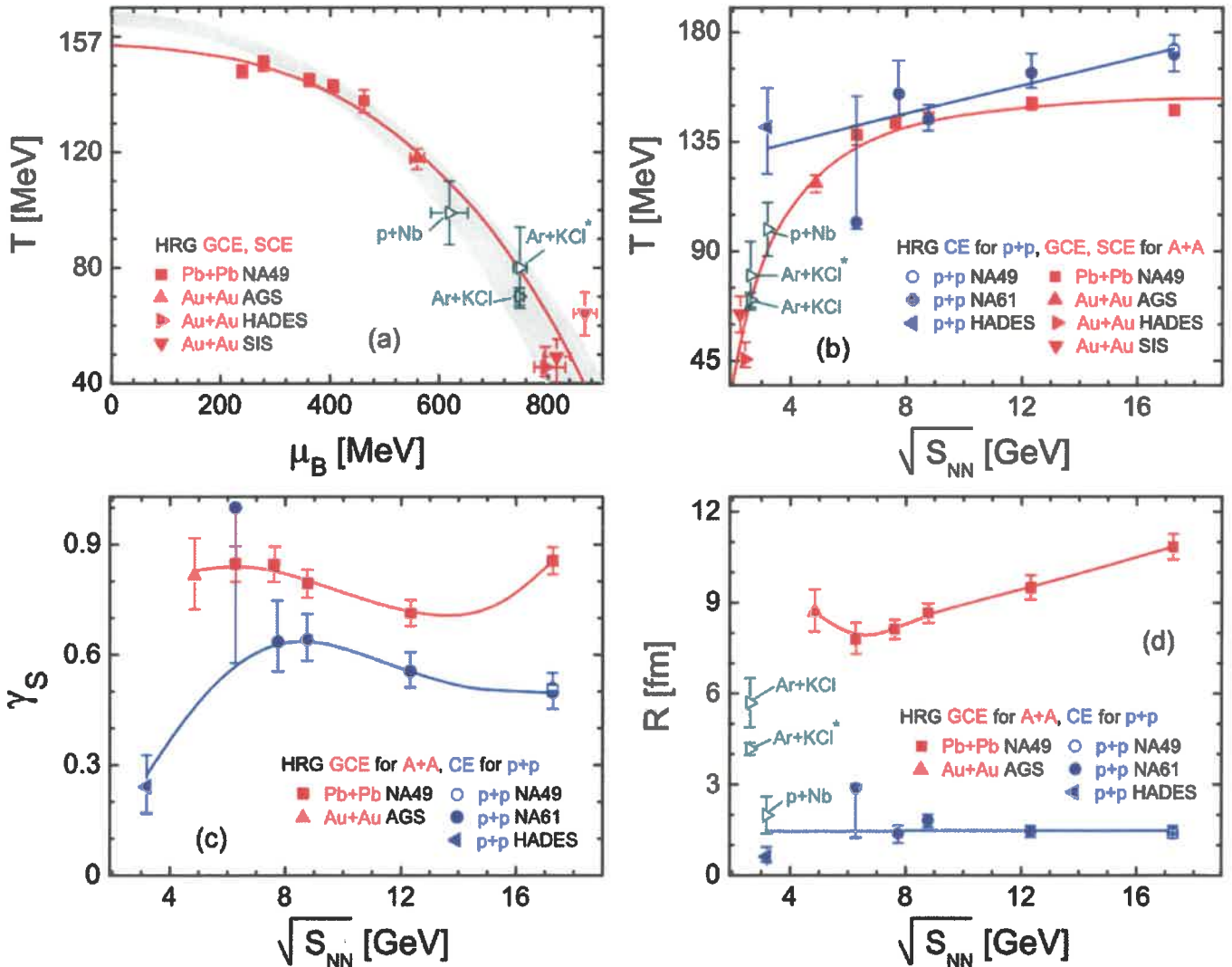
gdzie $\rho(m_i)$ jest zwykle obierany w kształcie rozkładu Breita-Wignera. W przypadku niezerowej gęstości ładunku w (1) pojawia się potencjał chemiczny

$$E_i \rightarrow E_i - \mu_i.$$

Oddziaływania silne zachowują ładunek elektryczny Q , liczbę barionową B i dziwność S całego układu. Wymaga to wprowadzenia odpowiednich potencjałów chemicznych, μ_Q , μ_B i μ_S , czyli

$$\mu_i = q_i \mu_Q + b_i \mu_B + s_i \mu_S,$$

gdzie q_i , b_i , s_i , to elektryczny, barionowy i dziwny ładunek cząstki i . Stosunek Q/B jest zafiksowany przez liczbę protonów i neutronów w zderzającym się systemie, jak również dziwność całego układu $S = 0$. Zatem z pięciu parametrów HRG (V , T , μ_B , μ_Q , μ_S) zostają tylko trzy (V , T , μ_B), które są wyznaczane na podstawie dopasowania do krotności mierzonych cząstek. Zależność $T(\mu_B)$ tworzy część diagramu fazowego materii QCD, który jest powszechnie znany. Bardzo interesujący jest fakt, że podobną linię $T(\mu_B)$ można otrzymać zakładając, że ilość energii, która przypada na jedną cząstkę w gazie hadronowym, $E/\langle N \rangle$, wynosi około 1 GeV [12].



Rys. 1. (a) Temperatura jako funkcja barionowego potencjału chemicznego. (b) Temperatura jako funkcja energii zderzenia na parę nukleon-nukleon. (c) Parametr nierównowagi dziwności jako funkcja energii zderzenia. (d) Promień tworzonego systemu. Wszystkie obliczenia przeprowadzono w modelu HRG przy dopasowaniu eksperymentalnie zmierzonych krotności cząstek. Rysunki są z pracy [A2].

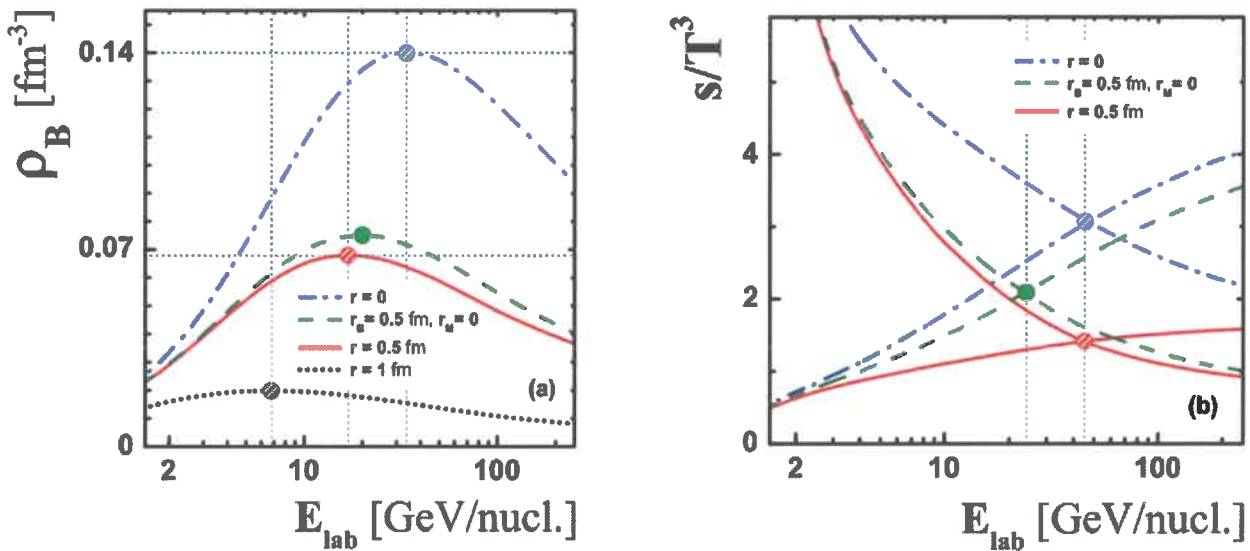
Dokładne spojrzenie na produkcję cząstek dziwnych przy małych energiach lub w małych systemach prowadzi do potrzeby wprowadzenia parametru nierównowagi dziwności γ_S [13], który ma rolę dodatkowego potencjału chemicznego:

$$e^{\mu_i/T} \rightarrow \gamma_S^{N_S+N_{\bar{S}}} e^{\mu_i/T} = e^{\tilde{\mu}_{S_i}/T} e^{\mu_i/T}.$$

Należy pamiętać, że zwykły potencjał chemiczny zależy od różnicy pomiędzy liczbami kwarków i antykwarków, podczas gdy wprowadzenie γ_S oznacza zależność od sumy kwarków i antykwarków.

W pracy [A2] model HRG był zastosowany do analizy produkcji cząstek w reakcjach p+p i Pb+Pb otrzymanych przez zespoły NA49 i NA61, HADES i inne. Wykazano, że temperatury osiągalne w p+p i Pb+Pb są bardzo bliskie, patrz Rys. 1. Może to oznaczać, że trwające skanowanie w funkcji energii wiązki i rozmiaru systemu, przeprowadzane przez NA61 [14], dostarczy danych dotyczących systemów o różnych rozmiarach, ale o podobnej temperaturze.

Wyżej wymieniony gaz hadronowy zakłada, że hadrony mają dużo mniejszą objętość w porównaniu do rozmiaru systemu. Rozmiar protonu jest rzędu 1 fm, co odpowiada otrzymanemu rozmiarowi systemu w p+p, i jest tylko 10 razy mniejszy od rozmiaru systemu w Pb+Pb, patrz Rys. 1 (d). To znaczy, że uwzględnienie rozmiaru hadronów i rezonansów może być ważne. Takie badanie zostało przeprowadzone w pracy [A7], gdzie pokazano, że uwzględnienie niezerowej objętości hadronów ma duży wpływ na wielkość i położenie maksimum gęstości barionowej. Założenie jednakowej objętości barionów i mezonów nie wpływa na położenie punktu przejścia od układu zdefiniowanego przez dominowanie materii barionowej do układu z dominowaniem materii mezonowej wraz ze zmianą energii zderzenia. Jednak założenie mniejszego rozmiaru mezonów przesunęło ten punkt do mniejszych energii.



Rys. 2. (a) Gęstość netto ładunku barionowego w zależności od energii zderzenia w układzie laboratoryjnym. Jako r zaznaczono przypadek, gdy promień jest jednakowy dla wszystkich cząstek, r_M -promień każdego mezonu, r_B -promień każdego barionu. (b) Gęstość entropii podzielona przez temperaturę w zależności od energii zderzenia [A7].

Wzrost liczby hadronów i rezonansów w zależności od ich masy m jest eksponencjalny² dla $m \lesssim 2.5 \text{ GeV}$. Zatem gęstość stanów z masą m można zapisać jako

² Ten fakt został zaobserwowany przez Hagedorna w 1965 roku [15], kiedy zostało odkrytych wiele cząstek z masą do 1.2 GeV, i pojedyncze cząstki z masą do 2 GeV. Od tego czasu odkrycie nowych cząstek potwierdza hipotezę Hagedorna i doprowadziło właśnie do sformułowania modelu HRG.

$$\rho(m) \sim \exp(m/T_H), \quad \text{gdzie } T_H \sim 160 \text{ MeV}$$

jest nazywana temperaturą Hagedorna. Uwzględnienie tego, że cząstki mogą mieć objętość właściwą v dla każdej cząstki, prowadzi do gęstości możliwych stanów, która zależy nie tylko od masy $\rho(m)$ jak w (2), ale i od objętości cząstki $\rho(m, v)$. Zastosowanie MIT modelu workowego [16] do przypadku worka (klastra) wypełnionego bezmasowymi kwarkami i gluonami daje gęstość stanów [17]

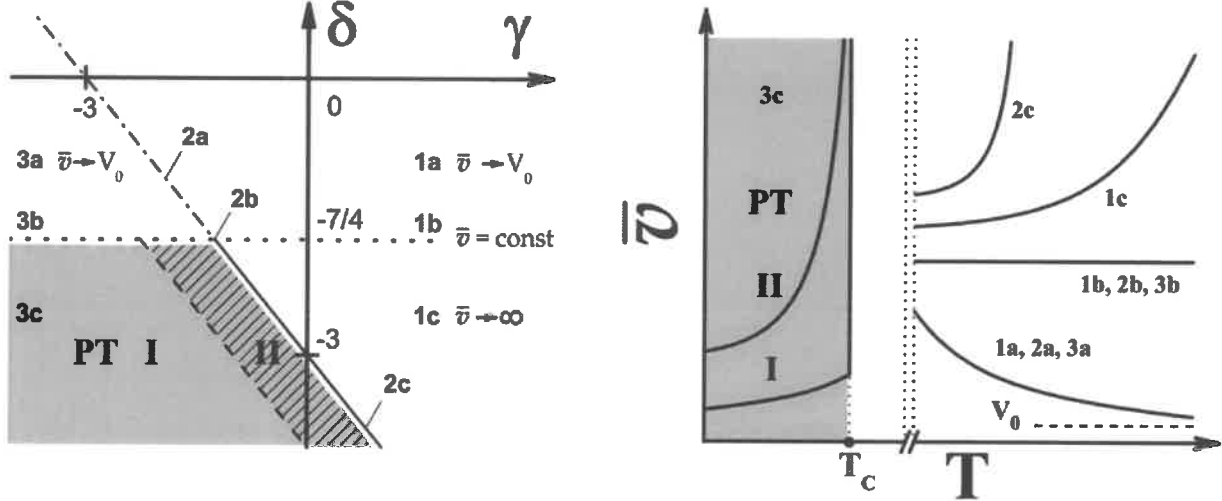
$$\rho(m, v) \simeq C v^\gamma (m - Bv)^\delta \exp \left[\frac{4}{3} \sigma_Q^{1/4} v^{1/4} (m - Bv)^{3/4} \right], \quad (3)$$

gdzie C to stała normalizacyjna $\sigma_Q = 95\pi^2/60$ - stała Stefana-Boltzmannna, B - ciśnienie worka, a γ i δ - parametry, od których zależy rodzaj przejścia fazowego z gazu hadronów i rezonansów do gazu worków kwarkowo-gluonowych.

W pracy [A12] klasyfikowano możliwe znaczenia γ i δ . Pokazano, że największa ilość kombinacji γ i δ prowadzi do przejścia typu crossover z gazu hadronów do plazmy kwarkowo-gluonowych klastrów o różnych objętościach. Jak pokazano na Rys. 3, dla pewnych kombinacji γ i δ wzrost temperatury powyżej temperatury przejścia fazowego lub temperatury crossoveru, T_C , może prowadzić do potęgowego lub eksponencjalnego zwiększenia średniego rozmiaru klastrów wraz ze wzrostem T ,

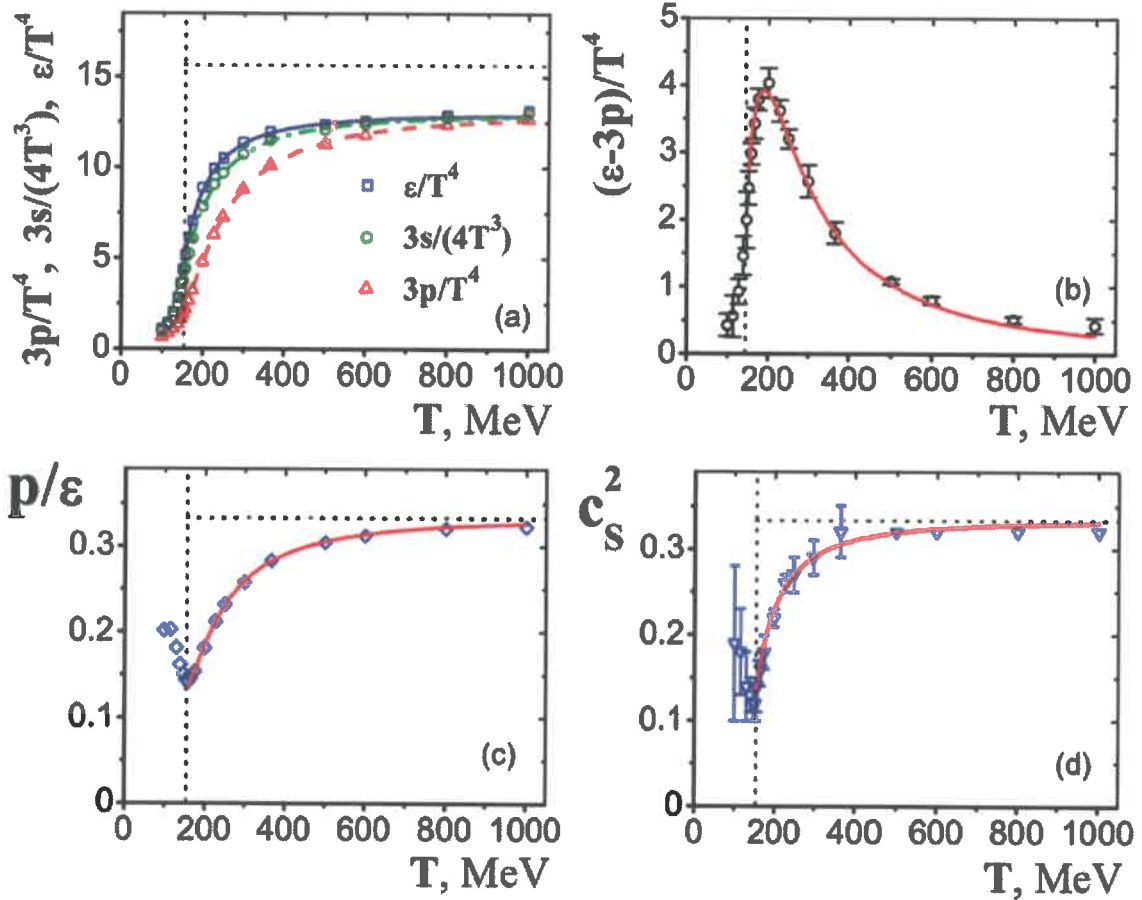
$$1c) \bar{v}(T) \sim T^{-(7+4\delta)/a} \rightarrow \infty, \quad 2c) \bar{v}(T) \sim \exp(T^{-7-4\delta}) \rightarrow \infty,$$

co jest intuicyjnie oczekiwane, ponieważ taki stan materii, czyli plazma kwarkowo-gluonowa jest poszukiwana w zderzeniach wysoko-energetycznych. Jednak, możliwy jest również crossover (ang. crossover - przemiana fazowa, dla której żadna zmienna termodynamiczna nie ma nieciągłości), dla którego rozmiar klastrów pozostaje stały lub nawet zmniejsza się do minimalnej wartości V_0 , która była zakładana jako dolna granica całkowania przy obliczeniu \bar{v} .



Rys. 3. Parametry worka (lewy rys.) i odpowiednie objętości worka w zależności od temperatury (prawy rys.). Rysunki pochodzą z pracy [A12].

Wartość ciśnienia w worku B otrzymana została w pracy [A9] z analizy rezultatów obliczeń ciśnienia p , gęstości energii ϵ i, gęstości entropii s w silnie oddziałujących systemach, złożonych z gluonów lub trzech kwarków [18]. Analiza ta pokazała, że założenie istnienia tylko jednego worka kwarkowo-gluonowego, prowadzi do ujemnego ciśnienia w worku $B < 0$. Taki rezultat jest nieco kontrowersyjny, ponieważ twierdzi, że worek powinien się rozszerzać. Może to wskazywać na zbyt uproszczone założenie istnienia tylko jednego worka [19], jednak taki opis jest prawdopodobnie jednym z najprostszych, który pozwala na otrzymanie prawidłowych przewidywań miary interakcji $(\epsilon - 3p)/T^4$, p/ϵ i kwadratu prędkości dźwięku c_s^2 , patrz Rys. 4.



Rys. 4. (a) Wynik dopasowania unormowanego ciśnienia p , gęstości entropii s i gęstości energii ε dla modeli worka kwarkowo-gluonowego z masą i ciśnieniem worka, które zależą od temperatury. (b) Tak zwana miara interakcji. (c) Otrzymany stosunek gęstości ciśnienia i gęstości energii. (d) Otrzymana prędkość dźwięku. Rysunki pochodzą z pracy [A9]

4.3.2. Fluktuacje w gazie hadronów i rezonansów

Suma o numerze cząstki i w sumie statystycznej Z zawiera aktualnie około trzysta cząstek z tabeli cząstek i rezonansów [11]. Jest to suma ciągle zwiększana z powodu odkrycia nowych cząstek w eksperymentach fizyki wysokich energii. Jednak średnia ilość tworzonych cząstek według modelu HRG maleje z masą wykładniczo.

$$\langle N_i \rangle \sim \exp(-m_i/T).$$

Najłżejsze cząstki oddziałujące silnie to mezony π (piony). Piony są również cząstkami najczęściej spotykanymi. Dlatego gaz pionowy jest najprostszym modelem gazu hadronowego. W pracy [A10] brano pod uwagę gaz pionowy, który składa się z dodatnich N_+ , ujemnych N_- i neutralnych pionów N_0 . Badano wpływ zachowania izospinu systemu I na średnie krotności pionów i na fluktuacje w porównaniu do wpływu zachowania ładunku systemu Q . W tym celu rozważono trzy systemy.

Pierwszy system to nieoddziałujące bozony³. Suma statystyczna jest wyrażona przez iloczyn rozkładów Poissona

$$Z_{GCE} = \sum_{N_0, N_+, N_- = 0}^{\infty} \frac{(\lambda_0 z)^{N_0}}{N_0!} \frac{(\lambda_+ z)^{N_+}}{N_+!} \frac{(\lambda_- z)^{N_-}}{N_-!} = \exp[(\lambda_0 + \lambda_+ + \lambda_-)z],$$

gdzie GCE - zespół wielki kanoniczny; $\lambda_{\pm} = \lambda_0 = 1$ - to parametry pomocnicze wprowadzone

³ Uwzględnienie statystyki Bosego prowadzi do dość małych zmian, patrz [A10], ponieważ rozważony jest tylko przypadek $Q = 0$, co w przedziale $V \rightarrow \infty$ jest ekwiwalentne do $Q = const$. Duże efekty statystyki Bosego pojawiają się dopiero, kiedy $Q \rightarrow \infty$. Jednak takie sytuacje są nieosiągalne w zderzeniach jądrowych.

dla łatwiejszego obliczenia krotności i fluktuacji; z - to jednocząstkowa suma statystyczna:

$$z = \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty p^2 dp \exp\left(-\frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{T}\right) = \frac{V}{2\pi^2} T m^2 K_2\left(\frac{m}{T}\right),$$

gdzie V , T - objętość i temperatura systemu; p , m - pęd i masa cząstki; K_2 - modyfikowana funkcja Bessela. Założono, że masy pionów są równe, jednak uwzględnienie różnicy masy π^\pm i π^0 jest możliwe i powoduje pojawienie się z_j zamiast z .

Drugi system to bozony, dla których ładunek elektryczny Q całego systemu jest zachowany. Zatem odpowiedni zespół statystyczny to zespół kanoniczny CE . Rozważony przypadek to $Q = 0$, więc

$$\begin{aligned} Z_{Q=0} &= \sum_{N_0, N_+, N_- = 0}^\infty \delta(N_+ - N_-) \frac{(\lambda_0 z)^{N_0}}{N_0!} \frac{(\lambda_+ z)^{N_+}}{N_+!} \frac{(\lambda_- z)^{N_-}}{N_-!} \\ &= \exp(\lambda_0 z) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \exp[z(\lambda_+ \exp[i\phi] + \lambda_- \exp[-i\phi])] \end{aligned}$$

gdzie δ - to symbol Kroneckera, który zapewnia, że $Q = N_+ - N_- = 0$ nie tylko dla liczb średnich, ale i dla każdej konfiguracji mikroskopowej. Można to rozumieć jako cięcie, które wycina ze wszystkich możliwych konfiguracji tylko takie, które uwzględniają umowę $Q = N_+ - N_- = 0$. Takie podejście pozwala uwzględnić zachowanie pełnego izospinu systemu i zapisać sumę statystyczną dla trzeciego porównywanego systemu [20, A10]:

$$\begin{aligned} Z_{I=0} &= \int d\mu \sum_{N_0, N_+, N_- = 0}^\infty \frac{[\lambda_0 z D_{0,0}^1(\vec{\alpha})]^{N_0}}{N_0!} \frac{[\lambda_+ z D_{1,1}^1(\vec{\alpha})]^{N_+}}{N_+!} \frac{[\lambda_- z D_{-1,-1}^1(\vec{\alpha})]^{N_-}}{N_-!}, \\ Z_{I=0} &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 dx \exp\left[\lambda_0 z x + z \frac{1+x}{2} (\lambda_+ \exp[i\phi] + \lambda_- \exp[-i\phi])\right], \end{aligned}$$

gdzie przypadek $I = 0$ jest wybrany dla porównania z przypadkiem $Q = 0$. Średnia krotność i wyższe momenty fluktuacji mogą być obliczone jako pochodna Z ,

$$\langle N \rangle = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=1}, \quad \langle N^2 \rangle = \frac{1}{Z} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\lambda \frac{\partial Z}{\partial \lambda} \right) \Big|_{\lambda=1}.$$

Z obliczeń bezpośrednich wynika, że

$$\langle N \rangle_{GCE} = z, \quad \langle N \rangle_{Q=0} \sim \langle N \rangle_{I=0} \sim z \sim V,$$

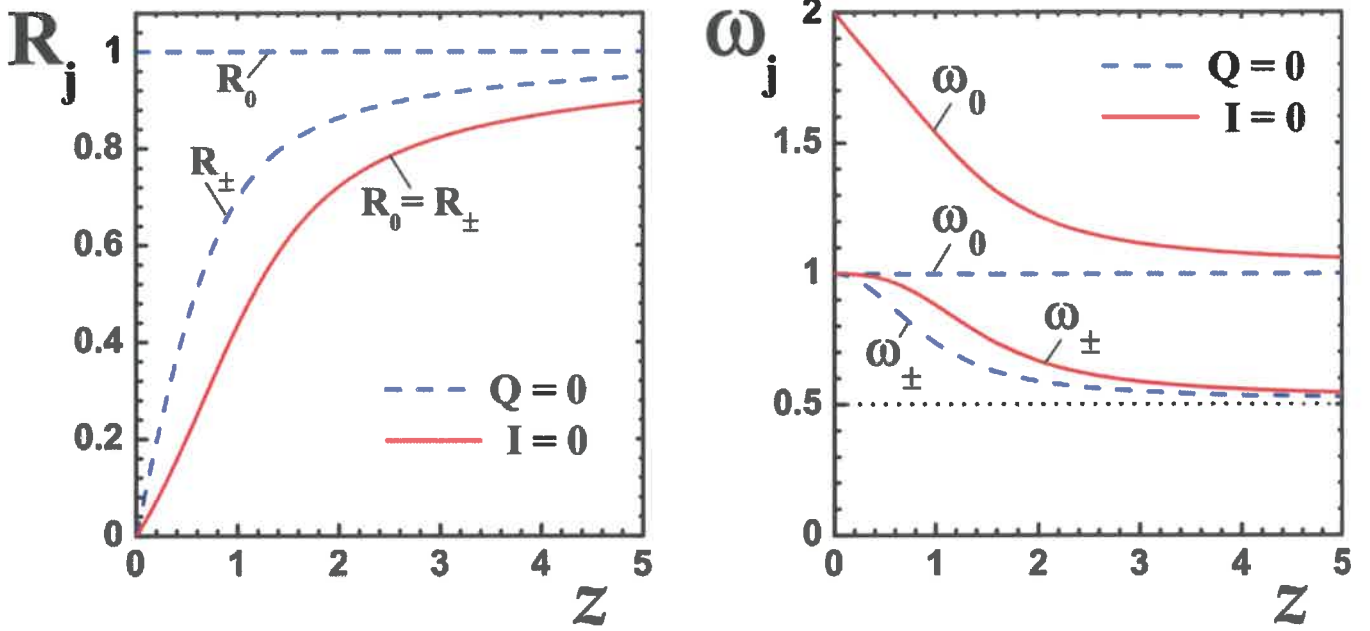
i wariancja

$$\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \sim \langle N \rangle \sim V.$$

Zatem, aby pozbyć się zależności od objętości V , rozważono stosunki (ratios) R_j i wariancję normowaną ω_j

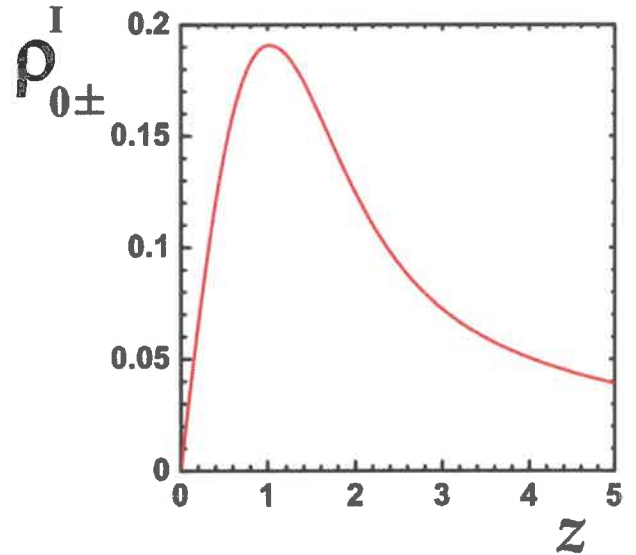
$$R_j = \frac{\langle N_j \rangle}{\langle N_j \rangle_{GCE}}, \quad \omega_j = \frac{\langle N_j^2 \rangle - \langle N_j \rangle^2}{\langle N_j \rangle}. \quad (4)$$

Wyniki zostały przedstawione na Rys. 5. Rysunek pokazuje, że dla średnich krotności zespoły



Rys. 5. (lewy) Stosunek liczby cząstek neutralnych lub naładowanych do odpowiedniej wartości w GCE. (prawy) Skalowana wariancja cząstek neutralnych lub naładowanych w GCE z $\langle Q \rangle = 0$ ($R_j = 1$, $\omega_j = 1$), w CE z $Q = 0$ i w zespole statystycznym z $I = 0$. Rysunki pochodzą z pracy [A10].

są ekwiwalentne, bo $R_j \rightarrow 1$ dla $z \rightarrow \infty$, czyli w granicy termodynamicznej $V \rightarrow \infty$. Ekwiwalentność termodynamiczna jest osiągana bardzo szybko. Mianowicie, zespoły są ekwiwalentne dla około 10 cząstek, co jest dużo mniejsze od na przykład liczby Avogadro. Fluktuacje obliczone za pomocą ω nie są jednak ekwiwalentne i ta nie ekwiwalentność jest osiągana jeszcze szybciej niż dla średnich krotności⁴. System $Q = 0$ został rozważony w [21], ale system $I = 0$ przeanalizowano dopiero w [A10]. Na Rys. 5 widać, że zachowanie izospinu $I = 0$, w odróżnieniu od zachowania ładunku $Q = 0$, powoduje jednakowe tłumienie neutralnych i naładowanych pionów. Tłumienie jest większe dla R_j i mniejsze dla ω , ale ω_0 jest nawet zwiększona dla $I = 0$. Dzieje się tak, ponieważ nieparzyste ilości N_{\pm} są tłumione dla małych systemów z $I = 0$, więc cząstki pojawiają się od razu parami lub energia systemu jest skierowana na tworzenie cząstek neutralnych. Nowym elementem w [A10] jest również korelacja pomiędzy neutralnymi i naładowanymi cząstkami ponieważ



$$\rho_{0,\pm}^{I=0} \equiv \frac{\langle N_0 N_{\pm} \rangle - \langle N_0 \rangle \langle N_{\pm} \rangle}{\sqrt{\omega_0 \omega_{\pm} \langle N_0 \rangle \langle N_{\pm} \rangle}} > 0,$$

$$\rho_{0,\pm}^{GCE} = \rho_{0,\pm}^{Q=0} = 0.$$

Rys. 6. Korelacja między cząstkami neutralnymi a naładowanymi przy zachowaniu izospinu systemu $I = 0$. Rysunek pochodzi z pracy [A10].

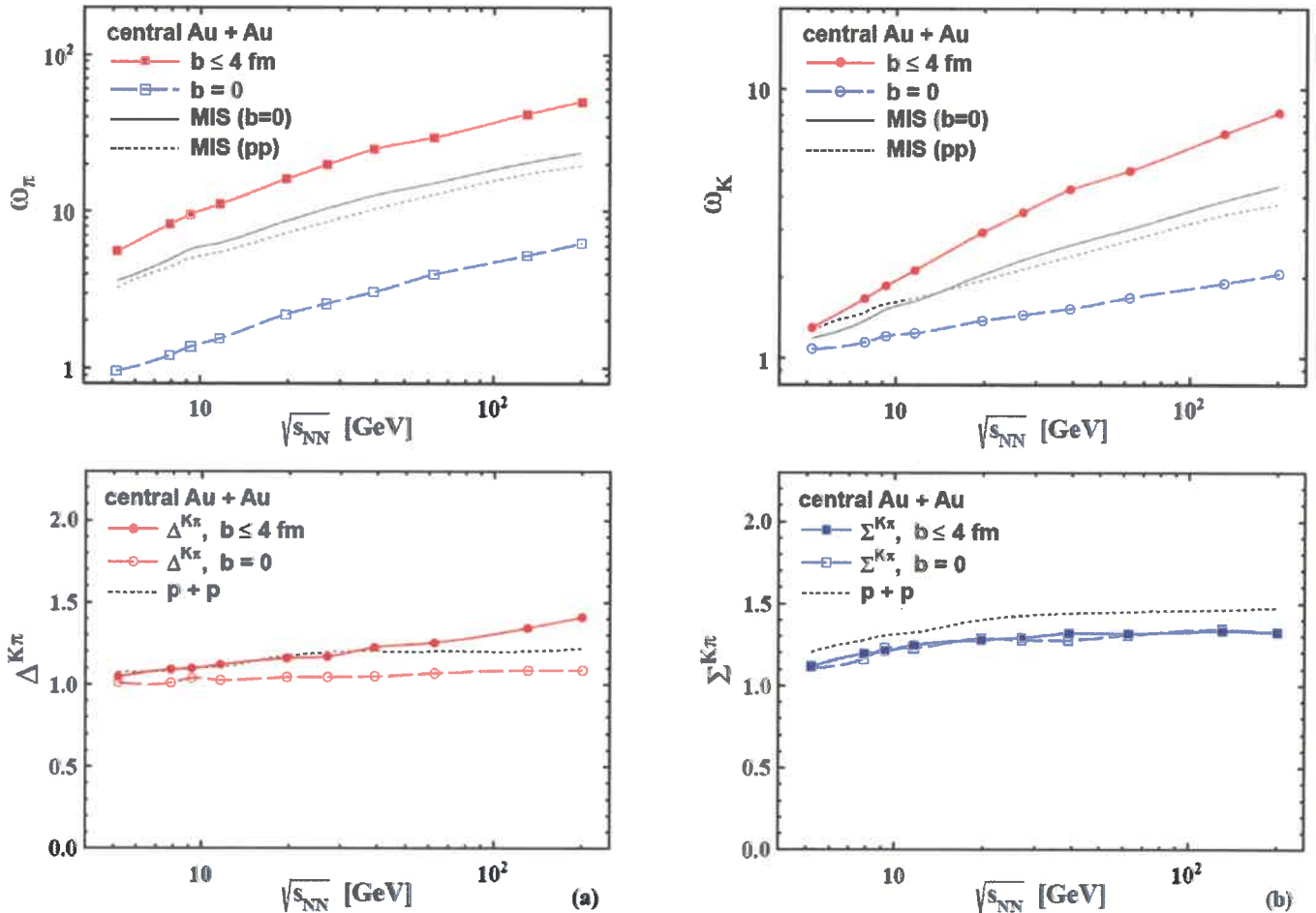
Powyższe rozważenia zakładają, że objętość systemu jest dobrze określoną wartością, która jest możliwa do zmierzenia. Jednak nie jest tak w przypadku zderzeń relatywistycznych,

⁴ Podobny wynik dla $\omega_{Q=0}$ uzyskano w pracy doktorskiej aplikanta [21] i został wspomniany, dlatego że oprócz stosunku do podstaw fizyki statystycznej, jest dość słabo znany poza społecznością ekspertów z dziedziny fluktuacji w systemach relatywistycznych.

ponieważ za pomocą obecnie istniejących metod można zmierzyć tylko pędy, ale nie położenie cząstek w momencie wymrożenia systemu. Jednym z rozwiązań tego problemu jest stosowanie pewnych obserwabli, które zmniejszają wpływ fluktuacji objętości systemu na wyniki pomiarów. Takie obserwabli nazywa się silnie intensywnymi (ang. strongly intensive), przez analogię do obserwabli intensywnych, takich jak gęstość, ciśnienie itp. Na przykład stosunek krotności różnych cząstek wyprodukowanych w tej samej objętości, $\langle N_i \rangle / \langle N_j \rangle$, skalowana wariancja ω_i , współczynnik korelacji ρ_{ij} są to wartości intensywne. Przykładem bardzo intensywnych obserwabli to zmienne Δ^{ij} i Σ^{ij} [22]:

$$\Delta^{ij} = \frac{\langle N_i \rangle \omega_j - \langle N_j \rangle \omega_i}{\langle N_i \rangle + \langle N_j \rangle}, \quad \Sigma^{ij} = \frac{\langle N_i \rangle \omega_j + \langle N_j \rangle \omega_i - (\langle N_i N_j \rangle - \langle N_i \rangle \langle N_j \rangle)}{\langle N_i \rangle + \langle N_j \rangle}.$$

W pracy [A8] zmienne Δ^{ij} i Σ^{ij} zbadano w modelach UrQMD [23, 24], HSD [25, 26] i porównano z danymi zespołu NA49 i STAR dla mezonów π i mezonów K. Otrzymano wyniki dla energii zderzenia na jedną zderzającą się cząstkę $\sqrt{s_{NN}}$ od 6.3 GeV do 200 GeV, patrz Rys. 7. Na Rys. 7 $b \leq 4 \text{ fm}$ oznacza, że uwzględniono fluktuacje w zderzeniach złoto-złoto, które mają parametr zderzenia b (pokrywają się o pewną wartość) 4 fm, co w przybliżeniu odpowiada 10% zderzeń najbardziej centralnych. Ustalenie $b = 0$ (pokrywają się kompletnie) jest możliwe tylko w modelu, a różnica linii dla $b = 0$ i $b \leq 4 \text{ fm}$ wskazuje na efekty fluktuacji objętości. Skrót MIS oznacza model niezależnych źródeł, w którym jako źródło uwzględniono fluktuacje w modelu HSD z $b = 0$ lub eksperymentalnie zmierzone fluktuacje w zderzeniach proton-proton. Analiza ta pokazała, że większość zależności ω_i od energii jest spowodowana fluktuacjami objętości. Jednak zmienne Δ^{ij} i Σ^{ij} pozwalają usunąć te fluktuacje objętości.



Rys. 7. Skalowana wariancja ω dla mezonów π i mezonów K oraz zmienne silnie intensywne w zależności od energii zderzenia dla różnych sposobów wyboru centralności zderzenia, patrz tekst i [A8].

W pracy [A4] zbadano wpływ rozpadu rezonansów na zmienne Δ^{ij} i Σ^{ij} w modelu HRG z wykorzystaniem zespołu kanonicznego (CE), który uwzględnia zachowanie ładunków systemu w każdym mikro-stanie, jak również w zespole wielkim kanonicznym (GCE), który uwzględnia zachowanie ładunków tylko dla wartości średnich. W modelu UrQMD pokazano efekty dla systemu o skończonym rozmiarze, wyboru centralności i skończonej eksperymentalnej akceptancji w zderzeniach jądro-jądro.

Pokazano, że zmienna Δ^{ij} pozwala ocenić ilość rezonansów R , które rozpadają się na dwie jednakowe cząstki, na przykład na dwie dodatnio naładowane cząstki N_+ :

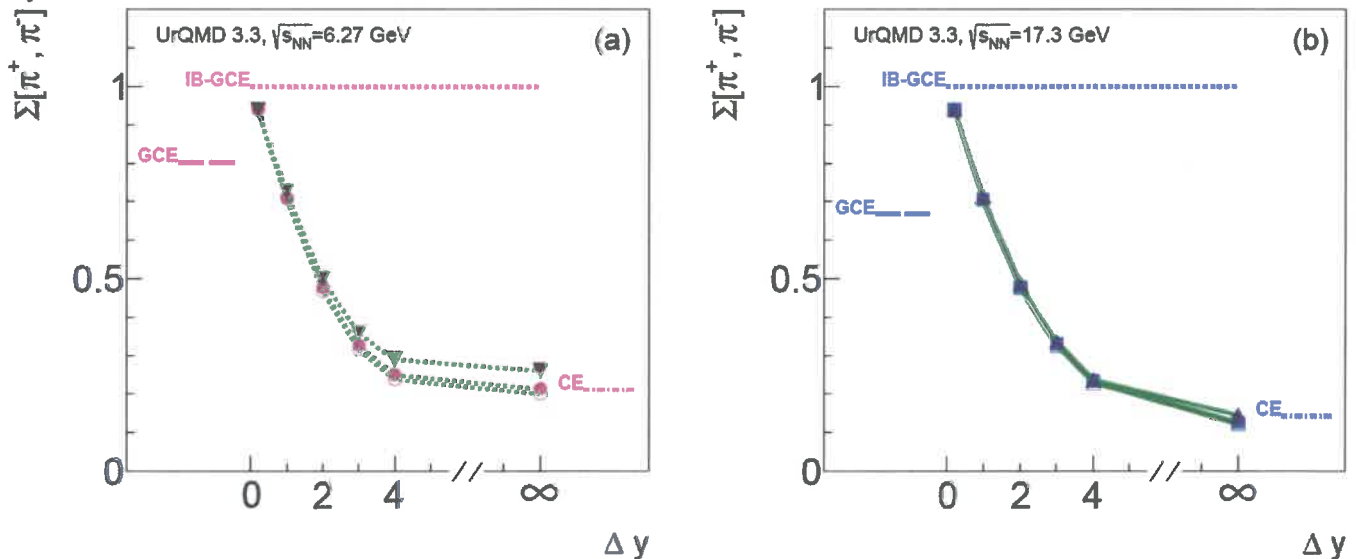
$$\frac{R_{++}}{\langle N_+ \rangle} \simeq \frac{\langle N_+ \rangle - \langle N_- \rangle}{2\langle N_- \rangle} (1 - \Delta[N_+, N_-]),$$

gdzie $\Delta[N_+, N_-]$ to inny zapis dla Δ^{ij} z $i = N_+$, $j = N_-$. Zmienna Σ^{ij} pozwala ocenić ilość rezonansów, które rozpadają się na dwie różne cząstki, na przykład na dodatnio i ujemnie naładowany mezon pi, $R_{\pi^+\pi^-}$,

$$\frac{R_{\pi^+\pi^-}}{\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle} \simeq \frac{1 - \Sigma[\pi^+, \pi^-]}{2},$$

gdzie $\Sigma[\pi^+, \pi^-]$ to inny zapis dla Σ^{ij} z $i = \pi^+$, $j = \pi^-$.

Taka możliwość może być korzystna do zweryfikowania różnych modeli teoretycznych. Na przykład mezon ρ rozpada się na mezony π^+ , π^- i jest czuły na zmiany temperatury wymrożenia w HRG. Porównanie rezultatów otrzymanych w HRG i w UrQMD jest pokazane na Rys. 8.



Rys. 8. Zależność $\Sigma[\pi^+, \pi^-]$ od szerokości okna pośpieszności Δy . Pełne koła i kwadraty – 5% najbardziej centralnych zderzeń ołów-ołów (Pb+Pb). Otwarte koła i kwadraty – zderzenia centralne z parametrem zderzenia (impact parameter) $b = 0$. Trójkąty – zderzenia proton-proton. Linie – rezultaty obliczeń w HRG w GCE i CE. IB-GCE oznacza doskonały gaz Boltzmanna, czyli rozkład Poissona dla wszystkich fluktuacji. Rysunki pochodzą z pracy [A4].

Na Rys. 8 można zobaczyć, że zmienna $\Sigma[\pi^+, \pi^-]$ jest prawie niezależna od centralności, ale dużo zmienia się wraz ze zmianą okna pośpieszności Δy . W granicy nieskończenie małego okna wartość $\Sigma[\pi^+, \pi^-]$ jest podobna do tej, którą daje rozkład Poissona. Jest to zgodne z intuicją, ponieważ $\Delta y \rightarrow 0$ oznacza, że wydzielamy z całego systemu mały podsystem, w którym jest zachowany średni ładunek, a cząstki są niezależne. W przypadku $\Delta y \rightarrow \infty$ UrQMD daje wyniki bliskie do HRG w CE. To znaczy że UrQMD dla wielkiego okna pośpieszności Δy zachowuje ładunek całego systemu dla każdego mikro stanu jak i CE.

4.3.3. Potęgowe spektrum w układzie mikro-kanonicznym z fluktuacjami objętości

Rozkłady (spektra) cząstek $F(p)$, których w przybliżeniu pęd jest większy od masy cząstki, maleją wykładniczo z p^5 ,

$$F(p) \sim \frac{dN}{p^2 dp} \sim \exp\left(-\frac{p}{T}\right), \quad p > m. \quad (5)$$

Parametr T jest nazywany odwrotnym parametrem nachylenia (inverse slope parameter) rozkładu i może być identyfikowany z temperaturą systemu. Wykładniczy spadek (5) zmienia się na potęgowy dla pędów cząstek dużo większych od masy,

$$\frac{dN}{p^2 dp} \sim p^n, \quad p \gg m. \quad (6)$$

Modele statystyczne w GCE i CE produkują spektrum wykładnicze [A14],

$$F(p) \equiv \frac{1}{\bar{N}} \frac{dN}{p^2 dp} = \frac{V}{2\pi^2 \bar{N}} \exp\left(-\frac{p}{T}\right) = \frac{1}{2T^3} \exp\left(-\frac{p}{T}\right), \quad (7)$$

więc *nie mogą* opisać potęgowej części rozkładu (6). To prowadzi do sprzeczności, ponieważ całkowanie rozkładu $\frac{dN}{p^2 dp}$ po $d\vec{p}$ daje ilość cząstek \bar{N} z definicji, a ilości cząstek *mogą* być opisane w modelu statystycznym. Taka sprzeczność jest numerycznie mała, ponieważ wykładnicza część rozkładu (5) daje większy przyczynek do \bar{N} . Rozwiązanie tej sprzeczności znaleziono w [A11] i [A14] za pomocą wprowadzenia fluktuacji objętości do modelu statystycznego, który uwzględnia zachowanie energii w każdym mikro stanie systemu. Ten nowy zespół statystyczny został nazwany mikro-kanonicznym (MCE) ze skalowanymi fluktuacjami objętości (MCE/sVF).

W najprostszym wypadku bez masowych nienaładowanych cząstek w MCE suma statystyczna ma następującą postać [27]:

$$\Omega_N(E, V) = \frac{1}{N!} \left(\frac{gV}{2\pi^2}\right)^N \int_0^\infty p_1^2 dp_1 \dots \int_0^\infty p_N^2 dp_N \delta\left(E - \sum_{i=1}^N p_i\right) = \left(\frac{gV}{\pi^2}\right)^N \frac{E^{3N-1}}{(3N-1)!N!}$$

Rozkład w MCE można uzyskać z sumy statystycznej MCE, pomijając całkowanie po pędzie jednej z cząstek [A11]

$$F(p) = \frac{\sum_{N=1}^\infty \Omega_N(E-p, V)}{\sum_{N=0}^\infty \Omega_N(E, V)} \sim \exp\left(-\frac{p}{T}\right), \quad (8)$$

Suma statystyczna dla zespołu bez masowych neutralnych i naładowanych cząstek z $N_+ = N_-$ i $\bar{N}_0 = \bar{N}_\pm = \bar{N}$ została otrzymana w [28] i [29]

$$\Omega_{N_0, N_-}(E, V) = \frac{1}{N_0!} \frac{1}{(N_-)!^2} \left(\frac{V}{\pi^2}\right)^{N_0+2N_-} \frac{E^{3N_0+6N_- - 1}}{\Gamma(3N_0 + 6N_-)},$$

gdzie założono, że $g_0 = g_\pm = 1$. Odpowiedni rozkład prawdopodobieństwa jest równy

$$P_{MCE}(N_0, N_-) = \frac{\Omega_{N_0, N_-}(E, V)}{\sum_{N_0, N_-} \Omega_{N_0, N_-}(E, V)}$$

⁵ Zakładamy symetrię sferyczną jak w gazie hadronowym.

Skalowane fluktuacje objętości zostały wprowadzone w [A11, A14] w dwóch krokach. Najpierw założono, że odchylenie ilości cząstek od średniego jest wyłącznie rezultatem zmiany objętości, co daje

$$\langle N \rangle_{MCE} = \bar{N} y, \quad \text{gdzie } y = (V/\bar{V})^{1/4}.$$

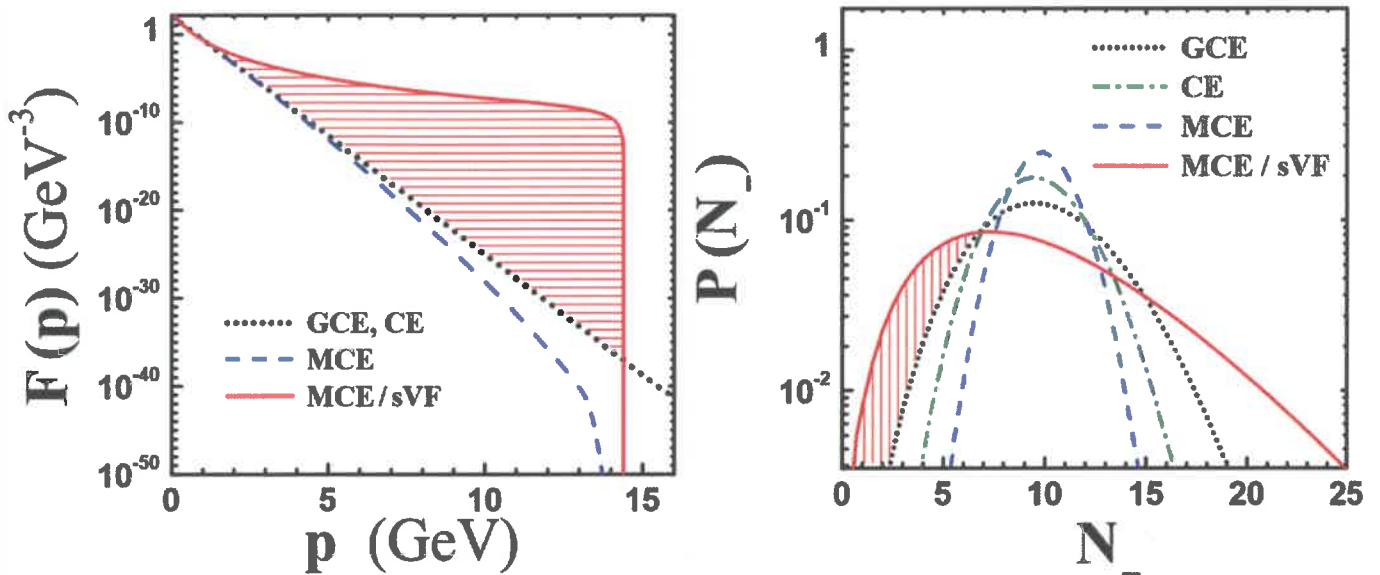
Fluktuacje objętości były wybrane jako całkowita postać unormowanej funkcji Gamma Eulera

$$\psi(y) = \frac{k^k}{(k-1)} y^{k-1} \exp(-k y), \quad (9)$$

ponieważ funkcja (9) z $k=4$ opisuje fluktuacje ilości cząstek tworzonych w zderzeniach p+p [30, 31]. Ostatecznie rozkład prawdopodobieństwa w MCE/sVF jest równy

$$P_{MCE/sVF}(N_0, N_-) = \int_0^\infty dy P_{mce}(N_0, N_-) \psi(y). \quad (10)$$

Wykorzystując (10) analogicznie do (8) otrzymano rozkład cząstek $F(p)$ w MCE/sVF. Otrzymany rozkład jest zgodny z GCE i CE na dużym zakresie pędów, ale jest tłumiony przez zasadę zachowania energii blisko progu, który jest dany przez całkowitą energię systemu, patrz Rys. 9. Rozkład w MCE/sVF jest wykładniczy przy małych pędach i potęgowy przy dużych pędach. Poszukiwane zachowanie wynika z tego, że zasady zachowania energii i fluktuacji objętości prowadzą do dużych gęstości energii w małych systemach, dla których $N \ll \bar{N}$. To znaczy, że ta sama ilość energii jest rozdzielona przez mniejszą ilość cząstek, więc cząstki te mają większy pęd. Jest to zilustrowane przez obszar zacieniony na Rys. 9.



Rys. 9. (a) Rozkład pędu w przykładowym systemie cząstek bezmasowych, które mogą mieć ładunek -1, 0, 1. Średnia ilość cząstek wybrana jako $\bar{N}_- = \bar{N}_0 = \bar{N}_+ = 10$ we wszystkich zespołach statystycznych. Temperatura systemu $T = 160$ MeV, co daje energię systemu $E = 3 * 3\bar{N}T = 14.4\text{GeV}$. (b) Rozkład prawdopodobieństwa znalezienia cząstek w rozpatrywanych zespołach statystycznych. Rysunki pochodzą z prac [A11, A14].

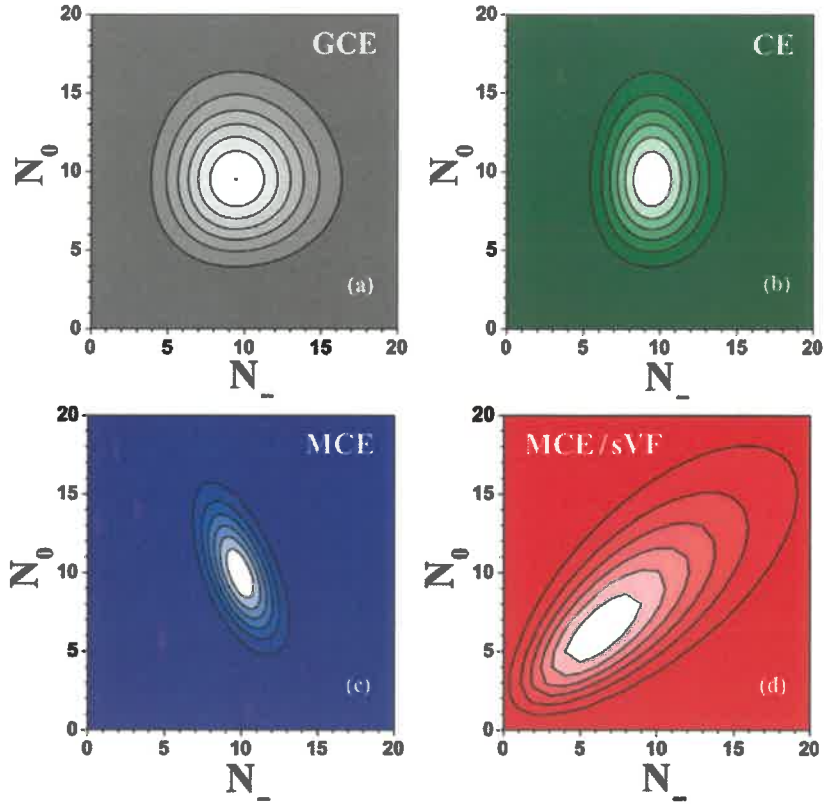
Ponadto, udało się pokazać, że fluktuacje objętości odpowiadają fluktuacjom temperatury w MCE/sVF, i otrzymać analityczny wzór dla rozkładu pędu w MCE/sVF [A11, A14],

$$F_{MCE/sVF}(p) = \frac{k^k (k+3)!}{2(k-1)!} \bar{T}^{k+1} (p + \bar{T}k)^{-k-4} \sim p^{-k-4}.$$

Fluktuacje w wyżej wymienionych zespołach są pokazane na Rys. 10. Fluktuacje w GCE są bliskie rozkładowi Gaussa. Zachowanie ładunku, $N_+ - N_- = 0$, tłumi rozkład $P_{CE}(N_-)$ i nie ma wpływu na $P_{CE}(N_0)$. Zachowanie energii powoduje anty-korelacje między N_- a N_0 w MCE. Fluktuacje objętości w MCE/sVF (9) wnoszą większe korelacje między N_- a N_0 niż anty-korelacje z powodu zachowania energii w MCE/sVF.

Udało się również otrzymać wzór analityczny, który wiąże fluktuacje w MCE i w MCE/sVF [A11]

$$\omega_{MCE/sVF} \cong \frac{1}{k} \bar{N} + \omega_{MCE}$$



Rys. 10. Rozkład prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w różnych zespołach statystycznych. Rysunki są z [A11, A14].

4.3.4. Kondensacja Bosego-Einsteina w reakcjach relatywistycznych

Mezony π (piony) są najlżejszymi hadronami. Z tego powodu piony są najczęściej produkowanymi hadronami w reakcjach o wysokiej energii. Piony są bozonami, więc ilość pionów pochodzących bezpośrednio z systemu o temperaturze T może być obliczona w modelu HRG z rozkładu Bosego-Einsteina:

$$f = \frac{1}{\Upsilon_\pi^{-1} \exp(\sqrt{p^2 + m_\pi^2}/T) - 1}$$

gdzie $m_\pi \simeq 140$ MeV – masa, p – pęd pionu, Υ_π – lotność (fugacity), która dla pionu zawiera tylko elektryczny potencjał chemiczny μ_Q i parametr nierównowagi γ_q dla kwarków lekkich [32] podniesiony do kwadratu, ponieważ pion składa się z dwóch kwarków lekkich

$$\Upsilon_\pi = \gamma_q^2 \exp\left(\frac{\mu_Q}{T}\right). \quad (11)$$

Parametr γ_q jest analogiczny do parametru γ_b z rozdziału 4.3.1. Wzór (11) może być zapisany przez nierównoważny potencjał chemiczny pionu μ_π

$$\Upsilon_\pi = \exp\left(\frac{\mu_\pi + \mu_Q}{T}\right), \quad \text{gdzie} \quad \mu_\pi = 2 \ln \gamma_q.$$

Kondensacja Bosego-Einsteina będzie zachodzić w przypadku gdy $\mu_\pi \sim m_\pi$. Gdyby udało się to osiągnąć, byłby to pierwszy przykład wysokotemperaturowej kondensacji Bosego-Einsteina (BEC). Temperatura BEC w gazie pionów $T_C(\pi)$ w porównaniu do temperatur osiągalnych w ultra-zimnych gazach atomowych $T_C(A)$ jest około 10^{12} razy większa [A13],

$$\frac{T_C(\pi)}{T_C(A)} \cong \frac{m_A}{m_\pi} \left(\frac{r_A}{r_\pi} \right)^2 \cong \frac{m_A}{m_\pi} 10^{10} \sim 10^{12},$$

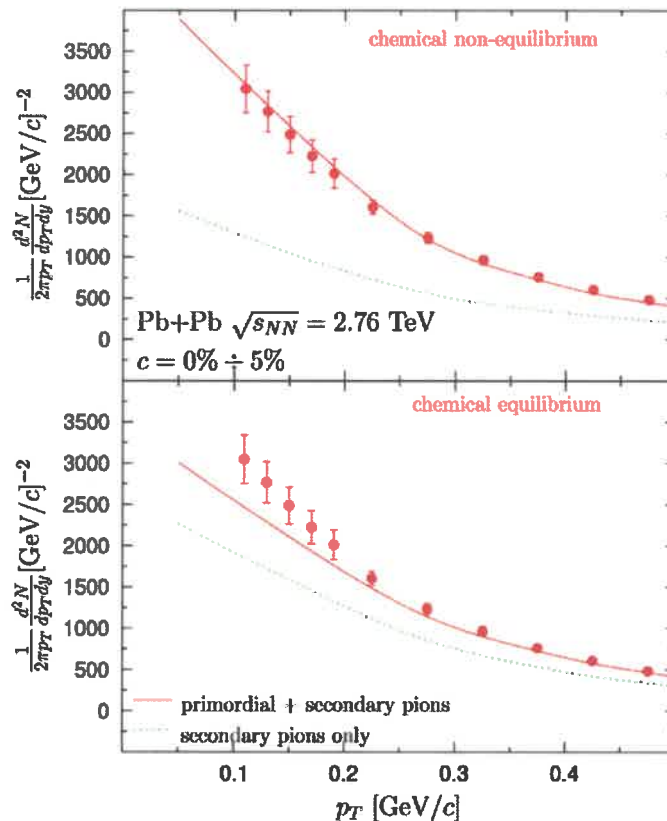
gdzie m_A to jest masa atomu. Niezerowy μ_π pojawia się w przypadku wybrania systemów ze średnim znaczeniem ilości pionów, które jest dużo większe lub mniejsze od średniego

$$\mu_\pi > 0 \text{ dla } N_\pi \gg \bar{N}_\pi \quad \text{ i } \quad \mu_\pi < 0 \text{ dla } N_\pi \ll \bar{N}_\pi$$

Taką sytuację można uzyskać stosując odpowiednie cięcie. Również $\mu_\pi > 0$ może wynikać z powodu szybkiego chłodzenia systemu spowodowanego jego rozszerzeniem [33, 34].

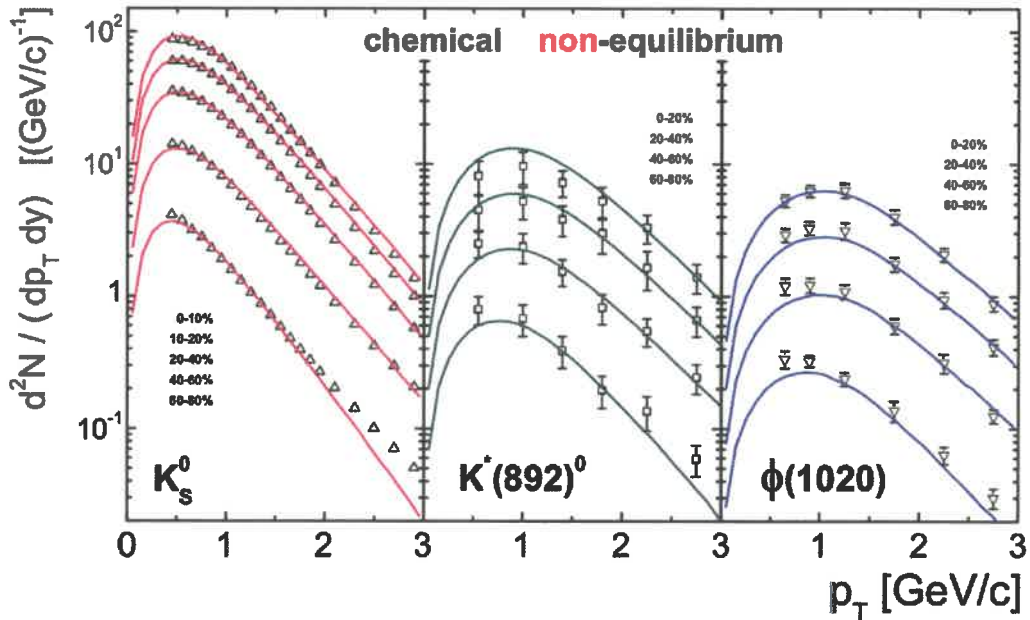
Gazy atomowe można gromadzić w dużych ilościach w pułapkach elektromagnetycznych. Niestety gaz pionów może być wytworzony w bardzo ograniczonych ilościach i nie jest on w spoczynku, lecz porusza się razem z fragmentami zderzanego systemu. Dlatego w pracy [A13] zbadano efekty ograniczonej ilości cząstek (objętości V). Otrzymano diagram fazowy w gazie pionów - zależność temperatury od gęstości $T(\rho, V)$, pojemność cieplną przy stałej objętości $c_V(T)$ dla różnych V , gęstość kondensatu pionów $\rho_C(T, V)$ i fluktuację ilości pionów w skończonych systemach. Okazało się, że wkład kondensatu dla $T > T_C$ wzrasta ze zmniejszeniem objętości. Jednak możliwości obserwowania kondensatu w małych systemach również zmniejszają się, ponieważ wielkość fluktuacji jest ograniczona skończoną objętością systemu.

Eksperymentalnie zmierzone rozkłady cząstek tworzonych na wielkim zderzaczach hadronów LHC wykazały niezgodność z przewidywaniami modeli hydrodynamicznych, które bardzo dobrze opisywały dane eksperymentów przy niższych energiach. Najbardziej niezgodne były rozkłady protonów i pionów („proton puzzle”). Z czasem, udało się opisać tłumienie protonów przez anihilacje z antyprotonami w czasie wydłużonej ewolucji systemu na LHC. Jednak „proton puzzle” i anomalne zwiększenie ilości pionów przy małych pędach poprzecznych ($p_T < 300$ MeV) jednocześnie zostały opisane tylko w modelu, który uwzględnia kondensat pionów lub oddzielny potencjał chemiczny dla pionów, patrz [A5, A6] i cytowania tamże.



Rys. 11. Porównanie danych eksperymentalnych z obliczeniami w równoważnym i nierównoważnym modelu hadronizacji [A6].

Model wykorzystany w pracy [A6] pozwala również opisać ilości i rozkłady innych cząstek, z których najbardziej zaskakująca jest możliwość opisu p_T rozkładów cząstek ϕ i K^* [A5]. Jest to zaskakujące, ponieważ cząstka ϕ jest długożyjąca, a K^* jest rezonansem, który rozpada się nawet w czasie życia systemu. Cząstki te powinny zatem w różny sposób reagować na długą ewolucję systemu na LHC. Jednak w [A5] ϕ i K^* są opisane tym samym zestawem parametrów, który był ustalony poprzez dopasowanie hiper-powierzchni do rozkładu pionów i mezonów K [A5, A6] w modelu THERMINATOR [35, 36].



Rys. 12. Porównanie danych eksperymentalnych z obliczeniami w nierównoważnym modelu hadronizacji [A5].

Taki sukces stał się powodem rozważenia ilości pionów w kondensacie przy LHC [A3, A1]. Wymagało to uwzględnienia zerowego poziomu energii (pędu) w modelach hydrodynamicznych. W trójwymiarowym sferycznie symetrycznym systemie w spoczynku średnia ilość cząstek na poziomie zerowej energii ma kształt

$$\langle n_0 \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{m_\pi - \mu_\pi}{T}\right) - 1},$$

i jest zwykle zaniedbana przy zamianie kwantowo-mechanicznej sumy po poziomach energii na całkę po pędach

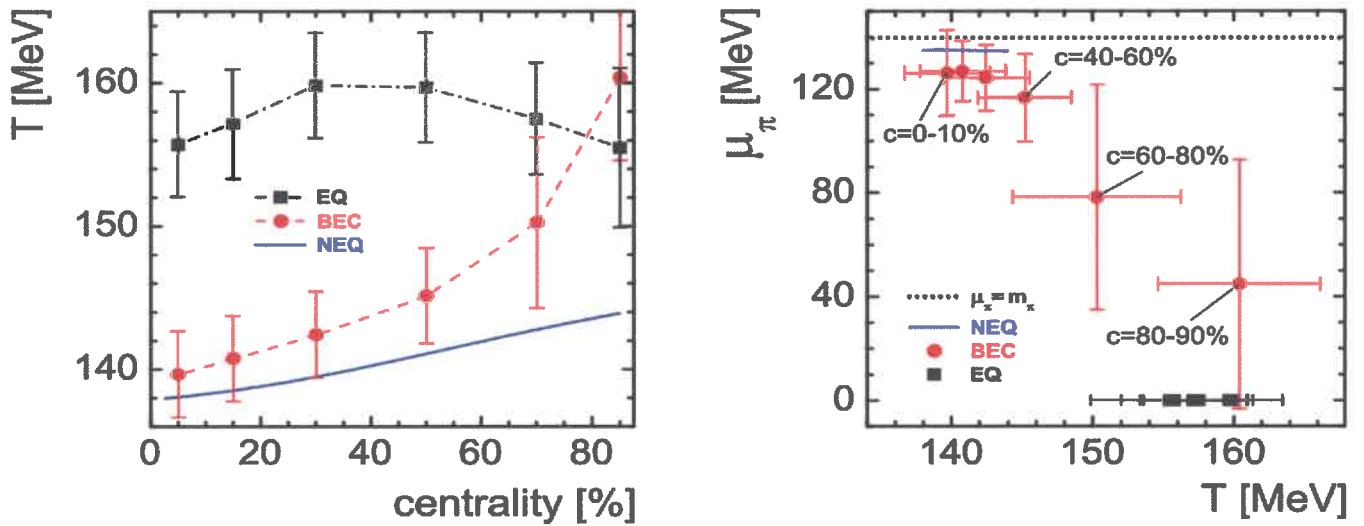
$$\sum_p \rightarrow V \int d^3p. \quad (12)$$

Jednak suma w (12) musi być zachowana, gdy potencjał chemiczny zbliża się do masy, $\mu_\pi \rightarrow m_\pi$, ponieważ na zerowym poziomie $p = 0$ gromadzi się taka ilość cząstek, która jest współmierna z ilością cząstek na wszystkich innych poziomach energii reprezentowanych przez całkę po d^3p . Trzeba więc zachować przynajmniej poziom $p = 0$, a resztę sumy w (12) zamieniać na całkę po pędach. W pracy [A13] zostało pokazane, że ilość cząstek na zaniedbanych poziomach energii jest proporcjonalna do $V^{1/3}$, a na poziomie $p = 0$ do V , jak suma w (12). Wtedy dla $V \rightarrow \infty$ pełną ilość cząstek przy $\mu_\pi \rightarrow m_\pi$ można aproksymować następującym wzorem

$$\langle N \rangle \simeq \frac{1}{\exp\left(\frac{m_\pi - \mu_\pi}{T}\right) - 1} + V \int_0^\infty \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{p^2 + m_\pi^2} - \mu_\pi}{T}\right) - 1}. \quad (13)$$

Wyrażenie (13) pozwala otrzymać zależność μ_π i T z dopasowania krotności cząstek na

jednostkę pośpieszności dN/dy mierzonych na LHC. W momencie publikacji pracy [A3] były zmierzone krotności π^\pm , p , \bar{p} , K^\pm , K_S^0 , Λ , ϕ , Ξ^\pm , Ω^\pm , co daje 13 punktów eksperymentalnych. Minimalna ilość parametrów gazu hadronowego dla opisu systemu, jaki powstaje w Pb+Pb reakcjach na LHC, to dwa – temperatura T i objętość na jednostkę pośpieszności y , czyli $\mathcal{V} = dV/dy$, ponieważ w zderzeniach Pb+Pb na LHC potencjały chemiczne, które są związane z zachowaniem ładunku elektrycznego, barionowego i dziwności są bliskie zera, $\mu_Q \simeq \mu_B \simeq \mu_S \simeq 0$, jak również parametr nierównowagi dziwności $\gamma_S \simeq 0$. Dlatego dodanie jeszcze jednego parametru - μ_π - zmniejsza ilość stopni swobody z 13-2=11 tylko do 13-3=10. Dopasowanie T , \mathcal{V} , μ_π do danych eksperymentalnych [A1, A3, A5, A6] daje następujące wyniki, patrz. Rys. 13.



Rys. 13. Temperatura i nierównoważny potencjał chemiczny pionów $\mu_\pi = 2T \ln \gamma_q$ w reakcjach Pb + Pb przy energii 2,76 TeV [A1, A3, A5, A6].

Na Rys. 13 zostały pokazane wyniki dopasowania krotności cząstek zmierzonych przez zespół ALICE na zderzacz LHC w trzech wariantach modelu gazu hadronowego:

- EQ – w stanie równowagi (equilibrium), w którym parametry to T i \mathcal{V} ,
- NEQ – nie jest w stanie równowagi (non-equilibrium), w którym parametry to T , \mathcal{V} i μ_π ,
- BEC – nie jest w stanie równowagi, zawiera możliwość kondensacji Bosego-Einsteina na poziomie $p = 0$, w którym parametry to również T , \mathcal{V} i μ_π .

Z rysunku 13 wynika, że BEC jest bardziej prawdopodobna w centralnych zderzeniach, co jest zgodne z intuicją, ponieważ system tworzony w zderzeniach centralnych jest większy.

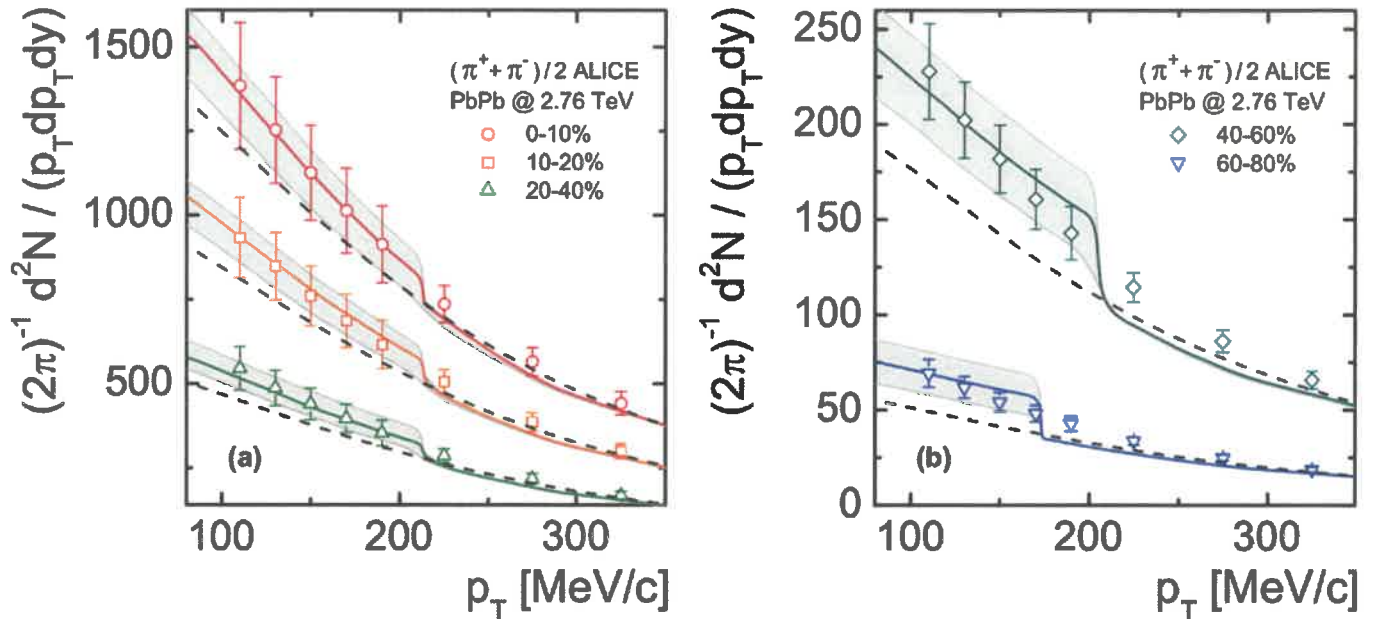
Uwzględnienie rozszerzenia systemu dla systemów cylindrycznie symetrycznych i niezmiennych się przy przekształceniach Lorentza, daje następujący wzór dla rozkładu cząstek w zależności od pośpieszności y , kąta azymutalnego ϕ i pędu poprzecznego p_T [A3]:

$$\left. \frac{dN}{dyd\phi p_T dp_T} \right|_{cond} = \frac{1}{\mathcal{V}} \frac{\tau_f^3}{m_\pi^2} \theta \left(r_{max} - p_T \frac{\tau_f}{m_\pi} \right) \langle n_0 \rangle, \quad (14)$$

gdzie θ - funkcja skokowa Heaviside'a; τ_f , r_{max} - czas początku wymrażania i maksymalny promień hiperpowierzchni wymrażania – parametry użytego modelu THERMINATOR. Równanie (14) wskazuje, że w użytym przybliżeniu ilość cząstek z kondensatu rozdziela się niezależnie od ϕ , y i równomiernie z p_T na obszarze

$$0 \leq p_T \leq p_T^{max} = m_\pi \frac{r_{max}}{\tau_f}. \quad (15)$$

Porównanie z danymi eksperymentalnymi pokazuje, że obecne dane dopuszczają istnienie do 5% pionów w kondensacie patrz [A3], [A5] i Rys. 14.



Rys. 14. Porównanie danych eksperymentalnych z modelem HRG w stanie równowagi – EQ (linia przerywana) i z modelem HRG, który nie jest w stanie równowagi i zawiera kondensat - BEC (linia ciągła), patrz [A3].

Jak widać na Rys. 14, wpływ kondensatu jest dość słaby. Dużo większego sygnału można oczekiwać po obserwacji fluktuacji. W sferycznie symetrycznym gazie hadronowym, podobnie do (12), (13), uwzględnienie zerowego poziomu energii dla momentu fluktuacji rzędu k daje [A1]:

$$\sum_p \langle n_p \rangle^k \rightarrow \langle n_0 \rangle^k + \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty \langle n_p \rangle^k p^2 dp,$$

gdzie

$$\langle n_p \rangle^k = \frac{1}{\left\{ \exp \left[(\sqrt{p^2 + m^2} - \mu_\pi) / T \right] - 1 \right\}^k}.$$

Istnieje wiele możliwych obserwabli do opisu fluktuacji. Jedne z nich to normowana wariancja ω , normowana skośność $S\sigma$ i normowana kurtoza $\kappa\sigma^2$:

$$\omega = \frac{\sigma^2}{\langle N \rangle} = \frac{m_2}{\langle N \rangle}, \quad S\sigma = \frac{m_3}{m_2}, \quad \kappa\sigma^2 = \frac{m_4}{m_2} - 3m_2 \quad (16)$$

gdzie m_n to momenty centralne rozkładu prawdopodobieństwa $P(N)$

$$m_n = \langle (N - \langle N \rangle)^n \rangle = \sum_N (N - \langle N \rangle)^n P(N).$$

Obserwable (16) są wygodne, z tego powodu że są niezależne od objętości w gazie hadronowym. Rozkład $P(N)$ jest mierzony eksperymentalnie, a ω , $S\sigma$ i $\kappa\sigma^2$ mogą być obliczone według następujących wzorów [A1]:

$$\begin{aligned} \langle N \rangle &= \sum_p \langle n_p \rangle, \\ \omega &= \frac{\sum_p (\langle n_p \rangle + \langle n_p \rangle^2)}{\sum_p \langle n_p \rangle} = 1 + \frac{\sum_p \langle n_p \rangle^2}{\sum_p \langle n_p \rangle}, \\ S\sigma &= \frac{\sum_p (\langle n_p \rangle + 3\langle n_p \rangle^2 + 2\langle n_p \rangle^3)}{\sum_p (\langle n_p \rangle + \langle n_p \rangle^2)}, \end{aligned}$$

$$\kappa \cdot \sigma^2 = \frac{\sum_p (\langle n_p \rangle + 7\langle n_p \rangle^2 + 12\langle n_p \rangle^3 + 6\langle n_p \rangle^4)}{\sum_p (\langle n_p \rangle + \langle n_p \rangle^2)},$$

Można pokazać, że wraz ze zwiększeniem objętości fluktuacje na poziomie energii $p = 0$ zwiększają się i to zwiększenie jest większe dla wyższych rzędów fluktuacji [A1]:

$$\omega_0 \sim V^{1/3}, \quad S_0 \sigma_0 \sim \omega_0^2, \quad \kappa_0 \sigma_0^2 \sim \omega_0^4. \quad (17)$$

Rozpad rezonansów ma znacznie mniejszy wpływ, który nie zależy od objętości [A1]:

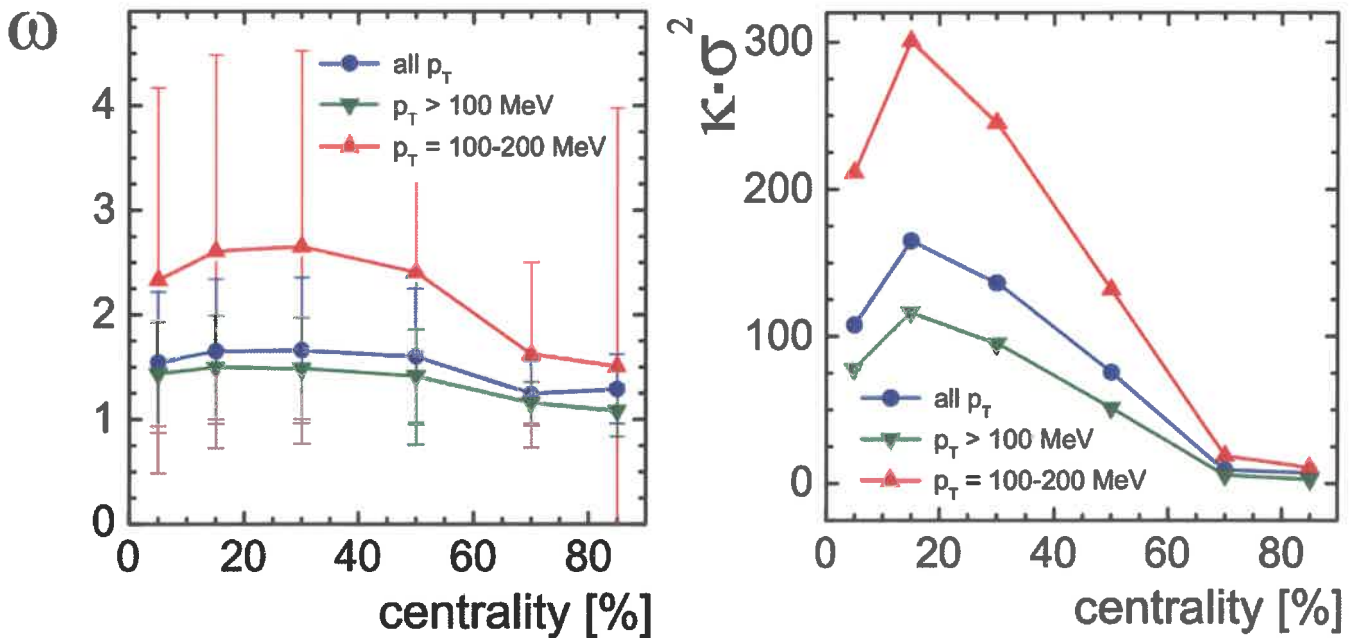
$$\omega_{res} \sim S_{res} \sigma_{res} \sim \omega_{res}^2 \sim \kappa_{res} \sigma_{res}^2 \sim 1.$$

Tak więc fluktuacje mogą być zastosowane do poszukiwania kondensacji pionów.

Jak wynika z równania (15) i Rys. 14 konieczne jest uwzględnienie ograniczonych możliwości mierzenia pionów przy małych pędach $p_T \sim 100$ MeV. Można wydzielić trzy przypadki:

- (i) wszystkie p_T - najprostsze do obliczenia, ale trudne do zmierzenia z powodów technicznych;
- (ii) $p_T > 100$ MeV - obecnie mierzone dane;
- (iii) $p_T = 100 - 200$ MeV - zawiera najwyższy odsetek pionów z poziomu $p = 0$.

Dla zastosowania cięć na p_T do fluktuacji wyższych momentów, otrzymano wzór, który można znaleźć w [A1], i odpowiednio zmodyfikowano model THERMINATOR. Rezultaty obliczeń dla ω i $\kappa \sigma^2$ pokazano na Rys. 15. Zależność fluktuacji dla $S\sigma$ jest bliżej ω niż do $\kappa \sigma^2$, zgodnie z (17). Największe fluktuacje są dla przypadku (iii) $p_T = 100 - 200$ MeV, a najmniejsze dla przypadku (ii) $p_T > 100$ MeV, co jest zgodne z intuicją. Fluktuacje zanikają przy zwiększeniu centralności, co odpowiada zmniejszeniu potencjału chemicznego μ_π , patrz Rys. 13, i zmniejszeniu p_T^{max} , patrz (15) i Rys. 14. Niepewności wynikają z powodu niepewności obliczenia μ_π , patrz Rys. 13. Dla $S\sigma$ i $\kappa \sigma^2$ niepewności spowodowane niepewnością obliczenia μ_π są większe od sygnału. To znaczy, że obecne dane dla dN/dy nie pozwalają przewidzieć wielkości fluktuacji spowodowanych BEC. Jednak wielkość możliwego sygnału dla $\kappa \sigma^2$ jest tak duża, patrz Rys. 15, że sugeruje możliwość eksperymentalnego sprawdzenia istnienia wysokotemperaturowej kondensacji Bosego-Einsteina na LHC.



Rys. 15. Przewidywanie fluktuacji liczby pionów w przypadku kondensacji mezonów π na LHC w zależności od centralności zderzenia i od cięcia na pęd poprzeczny mezonów π [A1].

4.3.5. Podsumowanie

W rozdziale 4.3.1. pokazano zastosowanie modelu HRG do opisu średnich ilości cząstek tworzonych w eksperymentach zespołów NA49, NA61/SHINE, HADES i innych, dla reakcji p+p, Au+Au i Pb+Pb w zakresie energii środka masy pary nukleonów $\sqrt{s_{NN}}=3.2-17.3$ GeV. Wykazano, że temperatury osiągalne w p+p i Pb+Pb są bardzo bliskie, patrz Rys. 1. Może to oznaczać, że skanowanie w funkcji energii wiązki i rozmiaru systemu, przeprowadzane przez NA61/SHINE dostarczy danych dotyczących systemów o różnych rozmiarach, ale o podobnej temperaturze.

Pokazano, że uwzględnienie niezerowego rozmiaru hadronów ma duży wpływ na wielkość i położenie maksimum gęstości barionowej. Założenie jednakowego rozmiaru barionów i mezonów nie wpływa na położenie punktu przejścia od układu zdefiniowanego przez dominowanie materii barionowej do układu z dominowaniem materii mezonowej wraz ze zmianą energii zderzenia. Jednak założenie mniejszego rozmiaru mezonów przesuwa ten punkt do mniejszych energii, patrz Rys. 2.

Rozpatrzono próbę włączenia modelu workowego do modelu HRG. Zbadano i zaklasyfikowano różne przypadki zachowania się średniej objętości worka z temperaturą po przejściu fazowym typu crossover. Pokazano, że możliwy jest crossover, dla którego rozmiar klastrów pozostaje stały lub nawet zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury, patrz Rys. 3.

Sparametryzowano równanie stanu QCD materii w modelu worka kwarkowo-gluonowego z masą i ciśnieniem worka, które zależą od temperatury. Analiza ta pokazała, że założenie istnienia tylko jednego worka kwarkowo-gluonowego, prowadzi do ujemnego ciśnienia w worku. Taki rezultat jest nieco kontrowersyjny, ponieważ oznacza, że worek powinien się rozszerzać. Może to wskazywać na zbyt uproszczone założenie istnienia tylko jednego worka, jednak taki opis jest prawdopodobnie jednym z najprostszych, który pozwala na otrzymanie prawidłowych przewidywań miary interakcji i kwadratu prędkości dźwięku, patrz Rys. 4.

W rozdziale 4.3.2. rozważono fluktuacje w HRG. Rozpatrzono analitycznie rozwiązywalny model – gaz mezonów π (pionów), dla którego uwzględniono zachowanie łącznego izospinu systemu w każdym mikro-stanie. Pokazano, że zachowanie izospinu $I = 0$, w odróżnieniu od zachowania ładunku $Q = 0$, powoduje jednakowe tłumienie neutralnych i naładowanych pionów. Fluktuacje są większe dla przypadku $I = 0$ i w tym przypadku również pojawia się korelacja między neutralnymi a naładowanymi cząstkami, patrz Rys. 5 i Rys. 6.

Przetestowano zmienne silnie intensywne, których właściwością ma być niezależność od objętości i od fluktuacji objętości systemu. Pokazano, że zmienne te rzeczywiście spełniają te warunki. Dodatkowo pokazano, że zmienne te pozwalają ocenić ilość rezonansów, które rozpadają się na dwie jednakowo lub dwie różnie naładowane cząstki. Pokazano, że dla małego okna pośpieszności model UrQMD daje wyniki podobne do modelu HRG w zespole wielkim kanonicznym (GCE), a dla wielkiego okna pośpieszności wyniki modelu UrQMD są podobne do HRG w zespole kanonicznym (CE), patrz Rys. 7 i Rys. 8.

W rozdziale 4.3.3 pokazano, że rozkład cząstek w zależności od pędu jest wykładniczy w klasycznych zespołach termodynamicznych – wielkim kanonicznym, kanonicznym i w mikro-kanonicznym (MCE) prawie do maksymalnego pędu w MCE, który odpowiada maksymalnej energii systemu. Otrzymano rozszerzenie modelu HRG – zespół mikro-kanoniczny z fluktuacjami objętości (MCE/sVF), który pozwala zastosować HRG nie tylko do opisu średnich krotności w p+p, A+A i fluktuacji w A+A, ale i do fluktuacji w p+p. Wykazano, że rozkład w zależności od pędu w MCE/sVF jest potęgowy, patrz Rys. 9. Pokazano, że fluktuacje objętości odpowiadają fluktuacjom temperatury. Udało się również otrzymać wzór analityczny, który wiąże fluktuacje w MCE i w MCE/sVF.

W rozdziale 4.3.4. rozpatrzono rozszerzenie modelu HRG, które pozwala opisać tzw. „proton-puzzle” i anomalne zwiększenie rozkładów w pędzie poprzecznym dla pionów obserwowanych w danych zespołu ALICE w zderzeniach Pb+Pb przy energiach 2.76 TeV na

zderzaczu hadronów LHC [9, 10]. Otrzymane rezultaty sugerują możliwość kondensacji Bosego-Einsteina pionów w tych zderzeniach, patrz Rys. 11, 12, 13, 14. Zrobiono także przewidywanie dla odpowiednich fluktuacji pionów w zależności od centralności zderzenia i od stosowanego cięcia na pęd poprzeczny pionów. Wielkość możliwego sygnału dla fluktuacji jest tak duża, patrz Rys. 15, że sugeruje możliwość eksperymentalnego sprawdzenia istnienia wysokotemperaturowej kondensacji Bosego-Einsteina na LHC.

4.3.6. Literatura:

- [1] J. Cleymans, H. Satz, *Thermal hadron production in high-energy heavy ion collisions*, Z. Phys. C **57**, 135 (1993), doi:10.1007/BF01555746 [hep-ph/9207204].
- [2] J. Sollfrank, M. Gazdzicki, U. W. Heinz and J. Rafelski, *Chemical freezeout conditions in central S-S collisions at 200-A/GeV*, Z. Phys. C **61**, 659 (1994), doi:10.1007/BF01552632 .
- [3] F. Becattini, M. Gazdzicki, J. Sollfrank, *On chemical equilibrium in nuclear collisions*, Eur. Phys. J. C **5**, 143 (1998), doi:10.1007/s100529800831, 10.1007/s100520050256 [hep-ph/9710529].
- [4] G. D. Yen, M. I. Gorenstein, *The Analysis of particle multiplicities in Pb + Pb collisions at CERN SPS within hadron gas models*, Phys. Rev. C **59**, 2788 (1999) doi:10.1103/PhysRevC.59.2788 [nucl-th/9808012].
- [5] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, J. Stachel, *Chemical equilibration in Pb + Pb collisions at the SPS*, Phys. Lett. B **465**, 15 (1999) doi:10.1016/S0370-2693(99)01076-X [nucl-th/9903010].
- [6] F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen, E. Suhonen, K. Redlich, *Features of particle multiplicities and strangeness production in central heavy ion collisions between 1.7A-GeV/c and 158A-GeV/c*, Phys. Rev. C **64**, 024901 (2001) doi:10.1103/PhysRevC.64.024901 [hep-ph/0002267].
- [7] F. Becattini, *A Thermodynamical approach to hadron production in e+ e- collisions*," Z. Phys. C **69**, no. 3, 485 (1996) doi:10.1007/BF02907431
- [8] F. Becattini and U. W. Heinz, *Thermal hadron production in p p and p anti-p collisions*," Z. Phys. C **76**, 269 (1997), Erratum: [Z. Phys. C **76**, 578 (1997)] doi:10.1007/s002880050551 [hep-ph/9702274].
- [9] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Pion, Kaon, and Proton Production in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **109**, 252301 (2012) doi:10.1103/PhysRevLett.109.252301 [arXiv:1208.1974 [hep-ex]].
- [10] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys. Rev. C **88**, 044910 (2013) doi:10.1103/PhysRevC.88.044910 [arXiv:1303.0737 [hep-ex]].
- [11] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. C **40**, no. 10, 100001 (2016) doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001 [<http://pdg.lbl.gov/>]

- [12] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton, Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions, *Phys. Rev. C* **73**, 034905 (2006) doi:10.1103/PhysRevC.73.034905 [hep-ph/0511094].
- [13] J. Rafelski, *Melting Hadrons, Boiling Quarks*, *Eur. Phys. J. A* **51**, no 9, 114 (2015) doi:10.1140/epja/i2015-15114-0 [arXiv:1508.03260 [nucl-th]].
- [14] A. Aduszkiewicz [NA61/SHINE Collaboration], Report from the NA61/SHINE experiment. CERN-SPSC-2015-036; 14, [<http://cds.cern.ch/record/2059310>].
- [15] R. Hagedorn, Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies, *Nuovo Cim. Suppl.* **3**, 147 (1965).
- [16] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn and V. F. Weisskopf, *A New Extended Model of Hadrons*, *Phys. Rev. D* **9**, 3471 (1974) doi:10.1103/PhysRevD.9.3471
- [17] J. I. Kapusta, *Asymptotic Mass Spectrum and Thermodynamics of the Abelian Bag Model*, *Phys. Rev. D* **23**, 2444 (1981) doi:10.1103/PhysRevD.23.2444
- [18] S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, S. Krieg, C. Ratti, K. K. Szabo, *The QCD equation of state with dynamical quarks*, *JHEP* **1011**, 077 (2010) doi:10.1007/JHEP11(2010)077 [arXiv:1007.2580 [hep-lat]].
- [19] A. Dumitru, Y. Guo, Y. Hidaka, C. P. K. Altes, R. D. Pisarski, *Effective Matrix Model for Deconfinement in Pure Gauge Theories*, *Phys. Rev. D* **86**, 105017 (2012). doi:10.1103/PhysRevD.86.105017
- [20] L. Turko and J. Rafelski, *Dynamics of multiparticle systems with non Abelian symmetry*, *Eur. Phys. J. C* **18**, 587 (2001). doi:10.1007/s100520000534
- [21] V. V. Begun, M. Gazdzicki, M. I. Gorenstein and O. S. Zozulya, *Particle number fluctuations in canonical ensemble*, *Phys. Rev. C* **70**, 034901 (2004). doi:10.1103/PhysRevC.70.034901
- [22] M. I. Gorenstein and M. Gazdzicki, *Strongly Intensive Quantities*, *Phys. Rev. C* **84**, 014904 (2011) doi:10.1103/PhysRevC.84.014904 [arXiv:1101.4865 [nucl-th]].
- [23] S. A. Bass *et al.*, *Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41**, 255 (1998) doi:10.1016/S0146-6410(98)00058-1 [nucl-th/9803035].
- [24] M. Bleicher *et al.*, *Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model*, *J. Phys. G* **25**, 1859 (1999) doi:10.1088/0954-3899/25/9/308 [hep-ph/9909407].
- [25] W. Ehehalt and W. Cassing, *Relativistic transport approach for nucleus nucleus collisions from SIS to SPS energies*, *Nucl. Phys. A* **602**, 449 (1996) doi:10.1016/0375-9474(96)00097-8
- [26] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, *Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter*, *Phys. Rept.* **308**, 65 (1999) doi:10.1016/S0370-1573(98)00028-3
- [27] E. Fermi, *High-energy nuclear events*, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 570 (1950). doi:10.1143/PTP.5.570

- [28] V. V. Begun, M. I. Gorenstein, A. P. Kostyuk and O. S. Zozulya, *Particle number fluctuations in the microcanonical ensemble*, Phys. Rev. C **71**, 054904 (2005). doi:10.1103/PhysRevC.71.054904 [nucl-th/0410044].
- [29] V.V. Begun, L. Ferroni, M.I. Gorenstein, M. Gazdzicki and F. Becattini, *Threshold effects in relativistic gases*, J. Phys. G **32**, 1003 (2006). doi:10.1088/0954-3899/32/7/009 [nucl-th/0512070].
- [30] P. Slattery, *Evidence for the Onset of Semi inclusive Scaling in Proton Proton Collisions in the 50-GeV/c - 300-GeV/c Momentum Range*, Phys. Rev. Lett. **29**, 1624 (1972). doi:10.1103/PhysRevLett.29.1624.
- [31] G. J. Alner *et al.* [UA5 Collaboration], *A New Empirical Regularity for Multiplicity Distributions in Place of KNO Scaling*, Phys. Lett. **160B**, 199 (1985) doi:10.1016/0370-2693(85)91492-3 .
- [32] J. Letessier and J. Rafelski, *Chemical nonequilibrium and deconfinement in 200-A/GeV sulphur induced reactions*, Phys. Rev. C **59**, 947 (1999) doi:10.1103/PhysRevC.59.947 [hep-ph/9806386].
- [33] T. Csorgo and L. P. Csernai, *Quark - gluon plasma freezeout from a supercooled state?*, Phys. Lett. B **333**, 494 (1994) doi:10.1016/0370-2693(94)90173-2 [hep-ph/9406365].
- [34] E. Shuryak, *Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions*, Rev. Mod. Phys. **89**, 035001 (2017) doi:10.1103/RevModPhys.89.035001 [arXiv:1412.8393 [hep-ph]].
- [35] M. Chojnacki, A. Kisiel, W. Florkowski and W. Broniowski, *THERMINATOR 2: THERMal heavy IoN generATOR 2*, Comput. Phys. Commun. **183**, 746 (2012) doi:10.1016/j.cpc.2011.11.018 [arXiv:1102.0273 [nucl-th]].
- [36] A. Kisiel, T. Taluc, W. Broniowski and W. Florkowski, *THERMINATOR: THERMal heavy-IoN generATOR*, Comput. Phys. Commun. **174**, 669 (2006) doi:10.1016/j.cpc.2005.11.010 [nucl-th/0504047].

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo- badawczych

5.1. Wskaźniki bibliometryczne

(stan na dzień 07.05.2018 według bazy ISI Web of Science)

- Liczba publikacji: 39
- h-index: 16
- Średnia liczba cytowań jednej publikacji: 16
- Sumaryczna ilość cytowań: 629
- w tym wyłączając autocyтовania: 479

5.2. Lista publikacji niestanowiących postępowania habilitacyjnego

(IF - impact factor czasopisma w bazie Journal Citation Reports (JRC) na rok publikacji,
NC - liczba cytowań pracy w bazie ISI Web of Science Core Collection na dzień 07.05.2018)

Po doktoracie

- [B1] V. Begun, W. Florkowski and R. Ryblewski,
Thermodynamics and kinetics of Gribov-Zwanziger plasma with temperature dependent Gribov parameter,
Acta Phys. Polon. B **48**, 125 (2017), arXiv:1602.08308 [nucl-th]. IF=0.904, NC=0.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na sugestii tematu badań, sprawdzeniu analitycznych i numerycznych rezultatów, oraz analizie otrzymanych wyników. Ilościowo mój udział oceniam na 20%.

- [B2] W. Broniowski, F. Giacosa, V.V. Begun,
Cancellation of the σ meson in thermal models,
Phys. Rev. C **92**, 3, 034905 (2015), arXiv:1506.01260 [nucl-th]. IF=3.146, NC=24.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu symulacji numerycznych w gazie hadronowym za pomocą modelu SHARE, napisaniu odpowiedniej części tekstu i analizie otrzymanych wyników. Ilościowo mój udział oceniam na 30%.

- [B3] V.V. Begun, M. Gazdzicki and M. I. Gorenstein,
Particle Spectra in Statistical Models with Energy and Momentum Conservation,
Acta Phys. Polon. B **43**, 1713 (2012), arXiv:1201.5843 [nucl-th]. IF=1.011, NC=6.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich analitycznych i numerycznych obliczeń, napisaniu większej części tekstu i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 65%.

- [B4] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.A. Mogilevsky, *Equation of State of the Quark Gluon Plasma within the Quasi-particle Approach*,
Ukr. J. Phys. **55**, No. 9, p.1049, (2010), arXiv:1001.3139 [hep-ph] NC=10 (inSPIRE).

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, sprawdzeniu obliczeń analitycznych, wykonaniu wszystkich rysunków i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 50%.

- [B5] V.V. Begun,
Multiplicity fluctuations in relativistic gases. From simple models to experiment,
Phys. Atom. Nucl. **71**, 1813 (2008), arXiv:0711.2912 [nucl-th] IF=0.491, NC=1.

- [B6] M. Hauer, V.V. Begun, M.I. Gorenstein,
Multiplicity Distributions in Canonical and Microcanonical Statistical Ensembles,
Eur. Phys. J. C **58**, 83 (2008), arXiv:0706.3290 [nucl-th] IF=2.805, NC=11.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na napisaniu Sekcji VII, sprawdzeniu wszystkich obliczeń analitycznych i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 40%.

- [B7] V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein, M. Hauer, V.P. Konchakovski, B. Lungwitz,
Multiplicity fluctuations in relativistic nuclear collisions: statistical model versus

experimental data,

Phys. Rev. C 76, 024902 (2007), arXiv:[nucl-th]/0611075 IF=3.302, NC=48.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu metody mikroskopowego korelatora dla fluktuacji w zespole mikrokanonicznym, napisaniu odpowiedniej części tekstu, wykonaniu wszystkich rysunków i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 25%.

- [B8] V.V. Begun, M.I. Gorenstein,
Bose-Einstein condensation of pions in high multiplicity events,
Phys. Lett. B 653, 190 (2007), arXiv:[hep-ph]/0611043 IF=4.189, NC=29.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, wszystkich rysunków, napisaniu części tekstu, i wykonaniu większej części obliczeń analitycznych. Ilościowo mój udział oceniam na 60%.

Przed doktoratem

- [C1] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, M. Hauer, V.P. Konchakovski, O.S. Zozulya,
Multiplicity fluctuations in hadron-resonance gas,
Phys. Rev. C 74, 044903 (2006), arXiv:[nucl-th]/0606036 IF=3.327, NC=46.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wprowadzeniu funkcji tworzącej, która pozwoliła na otrzymanie wniosku od rozpadów rezonansów do fluktuacji, napisaniu odpowiedniej części tekstu, wykonaniu wszystkich rysunków i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 40%.

- [C2] V.V. Begun, L. Ferroni, M.I. Gorenstein, M. Gazdzicki, F. Becattini,
Threshold effects in relativistic gases,
J. Phys. G 32, 1003 (2006), arXiv:[nucl-th]/0512070 IF=1.781, NC=8.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na sugestii tematu badań, napisaniu Sekcji II, wykonaniu odpowiednich obliczeń analitycznych i numerycznych, oraz analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 45%.

- [C3] V.V. Begun, M.I. Gorenstein,
Particle Number Fluctuations in Relativistic Bose and Fermi Gases,
Phys. Rev. C 73, 054904 (2006), arXiv:[nucl-th]/0510022 IF=3.327, NC=27.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, wszystkich rysunków, i napisaniu części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 70%.

- [C4] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, O.S. Zozulya,
Quantum Gases in the Microcanonical Ensemble near the Thermodynamic Limit,
J. Phys. G 32, 935 (2006), arXiv:[nucl-th]/0505069 IF=1.781, NC=17.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na sprawdzeniu obliczeń analitycznych, wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, wykonaniu rysunków, napisaniu części tekstu i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 30%.

- [C5] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.S. Zozulya,
Fluctuations in the Canonical Ensemble,
Phys. Rev. C 72, 014902 (2005), arXiv:[nucl-th]/0411003 IF=3.610, NC=31.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu analitycznych i numerycznych obliczeń, wykonaniu wszystkich rysunków, analizie otrzymanych rezultatów i napisaniu części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 40%.

- [C6] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, O.S. Zozulya,
Particle Number Fluctuations in the Microcanonical Ensemble,
Phys. Rev. C 71, 054904 (2005), arXiv:[nucl-th]/0410044 IF=3.610, NC=46.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, obliczeń analitycznych dla fluktuacji, wykonaniu wszystkich rysunków, analizie otrzymanych rezultatów, i napisaniu części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 55%.

- [C7] V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein, O.S. Zozulya,
Particle Number Fluctuations in Canonical Ensemble,
Phys. Rev. C 70, 034901 (2004), arXiv:[nucl-th]/0404056 IF=3.125, NC=100.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu obliczeń numerycznych i analitycznych, wykonaniu wszystkich rysunków, analizie otrzymanych rezultatów, i napisaniu części tekstu. Ilościowo mój udział oceniam na 60%.

Artykuły konferencyjne:

- [D1] V.V. Begun,
Correlations and fluctuations of pions at the LHC,
Acta Phys. Polon. Supp. 9 (2016) 169, arXiv:1604.00023 [nucl-th], NC=1.

- [D2] F. Giacosa, V. Begun and W. Broniowski,
Irrelevance of $f_0(500)$ in bulk thermal properties,
Acta Phys. Polon. Supp. 9 (2016) 213, arXiv:1603.07687 [hep-ph] NC=1.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu obliczeń w modelu gazu hadronowego za pomocą programu SHARE, napisaniu odpowiedniej części tekstu i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 30%.

- [D3] V.V. Begun,
High temperature Bose-Einstein condensation,
EPJ Web Conf. 126 (2016) 03002, arXiv:1512.09157 [nucl-th] NC=1.

- [D4] V.V. Begun,
Thermal model for Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with explicit treatment of hadronic ground states,
EPJ Web Conf. 97, 3 (2015), arXiv:1412.6532 [nucl-th] NC=4.

- [D5] V. Begun,
Importance of repulsive interactions for the equation of state and other properties of strongly interacting matter,
Phys. Part. Nucl. 46, 5, 786-788 (2015), arXiv:1411.3735 [nucl-th] IF=0.519, NC=0.

- [D6] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.A. Mogilevsky,
Non-perturbative effects for the Quark-Gluon Plasma equation of state,
Phys. Atom. Nucl. 75 873-878 (2012) IF=0.539, NC=4.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń

numerycznych, sprawdzeniu obliczeń analitycznych, wykonaniu wszystkich rysunków i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 50%.

- [D7] V.V. Begun, M.I. Gorenstein,
Fluctuational signals for pion Bose-Einstein condensation,
Ind. J. Phys. 84, No 12, p.1727 (2010) IF=0.291, NC=0.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, wszystkich rysunków, napisaniu części tekstu, i wykonaniu większej części obliczeń analitycznych. Ilościowo mój udział oceniam na 60%.

- [D8] V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.A. Mogilevsky,
Fluctuations and correlations in pion system with fixed isospin,
Phys. Part. Nucl. Lett. 8, 1016-1018 (2011)

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na sugestii tematu badań, wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizie otrzymanych rezultatów, napisaniu większej części tekstu i wykonaniu wszystkich rysunków. Ilościowo mój udział oceniam na 70%.

- [D9] M. Hauer, V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein, V.P. Konchakovski, B. Lungwitz,
Multiplicity fluctuations in relativistic nuclear collisions,
J. Phys. G 35, 044064 (2008), arXiv:0709.0665 [nucl-th] IF=5.270, NC=3.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu metody mikroskopowego korelatora dla fluktuacji w zespole mikrokanonicznym, napisaniu odpowiedniej części tekstu, wykonaniu wszystkich rysunków i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 25%.

- [D10] A. Keranen, F. Becattini, V.V. Begun, M.I. Gorenstein, O.S. Zozulya,
Particle number fluctuations in statistical model with exact charge conservation laws,
J. Phys. G 31, S1095 (2005), arXiv:[nucl-th]/0411116 IF=2.173, NC=25.

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na obliczeniach w modelu gazu pionowego, wykonaniu odpowiednich rysunków i analizie otrzymanych rezultatów. Ilościowo mój udział oceniam na 20%.

5.3. Konferencje i seminaria międzynarodowe

Po doktoracie

2017

1. Referat: *Data requirements for measuring pion condensation using multiplicity fluctuations*, XL-th IEEE-SPIE Joint Symposium, Wilga, Poland, 29 May - 04 June;
2. Wykład zaproszony: *Statistical model*, STAR Regional Meeting, Warsaw, Poland, 27-29 June;
3. Referat: *Resonances in a sudden chemical freeze-out model*, Strangeness in Quark Matter (SQM 2017), Utrecht, the Netherlands, 09-15 July;

4. Referat: *Multi moment cancellation of participant fluctuations - MMCP method*, Critical Point and Onset of Deconfinement (CPOD 2017), Stony Brook, USA, 7-11 August;
5. **Wykład zaproszony:** *Multi moment cancellation of participant fluctuations*, International EMMI workshop on critical fluctuations near the QCD phase boundary in relativistic nuclear collisions, Wuhan, China, 10-14 October.

2016

6. **Wykład zaproszony:** *Chemical freeze-out in proton-proton and nucleus-nucleus collisions*, Excited QCD 2016, Costa da Caparica, Portugal, 6-12 March;
7. **Wykład zaproszony:** *Chemical freeze-out in p+p and A+A collisions*, The Third Strangeness Workshop Spring 2016, Warsaw, Poland, 22-23 April;
8. Referat: *Surprises for the chemical freeze-out line from the new data in p+p and A+A collisions*, Critical Point and Onset of Deconfinement 2016 (CPOD 2016), Wrocław, Poland, 30 May-4 June;
9. Plakat: *Fluctuations of participants for high moments of a multiplicity distribution*, Critical Point and Onset of Deconfinement 2016 (CPOD 2016), Wrocław, Poland, 30 May-4 June;
10. Plakat: *Charge conservation effects for high order fluctuations*, Critical Point and Onset of Deconfinement 2016 (CPOD 2016), Wrocław, Poland, 30 May-4 June;
11. Referat: *Updates to the chemical freeze-out line from the new data in p+p and A+A collisions*, Strangeness in Quark Matter 2016 (SQM2016), University of California, Berkeley, USA, 27 June-1 July.

2015

12. **Wykład zaproszony:** *Onset of Pion Condensation at the LHC*, XI Polish Workshop on Relativistic Heavy-Ion Collisions, Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland, 17-18 January;
13. Referat: *The impact of the σ meson on the freeze-out, pion condensation and proton puzzle at the LHC*, 55 Cracow School of Theoretical Physics, Zakopane, Poland, 20-28 June;
14. Referat: *High temperature Bose-Einstein condensation*, 4th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2015), Kolymbari, Crete, 23-30 August;
15. Referat: *Bose-Einstein condensation of pions in heavy-ion collisions at the CERN Large Hadron Collider energies*, XLIII Zjazd Fizyków Polskich w Kielcach, Kielce, Poland, 6-11 September;
16. Plakat: *Soft pion production signals of new phenomena at the LHC*, Quark Matter 2015 (QM 2015), Kobe Fashion Mart, Kobe, Japan, 27 September - 3 October;
17. Referat: *Correlations and fluctuations of pions at the LHC*, XI Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (WPCF 2015), Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland, 3-7 November.

2014

18. Referat: *Explanation of hadron transverse-momentum spectra in heavy-ion collisions at*

$\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV within chemical non-equilibrium statistical hadronization model, 32th Max Born Symposium and HECOLS Workshop, Wrocław, Poland, 17-19 February;

19. Referat: *Importance of repulsive interactions for the EOS and other properties of strongly interacting matter*, 32th Max Born Symposium and HECOLS Workshop, Wrocław, Poland, 17-19 February;

20. Referat: *Transverse-momentum spectra in heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV within chemical non-equilibrium model*, 54 Cracow School of Theoretical Physics, LIV Course, 2014 QCD meets experiment, Zakopane, Poland, 12-20 June;

21. Referat: *Transverse momentum spectra of hadrons produced in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in the chemical non-equilibrium model*, Resonance Workshop at Catania (RSN@CT), Catania, Italy, 3-7 November;

22. Plakat: *The onset of pion condensation in heavy-ion collisions at the LHC energies*, Quark Matter 2014-XXIV (QM 2014), Darmstadt, Germany, 19-24 May.

2013

23. **Wykład zaproszony:** *Strongly intensive measures for multiplicity fluctuations in AA and pp collisions*, Particle Production in Proton-Proton Interactions and Beyond, Bad Liebenzell, Germany, 29 April-3 May;

24. **Wykład zaproszony:** *Hadron-Resonance Gas at Freeze-out: Reminder on Importance of Repulsive Interactions*, Particle Production in Proton-Proton Interactions and Beyond, Bad Liebenzell, Germany, 29 April-3 May;

25. Referat: *Hadron-Resonance Gas at Freeze-out: Reminder on Importance of Repulsive Interactions*, Zimányi School 2013, Budapest, Hungary, 2-6 December.

2012

26. Referat: *Reminder of the Excluded Volume Effects at the Chemical Freeze-out*, International School of Subnuclear physics, 50th Anniversary Celebration, Erice, Sicily, Italy, 23 June-2 July.

2011

27. Referat: *Strongly intensive measures for multiplicity fluctuations in AA and pp collisions*, International School of Subnuclear physics "Searching for the unexpected at LHC and status of our knowledge", 49th Course, Erice, Italy, 24 June-3 July;

28. Plakat: *Strongly intensive measures for chemical fluctuations in A+A and p+p collisions: statistical and transport models*. International conference, Quark Matter 2011 (QM 2011), Annecy, France, 23-28 May.

2010

29. Referat: *Modified Bag Models for the Quark Gluon Plasma Equation of State*, International Workshop "Statistical Particle Production", Bad Liebenzell, Germany, 25-28 April;

30. Referat: *Pion Number Fluctuations and Correlations in the Statistical System with Fixed Isospin*, International Workshop "Statistical Particle Production", Bad Liebenzell, Germany, 25-28 April;

31. Referat: *Statistical Fluctuations and Correlations in Hadron-Resonance Gas*, International Workshop "Statistical Particle Production", Bad Liebenzell, Germany, 25-28 April;

32. Referat: *Fluctuations and correlations in pion system with fixed isospin*, Sixth Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (WPCF 2010), Kiev, Ukraine, 14-18 September.

2009

33. Plakat: *Statistical approach to high-energy collisions*, Network Meeting of the Alexander von Humboldt Foundation, Heidelberg, 24-26 November.

2008

34. Plakat: *Fluctuational signals for pion Bose-Einstein condensation*, Quark Matter 2008 (QM 2008), Jaipur, India, 4-10 February;

35. Plakat: *Fluctuational signals for pion Bose-Einstein condensation*, Hot and Dense Matter in the RHIC-LHC Era: Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, 12-14 February;

36. Referat: *Power Law in Micro-Canonical Ensemble with Scaling Volume Fluctuations*, New Trends in High Energy Physics and Safe Nuclear Energy, Yalta, Crimea, Ukraine, 27 September-4 October.

2007

37. Referat: *Bose-Einstein condensation in relativistic pion gas*. International conference New Trends in High-Energy Physics, Yalta, Crimea, Ukraine, 15-22 September.

Przed doktoratem

2007

38. Referat: *Multiplicity fluctuations in relativistic gases. From simple models to experiment*. International Workshop Relativistic Nuclear Physics: from Nuclotron to LHC energies, Kiev, Ukraine, 18-22 June;

39. Referat: *Bose-Einstein condensation of pions*. 4th International Workshop on Critical Point and Onset Deconfinement, Darmstadt (CPOD 2007), Germany, 9-13 July;

2006

40. Referat: *Particle Number Fluctuations in Statistical Models, Correlations and Fluctuations in Relativistic Nuclear Collisions* (CFRNC2006), Florence, Italy, 7-9 July;

41. Referat: *Multiplicity Fluctuations in Hadron-Resonance Gas*, The Logic of Nature, Complexity and New Physics, Erice, Sicily, Italy, 29 August-7 September.

2005

42. Referat: *Statistical fluctuations in different ensembles*, IX International Young Scientists Conference, JINR Dubna, Russia, 31 Jan-6 Feb;

43. Referat: *Statistical fluctuations in different ensembles*, Critical Point and Onset of Deconfinement, Bergen (CPOD 2005), Norway, 30 March-3 April;

44. Referat: *Statistical fluctuations in different ensembles*, Very High Multiplicity Physics, JINR Dubna, Russia, 16-17 April;

45. Plakat: *Particle number fluctuations in canonical and micro-canonical ensembles*. Quark Matter 2005 (QM 2005), Budapest, Hungary, 4-9 August;

46. Referat: *Particle number fluctuations in different ensembles*, Towards New Milestones in our Quest to go beyond the Standard Model, Erice, Italy, 29 August-7 September;

47. Referat: *Fluctuations in different statistical ensembles*, New Trends in High-Energy Physics, Yalta, Ukraine, 10-17 September.

2004

48. Referat: *Statistical Fluctuations: Canonical vs Grand Canonical Formulations*, Frontiers of Particle Astrophysics, Kiev, Ukraine, 20-24 June;

49. Referat: *Statistical fluctuations in a canonical ensemble*, International Bogolyubov conference: Modern Problems of Mathematics and Theoretical Physics, Kiev, Ukraine, 13-17 September 2004.

5.4. Działalność dydaktyczna

(Działalność dydaktyczna prowadzona od 2016 r. na Politechnice Warszawskiej)

- Elements of Nuclear Physics, ćwiczenia w języku angielskim, wydział Mechaniczny Energetyki i Lotnictwa (2017);
- Fizyka I, ćwiczenia, wydział Instalacji Budowlanych, Hydrotechniki i Inżynierii Środowiska (2016, 2017);
- Laboratorium Fizyki 1, wydział Matematyki i Nauk Informacyjnych (2017);
- Fizyka Komputerowa, Laboratorium Specjalistyczne, wydział Fizyki (2017, 2018);
- Mechanika Kwantowa, ćwiczenia, wydział Fizyki (2017, 2018);
- Physics II, wykład w języku angielskim, wydział Mechaniczny Energetyki i Lotnictwa (2017);
- Podstawy Fizyki, wykład i ćwiczenia, wydział Geodezji i Kartografii, studia niestacjonarne (2017, 2018).

5.5. Granty i stypendia naukowe

10/2013 - 9/2016	Grant MAESTRO , wykonawca, kierownik: Prof. Dr. Wojciech Florkowski
02 - 08/2012 10/2011	Grant DFG , wykonawca, kierownik: Prof. Dr. Marek Gazdzicki
06 - 08/2011	Grant HIC for FAIR , wykonawca, kierownik: Prof. Dr. Elena Bratkovskaya
02/2009 - 05/2011	Humboldt Fellowship for Postdoctoral Researchers, wykonawca, kierownik: Dr. h.c. mult. Prof. Dr. Walter Greiner
2007 - 2008	INTAS Young Scientist PhD Fellowship YSF Open Call 2006, Komisja Europejska, UE, doradca: Prof. Dr. Marek Gazdzicki
	Grant dla młodych naukowców od Narodowej Akademii Nauk Ukrainy.
2006	Enrico Fermi Grant , Ettore Majorana Foundation, Włochy.
2005 - 2007	Stypendium Prezydenta Ukrainy dla młodych naukowców.
10/2005	Naukowiec wizytujący , Uniwersytet Florencji, Włochy, kierownik: Prof. Dr. Francesco Becattini
2005 - 2006	Grant CRDF , wykonawca, kierownik: Prof. Dr. Mark I. Gorenstein

5.6. Nagrody

- 2008 — **Medal dla młodych naukowców** "Talent, Inspiracja Praca" od Narodowej Akademii Nauk Ukrainy.
- 2008 — Nagroda im. **Vitalija Shelesta** Instytutu Fizyki Teoretycznej im. M. M. Bogolubowa.
- 2006 — "**Bruno Pontecorvo diploma**" na konferencji "The Logic of Nature, Complexity and New Physics", Erice, Sycylia, Włochy.
- 2005 — "**New Talent – Speaker**" International School of Subnuclear Physics, Erice, Sycylia, Włochy.
- 2005 — **Najlepszy referat** na „IX International Young Scientists Conference”, sekcja fizyki cząstek elementarnych, JINR, Dubna, Rosja.

5.7. Inne

- **Koordynator seminariów online "NA61-theory"** <https://indico.cern.ch/category/5919/> .
- **Peer-Review kandydata** na stanowisko w **Uniwersytecie Kapsztad** dla South Africa National Research Foundation.
- **Recenzent** manuskryptów wysłanych do **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, European Physical Journal A, International Journal of Modern Physics E, Acta Physica Polonica B.**
- Znalezione, że dobrze wiadoma **ekwiwalentność zespołów statystycznych** dla wartości średnich **nie rozpowszechnia się na fluktuacje** w systemach relatywistycznych <http://inspirehep.net/record/648633> . Odpowiedni **efekt odkryto eksperymentalnie** <http://inspirehep.net/record/732305> .
- **Redaktor** książki "Progress in High Energy Physics and Nuclear Safety" (proceedings of the conference supported under the NATO Programme: Science for Peace and Security.) ISBN 978-90-481-2286-8, (2009)
- **Udział w organizacji konferencji międzynarodowych:**
 - Sixth Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (WPCF2010), Kiev, Ukraine, 14-18 September 2010.
 - New Trends in High Energy Physics and Safe Nuclear Energy, Yalta, Crimea, Ukraine, September 27 - October 4, 2008.
 - New Trends in High-Energy Physics, Yalta, Ukraine, 10-17 September 2005;
 - International Bogolyubov conference: Modern Problems of Mathematics and Theoretical Physics, Kiev, Ukraine, 13-17 September 2004.
- **Organizacja seminarium dla studentów**, na których słynni ukraińscy naukowcy opowiadali o swoich badaniach w nieformalnej atmosferze – "**Ciekawe lekcje przy herbacie**", Wydział Fizyki Uniwersytetu Narodowego im. Tarasa Szewczenki, Kijów, Ukraina, 2001r.

Viktor Begun