

**Національна академія наук України
Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова**

Шаповал Володимир Миколайович

УДК 539.172.17,539.172.12

**Моделювання еволюції сильновзаємодійної матерії у
високоенергетичних зіткненнях важких ядер**

01.04.02 — теоретична фізика

Реферат
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ — 2025

Дисертацією є наукова доповідь.

Робота виконана в Інституті теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України.

Офіційні опоненти: академік НАН України, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник
Корчин Олександр Юрійович,
Інститут теоретичної фізики ім. О. І. Ахієзера
Національного наукового центру “Харківський
фізико-технічний інститут” НАН України,
завідувач відділу квантово-електродинамічних явищ і
електродинаміки адронів;

член-кореспондент НАН України, доктор
фізико-математичних наук, професор
Пугач Валерій Михайлович,
Інститут ядерних досліджень НАН України,
завідувач відділу фізики високих енергій;

доктор фізико-математичних наук, доцент
Горкавенко Володимир Миколайович,
Київський національний університет імені Тараса
Шевченка МОН України,
доцент кафедри квантової теорії поля та
космомікрофізики фізичного факультету.

Захист відбудеться «11» вересня 2025 р. о 11 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01 Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України за адресою:
вул. Метрологічна 14-б, м. Київ, 03143, Україна.

З дисертацією можна ознайомитись у науковій бібліотеці Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України за адресою:
вул. Метрологічна 14-б, м. Київ, 03143, Україна.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01,
доктор фіз.-мат. наук

Ярослав ЗОЛОТАРЮК

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. З кінця 1970х років в науковій спільноті обговорюється можливість штучного створення в лабораторних умовах нової форми сильновзаємодійної матерії — кварк-глюонної плазми (КГП), в якій кварки і глюони не були б зв'язаними в адрони. Для пошуку сигналів утворення гарячої КГП починають експериментальні програми на прискорювачах AGS (Брукхевен, США) та SPS (ЦЕРН, Швейцарія). У 2000 році ЦЕРН вперше повідомляє про отримання КГП у зіткненнях ядер свинцю на SPS.

Наразі кварк-глюонну плазму отримують і досліджують в релятивістських зіткненнях важких ядер на таких колайдерах, як RHIC у Брукхевені та LHC у ЦЕРНі. Кварк-глюонна плазма характеризується надзвичайно високими температурою та густиною енергії. Типові розміри систем, що утворюються в результаті зіткнень, становлять величину порядку 10^{-15} м, або 1 фм (*фемтометр*), а типовий час їх життя — 10 фм/с, де c є швидкість світла. Попри надзвичайно малі просторові і часові масштаби даних систем, вони мають вкрай неоднорідну просторову структуру, а процес їх еволюції є дуже динамічним. Вважається, що в стані кварк-глюонної плазми перебував увесь Всесвіт в інтервалі $10^{-10} - 10^{-5}$ с після Великого Вибуху, тож експерименти з ядро-ядерних зіткнень надають унікальну можливість дослідити в лабораторії умови, в яких існувала матерія в перші мікросекунди після народження нашого світу. Крім того, всередині КГП завдяки глюон-глюонній взаємодії активно утворюються дивні s -кварки, які можуть поєднуватися із більш важкими c і b кварками, відсутніми у звичайній речовині, але народжуваними завдяки величезній кінетичній енергії у релятивістських зіткненнях ядер. Тому утворювані згустки сильновзаємодійної матерії є щедрим джерелом екзотичних частинок, що містять у собі вказані типи кварків. Це відкриває нові широкі можливості для досліджень властивостей даних частинок та взаємодій між ними. Всебічне дослідження властивостей КГП та процесів її утворення, еволюції і розпаду становлять один з найважливіших напрямків сучасної фундаментальної фізики, який бурхливо розвивається.

Кварк-глюонна плазма утворюється лише на проміжній стадії процесу зіткнення ядер і існує дуже короткий час, тож її властивості досліджують аналізуючи кінцеві спостережувані, які стосуються утворених в результаті зіткнення адронів, фотонів та лептонів. При цьому для надійної та коректної інтерпретації експериментальних даних, для ретельного аналізу динаміки процесу та механізмів формування спостережуваних незамінними стають теоретичні моделі ядро-ядерних зіткнень за високих енергій.

Оскільки за своїми властивостями КГП схожа на майже ідеальну рідину з дуже малою в'язкістю, ключовим елементом сучасних моделей ядро-ядерних зіткнень є релятивістська гідродинаміка, яка на фінальному етапі еволюції си-

стеми переходить в адронний каскад, що описує пружні і непружні взаємодії між частинками, утвореними в результаті розпаду сформованого раніше згустку.

Інтегрована гідрокінетична модель (iНКМ) [1*, 2*] є однією з найбільш розвинутих сучасних моделей ядро-ядерних зіткнень, що включає п'ять окремих модулів для реалістичного опису різних стадій еволюції утвореної системи, в тому числі стадії передрівноважної динаміки, на якій відбувається термалізація та поступовий перехід від початкового нерівноважного стану до майже локально рівноважного, сумісного з подальшим гідродинамічним описом.

Дисертація присвячена вирішенню актуальних проблем фізики високих енергій в контексті дослідження властивостей систем, що утворюються в релятивістських зіткненнях важких ядер (початкові умови і рівняння стану КГП у моделі зіткнення, аналіз просторової та часової структури утворюваних систем, опис м'яких адронних спостережуваних, роль адронної стадії у їх формуванні, проблема миттєвого або поступового замороження спектрів, оцінка тривалості різних стадій зіткнення, аналіз взаємодій між баріонами у кінцевому стані тощо). Дослідження в основному проводились в рамках інтегрованої гідрокінетичної моделі ядро-ядерних зіткнень.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота була виконана у відділі фізики високих густин енергії Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова Національної академії наук України в рамках наступних відомчих державних програм:

“Дослідження сильновзаємодіючої матерії та структури адронів в релятивістських зіткненнях адронів та ядер” (2016–2017), номер державної реєстрації — 0113U001092, шифр — 1.4.1.

“Пошук нових форм сильновзаємодійної матерії в зіткненнях адронів та ядер за високих енергій” (2018–2022), номер державної реєстрації — 0118U003197, шифр — 1.4.1.

“Теорія та моделювання властивостей сильновзаємодійної матерії в релятивістських зіткненнях адронів та ядер” (2023–2024), номер державної реєстрації — 0123U100302, шифр — 1.4.1.

Дослідження також проводилися в Інституті теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України в рамках таких проєктів конкурсної та цільової тематики НАН України та ДФФД:

“Кореляційний аналіз сильної взаємодії екзотичних баріонів у релятивістських ядро-ядерних зіткненнях” (2016), конкурсний грант НАН України для молодих учених в рамках програми “Фундаментальні властивості матерії у широкому інтервалі масштабів простору і часу”, номер державної реєстрації — 0116U002745.

“Важкі іони з ультрарелятивістськими енергіями (гідрокінетичний опис).”

(2016), відповідно до Угоди про співробітництво між НАН України та Національним центром наукових досліджень Франції (CNRS), номер державної реєстрації — 0116U005425.

“Кореляційний аналіз сильної взаємодії між баріонами у зіткненнях важких іонів” (2018), грант Ф75/219-2018 Президента України для підтримки наукових досліджень молодих учених у 2018 році, отриманий за конкурсом ДФФД, номер державної реєстрації — 0118U006969.

“EUREA: Європейська угода з ультрарелятивістських енергій” (2018–2019), відповідно до Угоди про співробітництво між НАН України та Національним центром наукових досліджень Франції (CNRS), номери державної реєстрації — 0118U002310, 0119U001775.

“Просторово-часова динаміка і властивості надщільної матерії в релятивістських зіткненнях ядер, та їх прояви в поточних експериментах на LHC, RHIC, і запланованих FAIR, NICA” (2020), за Цільовою програмою НАН України “Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна співпраця)”, номер державної реєстрації — 0120U103135.

“Фундаментальні властивості матерії в релятивістських ядерних зіткненнях та у ранньому Всесвіті” (2020), за конкурсом НАН України “Підтримка розвитку пріоритетних напрямів наукових досліджень”, номер державної реєстрації — 0120U100935.

“Динамічні та статистичні властивості надщільної речовини, що формується в релятивістських ядро-ядерних та протон-протонних зіткненнях з високою множинністю при варіативних енергіях колайдерів RHIC та LHC” (2021, 2023), за Цільовою програмою НАН України “Участь в новітніх міжнародних проєктах з фізики високих енергій та ядерної фізики”, номери державної реєстрації — 0121U111762, 0123U101684.

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є теоретичне дослідження просторово-часової структури та характеру еволюції систем, що народжуються в зіткненнях важких ядер за високих енергій, з’ясування властивостей нових видів сильновзаємодійної матерії, які утворюються на проміжних стадіях зіткнення, та аналіз механізмів формування м’яких адронних спостережуваних в процесі еволюції системи.

Для досягнення вказаної мети було поставлено наступні задачі:

1. Відкалібрувати інтегровану гідрокінетичну модель (iHKM) для опису м’яких спостережуваних у зіткненнях ядер свинцю на Великому адронному колайдері (LHC) за енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Калібрування провести для двох рівнянь стану кварк-глюонної матерії на гідродинамічній стадії — рівняння стану Лейна-Шредера [3*] та рівняння стану колаборації HotQCD [4*] — з відповідними температурами партиклізації.
2. Розрахувати у моделі iHKM всі основні адронні спостережувані в обла-

сті м'якої фізики (виходи частинок різних сортів, їх відношення, спектри поперечного імпульсу, коефіцієнти імпульсної анізотропії, кореляційні функції та відповідні фемтоскопічні масштаби). Порівняти результати обчислень при двох використаних рівняннях стану КГП з наявними експериментальними даними. Дослідити залежність результатів моделювання від параметрів моделі, зокрема від початкового профілю густини енергії. Порівняти результати моделювання для зіткнень ядер свинцю при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV з відповідними результатами для енергії $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, а також для зіткнень ядер ксенону за енергії LHC $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV та зіткнень ядер золота на колайдері RHIC за енергії $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

3. Дослідити у моделі iHKM вплив постгідродинамічної адронної стадії еволюції системи на результуючі відношення чисел частинок та фемтоскопічні масштаби.
4. Дослідити поведінку фемтоскопічних радіусів в області надмалих імпульсів ($m_T < 200$ MeV/c) у моделі iHKM. Порівняти отримані результати з розрахунками у моделі зі статистичною адронізацією LQTH.
5. В рамках інтегрованої гідрокінетичної моделі дослідити вплив взаємодій резонансів $K^*(892)$ і $\phi(1020)$ та продуктів їх розпаду з адронним середовищем на пізній стадії зіткнення на можливість детектування даних резонансів та їх кінцеві виходи.
6. На основі розрахованих у моделі iHKM спектрів та фемтоскопічних радіусів оцінити і порівняти значення ефективних часів емісії π - та K -мезонів. Дослідити залежність результатів від енергії та центральності зіткнення.
7. Оцінити тривалість гідродинамічної стадії еволюції системи в зіткненнях важких іонів при різних релятивістських енергіях, проаналізувати від чого вона залежить.
8. Розробити метод оцінки загального часу життя системи, утвореної у релятивістському зіткненні ядер, з урахуванням адронної стадії.
9. Вдосконалити метод кореляційного аналізу взаємодій у кінцевому стані для визначення довжини розсіяння сильної взаємодії та ефективного радіусу джерела емісії баріонів у парах $p\bar{A}$ і $p\bar{A}$ в зіткненнях ядер золота на колайдері RHIC. На основі результатів для RHIC змоделювати відповідні кореляції у випадку енергій колайдера LHC. Розглянути також випадок одночасної наявності сильної та електромагнітної взаємодії між баріонами у парі.

Об'єктом дослідження дисертаційної роботи є системи, що народжуються у високоенергетичних зіткненнях важких ядер.

Предметом дослідження є просторово-часові масштаби систем, що утворю-

ються в релятивістських ядро-ядерних зіткненнях, властивості кварк-глюонної матерії (такі як рівняння стану, густина енергії, температура, в'язкість, час формування, критерії адронізації тощо), властивості утворених систем на адронній стадії, характеристики сильної взаємодії між баріонами, а також зв'язок між всіма переліченими властивостями та кінцевими адронними спостережуваними в області м'якої фізики.

Методи дослідження. У дисертації переважно використовується метод комп'ютерного моделювання — релятивістські зіткнення важких ядер симулюються в рамках інтегрованої гідрокінетичної моделі, яка включає п'ять окремих модулів для реалістичного моделювання різних стадій еволюції систем, що утворюються в зіткненнях. Дана модель є однією з найбільш розвинутих сучасних моделей ядро-ядерних зіткнень за високих енергій, яка до того ж включає в себе стадію передрівноважної динаміки, що описує термалізацію системи та поступовий перехід від початкового нерівноважного стану до майже локально рівноважного, сумісного з подальшим гідродинамічним описом. До початку дисертаційного дослідження модель вже було успішно застосовано до опису широкого набору м'яких спостережуваних у зіткненнях ядер свинцю на Великому адронному колайдері при енергії на нуклонну пару $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, що підтверджує надійність моделі та дає підстави для її застосування і у даній роботі. Окрім комп'ютерного моделювання, в дисертації також застосовуються загальні математичні методи теоретичної фізики.

Наукова новизна одержаних результатів. Наукова новизна результатів дисертаційного дослідження забезпечується серед іншого тим, що кожне з розглянутих в рамках дисертації питань становить актуальну теоретичну проблему фізики зіткнень важких іонів за високих енергій, тісно пов'язану з сучасними експериментальними дослідженнями в даній області та їх актуальними проблемами. Частина отриманих результатів становлять *передбачення* в рамках моделі певних адронних спостережуваних, щодо яких поки відсутні оприлюднені дані вимірювань.

Більшість результатів дослідження стосовно властивостей систем, які народжуються у релятивістських зіткненнях важких іонів, отримано здобувачем в рамках *нещодавно побудованої* найбільш повної моделі таких процесів, що включає в себе опис поступової термалізації системи перед початком її гідродинамічного розширення, — моделі iHKM, — яку було *вперше* відкалібровано та застосовано до опису зіткнень ядер свинцю на колайдері LHC при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV з використанням двох варіантів рівняння стану кварк-глюонної плазми на гідродинамічному етапі еволюції системи.

Новими оригінальними результатами, що виносяться на захист є наступні:

- Інтегровану гідрокінетичну модель ядро-ядерних зіткнень (iHKM) впер-

ше відкалібровано для опису широкого класу спостережуваних м'якої фізики (виходи частинок різних сортів, їх відношення, спектри поперечного імпульсу, коефіцієнти імпульсної анізотропії, кореляційні функції та відповідні фемтоскопічні масштаби) у зіткненнях ядер свинцю на Великому адронному колайдері (LHC) при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

- Однаково гарний опис наявних експериментальних даних та передбачення для фемтоскопічних масштабів піонів і каонів вперше отримано у моделі iHKM при двох різних рівняннях стану кварк-глюонної матерії на гідродинамічній стадії еволюції системи. Збереження узгодженості теоретичного опису з експериментом при переході до іншого рівняння стану досягається перенормуванням початкової густини енергії у центрі системи ϵ_0 . Таким чином встановлено, що наявні результати експериментальних вимірювань м'яких адронних спостережуваних наразі не дозволяють надати чітку перевагу одному з двох розглянутих рівнянь стану та визначити точні величини температури партіклізації і густини енергії на ранній стадії зіткнення.
- Встановлено, що адронна стадія зіткнення, яка у iHKM описується в рамках адронного каскаду UrQMD, компенсує різницю у значеннях м'яких спостережуваних, яка може мати місце в кінці гідродинамічної стадії внаслідок використання різних рівнянь стану КГП. Цей висновок говорить на користь концепції “поступового фріз-ауту”, тобто поступового формування імпульсних спектрів та виходів частинок в процесі еволюції системи, що включає в себе довгу адронну стадію. Зокрема, адронна стадія має ключове значення для успішного опису виходів резонансів $K^*(892)$ та відношень числа народжених протонів до числа пі-мезонів.
- В рамках моделі iHKM з'ясовано, що фемтоскопічні масштаби π - та K -мезонів у випадку енергії зіткнень $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV близькі до відповідних значень при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Ефект певного зростання множинності народжених частинок внаслідок збільшення енергії зіткнення частково компенсується більшими градієнтами колективної швидкості при енергії 5.02 TeV.
- В області надм'яких імпульсів ($m_T < 200$ MeV/c) у моделі iHKM виявлено відхилення поведінки фемтоскопічних піонних радіусів від степеневого закону виду am_T^{-b} . Незвичний характер залежності $R(m_T)$ для піонів з наднизькими імпульсами може свідчити про своєрідне відокремлення даних частинок від решти системи, їх триваліше утримання в її центрі та утворення своєрідної “пастки” для надм'яких піонів.
- У моделі HKM з'ясовано, що на адронній стадії зіткнення відбувається інтенсивна взаємодія короткоживучих резонансів $K^*(892)$ (час життя яких становить близько 5 фм/c) та продуктів їх розпаду з густим адрон-

ним середовищем. Для центральних зіткнень така взаємодія призводить спочатку до “втрати” близько 70% первинно утворених K^* , а потім до утворення шляхом рекомбінації додаткових 50% від початкової кількості K^* . В результаті спостерігається недостача числа ідентифікованих K^* у 20%. Ефект зменшується при переході від центральних до периферичних зіткнень. Виходи ж довгоживучих резонансів $\phi(1020)$ (з часом життя порядку 50 фм/с), навпаки, не залежать від центральності зіткнення.

- У інтегрованій гідрокінетичній моделі отримано оцінки на часи випромінювання піонів і K -мезонів у зіткненнях важких ядер на колайдерах LHC та RHIC. Несподіваним результатом з точки зору гідродинамічних міркувань є одержане в роботі більше значення ефективного часу емісії каонів у порівнянні з піонами. Даний результат можна пояснити сильним впливом взаємодій між адронами на фінальній стадії зіткнення, зокрема перерозсіань і рекомбінації продуктів розпаду резонансів $K^*(892) \leftrightarrow K\pi$, на результуючі каонні спостережувані. Для більш периферичних зіткнень та при зниженні їх енергії часи емісії частинок обох сортів зменшуються, разом з інтенсивністю поперечного колективного потоку та ефективною температурою спектрів.
- В рамках моделі iHKM встановлено, що тривалість гідродинамічної стадії для зіткнень ядер золота при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV і ядер свинцю при енергіях $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV та $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV майже однакова і становить 8 – 10 фм/с. Головними причинами близькості отриманих значень, попри різницю в енергії зіткнення, є інтенсивне, суттєво тривимірне гідродинамічне розширення системи, яке починається з певного моменту власного часу, та схожі співвідношення між розмірами системи та середньою величиною швидкості звуку на гідродинамічній стадії в усіх вказаних випадках.
- Запропоновано метод оцінки загального часу життя системи, що формується у релятивістському зіткненні ядер, на основі фітування спектрів та фемтоскопічних радіусів піонів і каонів в області малих поперечних імпульсів. Для зіткнень ядер свинцю на Великому адронному колайдері отримано значення часу життя системи порядку 17 фм/с, що говорить про наявність у таких зіткненнях довгої адронної стадії, яка грає важливу роль у формуванні кінцевих спектрів та фемтоскопічних радіусів.
- На основі формалізму Куніна-Пратта та Ледніцкі-Любошица, а також розрахунків у гідрокінетичній моделі запропоновано просту аналітичну модель для опису баріон-баріонних та баріон-антибаріонних кореляційних функцій з урахуванням ефекту залишкових кореляцій. В рамках запропонованого підходу вдалося вирішити проблему видимої двократної відмінності між радіусами джерел емісії пар $p\Lambda$ і $p\bar{\Lambda}$ в експерименталь-

ній роботі колаборації STAR [5*] щодо зіткнень ядер золота за найвищої енергії прискорювача RHIC. Визначено довжину розсіяння сильної взаємодії у парах $p\bar{A}$ та $\bar{p}A$. На основі отриманих результатів зроблено передбачення кореляційних функцій для зіткнень при енергії колайдера LHC з урахуванням сильної та кулонівської взаємодії між баріонами.

Практичне значення одержаних результатів. Отримані результати мають теоретичний характер і є внеском у дослідження властивостей сильновзаємодійної матерії, що утворюється у високоенергетичних ядро-ядерних зіткненнях, та поглиблення розуміння динаміки даних процесів.

Результати дисертації можуть бути використані при аналізі та інтерпретації експериментальних даних, а також можуть стимулювати нові експериментальні дослідження на сучасних прискорювачах частинок, таких як LHC та RHIC.

Визначена у дисертації довжина розсіяння $p\bar{A}$ може бути використана для вдосконалення існуючих моделей адрон-адронної взаємодії та каскадних моделей.

Результати роботи також можуть слугувати підґрунтям для подальшого розвитку теоретичного опису еволюції матерії в ході зіткнень важких іонів.

Особистий внесок здобувача. У роботах, виконаних зі співавторами, здобувачеві належить:

- постановка задачі, ідея вдосконалення методу кореляційного аналізу за рахунок обчислення функції джерела у гідрокінетичній моделі та ефективного врахування залишкових кореляцій, розрахунки функцій джерела у гідрокінетичній моделі, фітування експериментальних кореляційних функцій [1];
- постановка задачі, оцінка невизначеностей у передбачених кореляційних функціях через невизначеності у значеннях окремих параметрів, оцінка чистоти пар на основі розрахунків у гідрокінетичній моделі, розрахунок баріон-баріонної кореляційної функції, підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [2];
- пояснення одержаного більш пізнього часу емісії K -мезонів порівняно з π -мезонами; аналіз залежності отримуваної величини фемтоскопічних радіусів від діапазону відносного імпульсу, в якому проводиться фітування кореляційної функції; підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [3];
- розрахунок функцій джерела та чистоти пар у гідрокінетичній моделі, розрахунок кореляційних функцій $p\Xi^-$ з урахуванням кулонівської взаємодії [4];
- розрахунки у гідрокінетичній моделі виходів резонансів K^* і ϕ та їх відношень до виходів каонів, розрахунок відповідних спектрів поперечного

імпульсу; розрахунок функцій емісії K^* та ϕ і чисел резонансів, що можуть бути детектовані за інваріантною масою продуктів їх розпаду на різних стадіях зіткнення; аналіз впливу адронної стадії на виходи резонансів та інтерпретація результатів [5];

- розрахунок відношень чисел частинок у гідрокінетичній моделі, аналіз результатів, пояснення значних відмінностей між результатами обчислень у моделі з вимкненою адронною стадією та у термальній моделі для відношень K^*/K^{ch} [6];
- постановка задачі, перевірка коректності комп'ютерних розрахунків, підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [7];
- калібрування інтегрованої гідрокінетичної моделі при двох різних рівняннях стану для КГП з відповідними температурами партиклізації, розрахунки у моделі виходів частинок, їх відношень, імпульсних спектрів, v_n -коефіцієнтів, кореляційних функцій; порівняння швидкості звуку та швидкості поперечного колективного потоку для двох рівнянь стану КГП; аналіз ролі адронної стадії еволюції системи у формуванні спостережуваних; підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [8];
- перевірка коректності комп'ютерних розрахунків, участь в аналізі результатів, підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [9];
- аналіз залежності параметра α , що регулює частки внесків моделей бінарних зіткнень та поранених нуклонів до початкового поперечного профілю густини енергії, від енергії зіткнення та геометрії ядер, що зіштовхуються; перевірка коректності комп'ютерних розрахунків м'яких спостережуваних, підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [10];
- постановка задачі, перевірка розрахунків фемтоскопічних масштабів, аналіз та інтерпретація результатів, підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [11];
- постановка задачі, обчислення імпульсних спектрів, фемтоскопічних масштабів та функцій емісії у інтегрованій гідрокінетичній моделі, визначення часів емісії піонів та каонів для зіткнень різної центральності, аналіз та інтерпретація результатів, підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [12];
- ідея методу оцінки повного часу життя системи, оцінка тривалості гідродинамічної стадії зіткнення та аналіз причин близькості її значень для різних типів ультрарелятивістських зіткнень; розрахунки у інтегрованій гідрокінетичній моделі функцій джерела, розподілів часів випромінювання частинок, еволюції густини енергії з часом; підготовка тексту та рисунків для рукопису статті [13];
- розрахунки фемтоскопічних радіусів у інтегрованій гідрокінетичній моделі, участь в аналізі та інтерпретації результатів, наочна демонстрація

утримання надм'яких піонів у центрі системи та більшої тривалості їх випромінювання за допомогою розрахунку відповідних функцій емісії [14].

Апробація роботи. Усі результати, висвітлені у даній дисертації, були представлені на наукових зібраннях в Інституті теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова Національної академії наук України, зокрема на Боголюбовських читаннях 2022 (14 жовтня 2022 р.), Боголюбовських читаннях 2023 (17 жовтня 2023 р.), Наукових зборах (3 квітня 2025 р.), а також на семінарах відділу фізики високих густин енергії Інституту. Результати дисертації доповідалися та обговорювалися на таких міжнародних та всеукраїнських конференціях:

- XVII GDRE Workshop “Heavy Ions at Relativistic Energies”, 28 June – 4 July 2015, Nantes, France
- VII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”, dedicated to 50-th anniversary of Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, December 13–15, 2016, Kyiv, Ukraine
- All-Ukrainian scientific conference “Principal Problems of Quantum Field Theory and Gravitation” dedicated to the jubilee of M. Korkina and V. Vanyashin, 4 November 2016, Dnipro, Ukraine
- XIX GDRE Workshop “Heavy Ions at Relativistic Energies”, 3–7 July 2017, Nantes, France
- XII Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, 12–16 June 2017, Amsterdam, Netherlands
- Nuclear, Particle physics and Cosmology Workshop, Ferry Oslo–Copenhagen–Oslo, 16–18 May 2017
- II NICA Days 2017 Conference associated with the II Slow Control Warsaw 2017, Warsaw, Poland, 6–10 November 2017
- XX GDRE Workshop “Heavy Ions at Relativistic Energies”, 8–14 July 2018, Nantes, France
- XIII Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, Krakow, Poland, 22–26 May 2018
- GDRI 2019 International Research Network Meeting, 14–20 July 2019, Nantes, France
- XIV Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, 3–7 June 2019, Dubna
- II International Workshop on Theory of Hadronic Matter Under Extreme Conditions, 16–19 September 2019, Dubna
- XI Conference of Young Scientists “Problems of Theoretical Physics”, 21–23 December 2020, Kyiv, Ukraine
- XII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”, Kyiv, 21–22 December, 2021

- XXIX щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, Київ, 26–30 вересня 2022
- EMMI Rapid Reaction Task Force (RRTF) “Direct-Photon Puzzle”, 24–27 July 2023, Heidelberg, Germany
- XVI Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, 6–10 November 2023, Catania, Italy
- XVII Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, 4–8 November 2024, Toulouse, France.

Публікації. Основні наукові результати дисертаційної роботи представлені у 14 статтях [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14], що опубліковані у провідних фізичних журналах, індексованих у базах Scopus та/або Web of Science Core Collection. Серед даних статей 13 відносяться до кuartилів Q1–Q2, а 1 стаття відноситься до кuartилу Q3 за даними SCImago Journal and Country Rank. Крім того, результати дисертації відображено в 9 публікаціях у збірках матеріалів і тез наукових конференцій [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23].

Структура та обсяг дисертації. Дисертація включає титульний аркуш, анотацію українською та англійською мовами, список публікацій за темою дисертації, зміст, перелік умовних позначень, вступ, три розділи, поділені на підрозділи, висновки, подяки, список використаних джерел, який містить 129 посилань, та додаток з даними про опублікування та апробацію результатів. Роботу виконано у вигляді наукової доповіді за сукупністю статей, які є підрозділами дисертації. Дисертація включає 131 рисунок. Загальний обсяг роботи становить 243 сторінки.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** коротко окреслено сучасний стан проблеми теоретичного опису еволюції сильновзаємодійної матерії, що народжується у релятивістських зіткненнях важких іонів, дослідження її властивостей та з’ясування механізмів формування адронних спостережуваних в області м’якої фізики. Розкрито актуальність теми дисертації, відображено її зв’язок з науковими програмами і темами, вказано мету і завдання, об’єкт, предмет і методи дослідження. Описано, в чому полягає наукова новизна, теоретичне та практичне значення роботи, виділено особистий внесок здобувача до робіт, виконаних зі співавторами. Також наведено дані про апробацію результатів та публікації за темою дисертаційного дослідження.

Перший розділ присвячено систематичному опису в інтегрованій гідрокінетичній моделі експериментальних даних з області м’якої фізики для зіткнень ядер свинцю на Великому адронному колайдері (LHC) при енергії 5.02 TeV на

нуклонну пару. Розрахунки проводилися при двох варіантах рівняння стану кварк-глюонної матерії з відповідними температурами партиклізації. Результати і параметри моделювання порівнюються із тими, що мають місце для зіткнень при енергії 2.76 TeV, а також для зіткнень ядер ксенону при енергії 5.44 TeV та ядер золота на колайдері RHIC при енергії 200 GeV на нуклонну пару. Аналізується вплив адронної стадії еволюції системи на кінцеві виходи частинок, а також залежність результатів обчислень від окремих параметрів моделі.

Інтегрована гідрокінетична модель ядро-ядерних зіткнень (iHKM) [1*, 2*] дозволяє реалістично моделювати процес еволюції утвореної системи в рамках п'яти послідовних стадій — формування початкового стану, передрівноважна динаміка, гідродинамічне розширення, розпад згустка неперервної матерії на систему частинок (партиклізація) та адронний каскад. Кожна стадія моделюється в рамках окремого підходу, що обумовлено складною динамікою описуваних процесів.

1. *Початковий стан* системи партонів одразу після зіткнення ядер (в момент власного часу $\tau_0 \sim 0.1$ фм/с) є далеким навіть від локальної рівноваги і характеризується сильною імпульсною анізотропією у локальній системі спокою. Цей стан описується функцією розподілу $f(x, p)$, яку можна представити у вигляді добутку початкового поперечного профілю густини енергії $\epsilon(b, \mathbf{r}_T, \tau_0)$, що розраховується у Монте-Карло-симуляціях для моделі Глаубера в рамках програми GLISSANDO, та анізотропного імпульсного розподілу $f_0(\eta, p)$, мотивованого ефективною моделлю “конденсату кольорового скла” (color glass condensate) для глюонного поля. У буст-інваріантному наближенні маємо:

$$\epsilon(b, \mathbf{r}_T, \tau_0) = \epsilon_0(\tau_0)[\alpha\epsilon_{\text{bin}}(b, \mathbf{r}_T) + (1 - \alpha)\epsilon_{\text{w}}(b, \mathbf{r}_T)], \quad (1)$$

де b є прицільний параметр ядро-ядерного зіткнення, α та $(1 - \alpha)$ є частки внесків моделей “бінарних зіткнень” ϵ_{bin} та “пораних нуклонів” ϵ_{w} до повного профілю густини енергії, а $\mathbf{r}_T$ є радіус-вектор у поперечній до вісі зіткнення площині.

$$f_0(\eta, p) = g \exp \left(-\sqrt{\frac{(p \cdot U)^2 - (p \cdot V)^2}{\lambda_{\perp}^2} + \frac{(p \cdot V)^2}{\lambda_{\parallel}^2}} \right), \quad (2)$$

де $U^\mu = (\cosh \eta, 0, 0, \sinh \eta)$ і $V^\mu = (\sinh \eta, 0, 0, \cosh \eta)$ є 4-вектори “потoku” та “поздовжнього напрямку”, $\eta = \tanh^{-1}(z/t)$ — геометрична бистрота, а g — константа нормування. Величини $\lambda_{\parallel}$ та $\lambda_{\perp}$ можна інтерпретувати як ефективні поздовжню та поперечну температури. Їх відношення $\Lambda = \lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel}$ є одним з параметрів моделі, при $\lambda_{\perp} = 1.4$ GeV. В усіх розрахунках, що стосуються дисертації, $\Lambda = 100$.

2. В ході *передрівноважної стадії* початковий нерівноважний стан системи поступово переводиться у стан, близький до локальної рівноваги та сумісний з подальшим гідродинамічним описом. Даний перехід описується в рамках релаксаційної динаміки для тензора енергії-імпульсу $T^{\mu\nu}(x)$ на основі наближення часу релаксації для бозе-майнсвської кінетики та закону збереження енергії-імпульсу, $\partial_{;\mu} T^{\mu\nu}(x) = 0$. Повний тензор енергії-імпульсу системи в момент часу τ представляється у вигляді суми двох компонент:

$$T^{\mu\nu}(x) = T^{\mu\nu}_{\text{free}}(x)\mathcal{P}(\tau) + T^{\mu\nu}_{\text{hydro}}(x)[1 - \mathcal{P}(\tau)], \quad (3)$$

де тензор $T^{\mu\nu}_{\text{free}}$ відповідає вільному розльоту частинок, а $T^{\mu\nu}_{\text{hydro}}$ має гідродинамічну форму. Спадає функція $\mathcal{P}(\tau)$ описує зміну з часом співвідношення вагових коефіцієнтів при двох вказаних складових повного тензора,

$$\mathcal{P}(\tau) = \exp\left(-\int_{\tau_0}^{\tau} \frac{1}{\tau_{\text{rel}}(\tau')} d\tau'\right) = \left(\frac{\tau_{\text{th}} - \tau}{\tau_{\text{th}} - \tau_0}\right)^{\frac{\tau_{\text{th}} - \tau_0}{\tau_{\text{rel}}}}, \quad (4)$$

причому $\mathcal{P}(\tau_0) = 1$, а $\mathcal{P}(\tau_{\text{th}}) = 0$, так що до часу термалізації $\tau_{\text{th}} \sim 1$ фм/с повний тензор матиме повністю гідродинамічний вигляд. Параметр часу релаксації τ_{rel} характеризує швидкість процесу термалізації. В рамках дисертаційного дослідження $\tau_{\text{th}} = 1$ фм/с і $\tau_{\text{rel}} = 0.25$ фм/с.

3. На наступному етапі вже термалізована система еволюціонує за *гідродинамічним сценарієм*. Розширення системи описується рівняннями релятивістської в'язкої гідродинаміки Ізраеля-Стюарта:

$$\begin{aligned} \partial_{;\mu} T^{\mu\nu}_{\text{hydro}}(x) &= 0, \\ T^{\mu\nu}_{\text{hydro}}(x) &= [\epsilon_{\text{hydro}}(x) + p_{\text{hydro}}(x) + \Pi] u^{\mu}_{\text{hydro}}(x) u^{\nu}_{\text{hydro}}(x) - \\ &\quad - [p_{\text{hydro}}(x) + \Pi] g^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (5)$$

де ϵ_{hydro} і p_{hydro} — густина енергії і тиск у локальній системі спокою, u^{μ}_{hydro} — колективна 4-швидкість, Π — об'ємний тиск, $g^{\mu\nu}$ — метричний тензор, $\pi^{\mu\nu}$ — тензор зсувних натяжін. Дані рівняння розв'язуються чисельно за допомогою коду HLLE. Відношення зсувної в'язкості до густини ентропії в усіх розрахунках в рамках даної роботи покладається рівним $\eta/s = 0.08$, що відповідає найкращому опису даних для зіткнень ядер свинцю за енергії $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV і було визначено в попередніх дослідженнях. В якості рівнянь стану кварк-глюонної матерії на гідродинамічній стадії використовуються два рівняння (Лейна-Шредера [3*] та колаборації HotQCD [4*]), розраховані у симуляціях КХД на ґратках. Обидва рівняння плавно переходять у рівняння для рівноважного адронно-резонансного газу нижче температури партіклізації T_p , яка для рівняння Лейна-Шредера дорівнює 165 MeV, а для рівняння колаборації HotQCD — 156 MeV.

4. *Партиклізація* системи, тобто перехід від опису в термінах неперервної рідини до опису в термінах частинок відбувається на ізотермічній гіперповерхні $T = T_p$ в рамках підходу Купера-Фрая з корекціями для врахування ефектів в'язкості:

$$\frac{d^3 \Delta N_i}{dp^* d(\cos \theta^*) d\phi^*} = \frac{\Delta \sigma_{\mu}^* p^{*\mu}}{p^{*0}} p^{*2} f_i^{\text{l.eq.}}(p^{*0}; T, \mu_i) \times \left[1 + (1 \mp f_i^{\text{l.eq.}}) \frac{p_{\mu}^* p_{\nu}^* \pi^{*\mu\nu}}{2T^2(\epsilon + p)} \right]. \quad (6)$$

Тут індекс i позначає сорт частинок, зірочка відповідає величинам у системі спокою елемента рідини, $f_i^{\text{l.eq.}}$ є локально рівноважні функції розподілу на гіперповерхні партиклізації. Розрахунок партиклізації виконується за допомогою програмного модуля Cornelius.

5. Еволюція утвореної системи адронів на фінальній стадії зіткнення описується в рамках мікроскопічної транспортної моделі (*адронного каскаду*) UrQMD. Дана модель симулює пружні та непружні взаємодії між адронами та розпад нестабільних частинок. Розпад важких резонансів, відсутніх у моделі UrQMD, виконується окремо.

Калібрування моделі виконується шляхом підбору значень параметрів ϵ_0 , τ_0 і α , які характеризують початковий стан системи, за результатами найкращого фіту залежності множинності всіх заряджених частинок від центральності (прицільного параметру) зіткнення та нахилу піонного спектру поперечного імпульсу у центральних подіях. Решта параметрів моделі (Λ , τ_{th} , τ_{rel} , η/s) в рамках даної роботи покладаються рівними вказаним вище значенням, що забезпечили успішний опис імпульсних спектрів та фемтоскопічних радіусів у зіткненнях ядер свинцю на LHC за енергії 2.76 TeV на нуклонну пару, і були підібрані в ході попередніх досліджень.

В ході комп'ютерних симуляцій у моделі розраховуються значення енергії, компонентів імпульсу, часів та просторових координат точок останньої взаємодії для всіх адронів, народжених у кожній події зіткнення ядер. Для набору достатньої статистики, як правило, необхідно змодельовати кілька десятків тисяч подій зіткнення. Далі на основі отриманого масиву даних розраховуються різноманітні спостережувані (спектри, кореляційні функції тощо).

У підрозділі 1.1 аналізується залежність відношень виходів частинок різних сортів від рівняння стану кварк-глюонної матерії у моделі та від наявності непружних адрон-адронних взаємодій на фінальній стадії зіткнення при енергії LHC $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Отримані результати показують, що відношення чисел народжених частинок, обчислені у звичайному (повному) режимі, є близькими при обох рівняннях стану КГП та добре узгоджуються з експериментальними даними. В той же час при вимкненні взаємодій між адронами на фінальній стадії

зіткнення одержані значення в цілому гірше описують експеримент (особливо для виходів баріонів) та дещо відрізняються в залежності від використаного рівняння стану.

У підрозділі 1.2 розглянуто калібрування моделі для опису зіткнень при енергії LHC 5.02 TeV на нуклонну пару з використанням двох варіантів рівняння стану для кварк-глюонної фази, а також порівняння розрахованих у моделі чисел частинок, їх відношень, спектрів поперечного імпульсу p_T , v_n -коефіцієнтів тощо з експериментальними даними (див. Рис. 1, 2). Коефіцієнти v_n характеризують анізотропію імпульсних спектрів за азимутальним кутом ϕ ,

$$p^0 \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_r)) \right), \quad (7)$$

де y є поздовжня бистрота, а Ψ_r — кут між віссю x і площиною реакції, що визначається віссю зіткнення та прицільною відстанню. Важливе значення має, зокрема, коефіцієнт v_2 , який також називають *еліптичним потоком*. Він помітно відрізняється від нуля у нецентральных зіткненнях, де область перекриття ядер, що зіштовхуються, має мигдалевидну форму. Це відповідним чином впливає на розвиток поперечних колективних потоків на гідродинамічному етапі зіткнення, що в свою чергу відображається в характері азимутальної залежності імпульсних спектрів і є одним з важливих сигналів утворення КГП.

Також в iHKM було зроблено передбачення для фемтоскопічних радіусів піонів і каонів (Рис. 3). *Фемтоскопічні* (або *інтерферометричні*) радіуси R_i визначаються шляхом фітування гаусіанами $1 + \exp(-q_i^2 R_i^2)$ двочастинкових імпульсних кореляційних функцій $C_P(\mathbf{q})$ (тут $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ — відносний імпульс пари частинок) при різних середніх імпульсах пари $\mathbf{P} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$. Фемтоскопічні кореляції виникають у парах тотожних частинок за рахунок квантово-статистичного ефекту (анти)симетризації хвильової функції пари. На експериментальному вимірюванні фемтоскопічних радіусів заснований метод *кореляційної фемтоскопії* дослідження неоднорідної просторово-часової структури надщільних систем, що формуються у релятивістських зіткненнях ядер (назва методу походить від типового просторового масштабу досліджуваних систем, 1 *фемтометр* = 10^{-15} м). Радіуси R_i пов'язані з *довжинами однорідності* системи у різних напрямках (як правило, використовують декартову систему координат з осями *out*, *side*, і *long*, де *long* є напрямком вздовж вісі зіткнення, *out* — напрямком сумарної швидкості пари, а *side* перпендикулярний до двох інших). Довжини однорідності характеризують розміри областей, з яких переважно випромінюються частинки з певною швидкістю, що відповідає середньому імпульсу пари $\mathbf{P}$ (або середньому поперечному імпульсу $\mathbf{k}_T = (\mathbf{p}_{1T} + \mathbf{p}_{2T})/2$, адже фемтоскопічний аналіз найчастіше проводиться у системі відліку, де поздовжня компонента $\mathbf{P}$ дорівнює нулю).

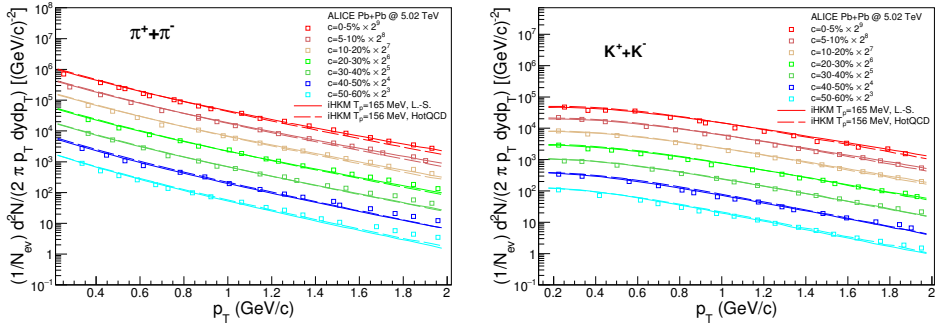


Рис. 1. Спектри поперечного імпульсу піонів (зліва) і каонів (справа) у зіткненнях ядер свинцю на колайдері ЛНС при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, розраховані у моделі iHKM для різних центральностей. Представлено порівняння результатів, отриманих з використанням рівнянь стану Лейна-Шредера ($T_p = 165$ MeV) та колаборації HotQCD ($T_p = 156$ MeV) для кварк-глюонної матерії на гідродинамічному етапі еволюції системи.

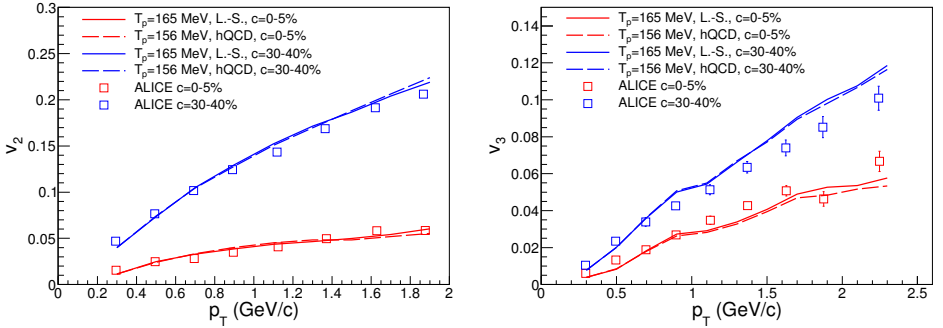


Рис. 2. Коефіцієнти v_2 (зліва) і v_3 (справа) усіх заряджених частинок в залежності від поперечного імпульсу p_T у зіткненнях ядер свинцю на колайдері ЛНС при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, розраховані у моделі iHKM. Представлено порівняння результатів, отриманих з використанням рівнянь стану Лейна-Шредера ($T_p = 165$ MeV) та колаборації HotQCD ($T_p = 156$ MeV) для кварк-глюонної матерії на гідродинамічному етапі еволюції системи.

В результаті проведеного у дисертації аналізу було підтверджено відсутність скейлінгу піонних і каонних радіусів за поперечною масою пари частинок $m_T =$

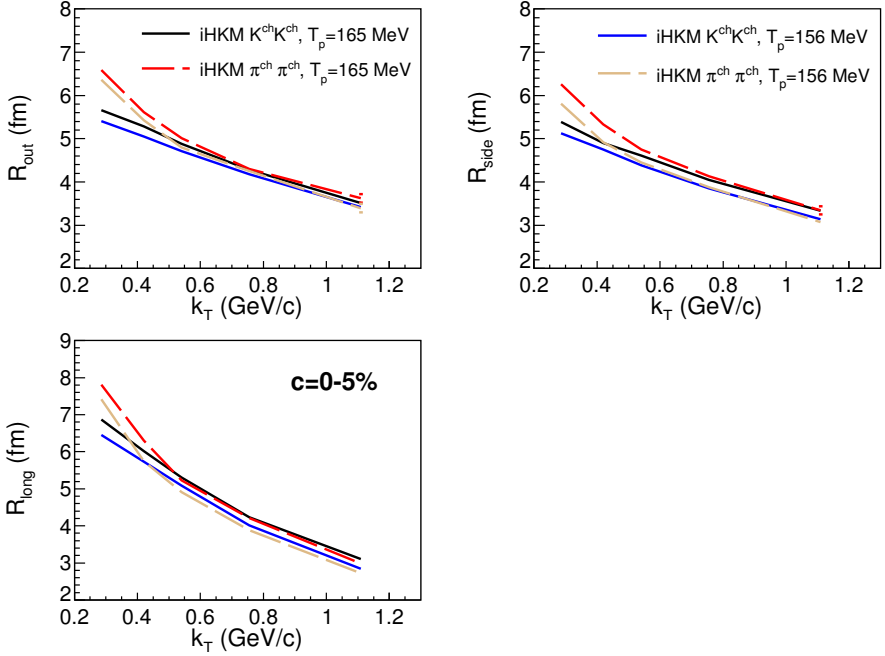


Рис. 3. Передбачення залежності фемтоскопічних радіусів R_i пі- та К-мезонів від середнього поперечного імпульсу пари k_T , отримані у інтегрованій гідрокінетичній моделі для центральних зіткнень ядер свинцю на колайдері LHC при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Показано результати, одержані з використанням двох рівнянь стану для кварк-глюонної матерії на гідродинамічному етапі еволюції системи — Лейна-Шредера ($T_p = 165$ MeV) та колаборації HotQCD ($T_p = 156$ MeV).

$\sqrt{m^2 + k_T^2}$, та наявність скейлінгу за середнім поперечним імпульсом k_T за не надто малих k_T , що узгоджується з попередніми обчисленнями у гідрокінетичній моделі та експериментальними даними для зіткнень при енергії 2.76 TeV. Скейлінг радіусів за m_T характерний для простих гідродинамічних моделей, де переважає розширення в поздовжньому напрямку (вздовж вісі зіткнення ядер). Порушення m_T -скейлінгу у моделі iHKM та в експерименті свідчить про те, що насправді величина фемтоскопічних масштабів визначається складною взаємодією різних факторів, головними серед яких є сильний поперечний колективний потік на гідродинамічній стадії та інтенсивні адрон-адронні взаємодії

на фінальний, адронний стадії зіткнення. Певну роль відіграє і відхилення форми кореляційних функцій від гаусової, що впливає на значення фемтоскопічних радіусів, які одержуються при фітуванні даних функцій.

Було також з'ясовано, що фемтоскопічні радіуси пі- та К-мезонів у зіткненнях при енергії 5.02 TeV мають бути близькими до відповідних значень при енергії 2.76 TeV. Ефект певного зростання множинності народжених частинок (і розмірів системи) при збільшенні енергії зіткнення, що має призводити і до відповідного зростання фемтоскопічних масштабів, частково компенсується збільшенням градієнтів колективної швидкості, яке посилює неоднорідність системи і таким чином зменшує результуючі фемтоскопічні масштаби.

Загалом, результати моделювання при двох розглянутих рівняннях стану кварк-глюонної фази виявляються близькими за умови відповідного перенормування параметру ϵ_0 , що визначає початкову густину енергії в центрі системи. В обох випадках розраховані у моделі м'які адронні спостережувані добре узгоджуються з експериментальними даними. Для відношень чисел частинок (Рис. 4) спостерігається ситуація, аналогічна до випадку зіткнень при енергії 2.76 TeV на нуклонну пару — результати повного розрахунку за обох рівнянь стану є близькими, а результати, отримані при вимкненні адронної стадії зіткнення (але з урахуванням розпадів резонансів) можуть відрізнятися і гірше описують експеримент.

Таким чином адронна стадія зіткнення відіграє важливу роль у формуванні кінцевих спостережуваних. Так, для успішного опису відношень виходів протонів до виходів пі-мезонів необхідним є врахування процесів баріон-антибаріонної анігіляції на адронній стадії, оскільки дані процеси зменшують виходи протонів та одночасно підвищують виходи пі-мезонів. Крім того, як вже було сказано, інтенсивні взаємодії між частинками в рамках адронної фази є одним з факторів, які призводять до порушення масштабування фемтоскопічних радіусів за поперечною масою пари. Адронна стадія компенсує можливу різницю між результатами обчислень, що може мати місце в кінці гідродинамічної стадії внаслідок використання різних рівнянь стану для кварк-глюонної матерії. Отримані результати дозволяють говорити про те, що популярний підхід “миттєвого фріз-ауту”, або замороження імпульсних спектрів та хімічного складу системи (за виключенням розпадів резонансів) майже одразу після партіклізації, характерний для моделей зі статистичною адронізацією, не може адекватним чином описати всі фактори, що впливають на формування вимірюваних спостережуваних. Більш релевантним є підхід поступового фріз-ауту, характерний для інтегрованої гідрокінетичної моделі та інших *гібридних* моделей, що включають в себе як гідродинамічну, так і каскадну частини.

Підрозділ 1.3 присвячено аналізу залежності фемтоскопічних масштабів від поперечної маси в області найбільш низьких її значень ($m_T < 200$ MeV/c).

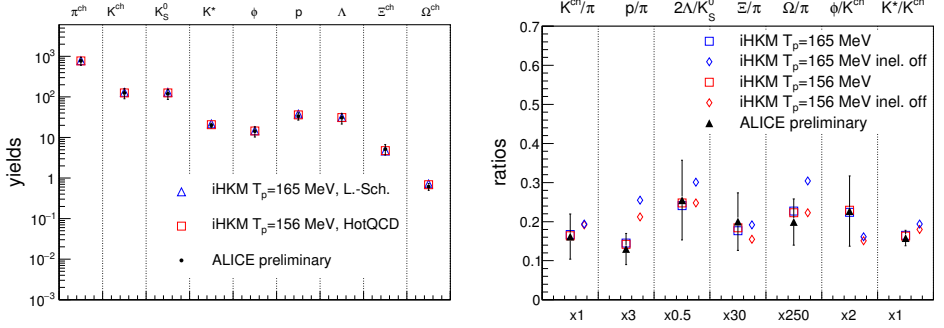


Рис. 4. Виходи частинок різних сортів та відношення виходів, обчислені у інтегрованій гідрокінетичній моделі для центральних зіткнень ядер свинцю на колайдері LHC при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Показано результати, одержані з використанням двох рівнянь стану для кварк-глюонної матерії на гідродинамічному етапі еволюції системи — Лейна-Шредера ($T_p = 165$ MeV) та колаборації HotQCD ($T_p = 156$ MeV). Для відношень виходів також показано результати обчислень з вимкненими непружними взаємодіями між частинками на адронній стадії.

Результати обчислень у iHKM порівнювались із результатами гідродинамічної моделі зі статистичною адронізацією LQTH (LHYQUID + THERMINATOR2). В обох моделях виявлено відхилення поведінки фемтоскопічних радіусів від степеневого закону виду am_T^{-b} в розглянутому інтервалі поперечних мас пари (Рис. 5). Поведінка радіусів в області низьких імпульсів (особливо в напрямках *out* і *side*, поперечних до вісі зіткнення, та для одновимірного радіусу R_{inv}) є ближчою до лінійного закону. Аналіз проводився для зіткнень різної центральності (з різним значенням прицільного параметру). У експерименті центральність оцінюється за множинністю народжених частинок, яка є максимальною у центральних зіткненнях (з нульовим прицілним параметром) та спадає при переході до більш периферичних зіткнень. Відповідно, до класу центральності, скажімо, 0 – 5% потрапляють 5% подій з найбільшою множинністю, а до класу 10 – 20% — події з числа 20% найбільш “продуктивних”, за виключенням перших 10%.

Хоча характер залежності радіусів від m_T у двох вказаних інтервалах є різною, залежність радіусів від поперечної швидкості пари β може бути описано єдиною формулою при всіх відповідних значеннях імпульсу (Рис. 6):

$$R(\beta) = \frac{a}{e^{(\beta-b)/c} + 1}, \quad (8)$$

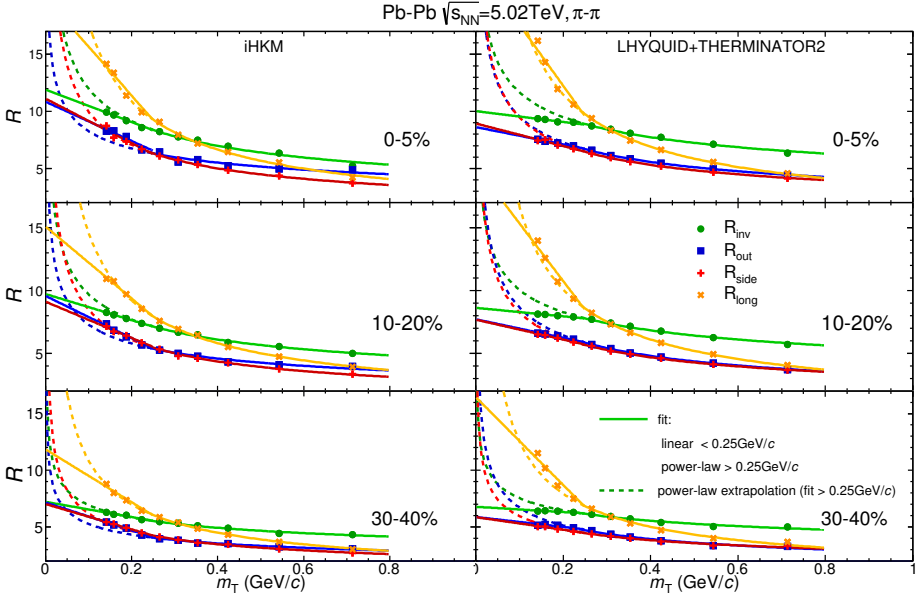


Рис. 5. Залежність піонних фемтоскопічних радіусів R_i від поперечної маси m_T , обчислені у інтегрованій гідрокінетичній моделі та у гідродинамічній моделі зі статистичною адронізацією LQTN для зіткнень ядер свинцю на колайдері ЛНС при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Результати представлено для трьох класів центральності ($c = 0 - 5\%$, $c = 10 - 20\%$ і $c = 30 - 40\%$).

де a , b , c є вільні параметри фіту. Дана формула надає можливість екстраполювати відому поведінку фемтоскопічних радіусів при середніх m_T на область найнижчих значень імпульсу. Незвичний характер залежності $R(m_T)$ для піонів з наднизькими імпульсами може свідчити про триваліше утримання даних частинок у центрі системи та утворення своєрідної “пастки” для надм’яких піонів (Рис. 7).

У підрозділах 1.4–1.6 аналізується залежність результатів обчислень у інтегрованій гідрокінетичній моделі від початкового поперечного профілю густини енергії та від часових параметрів моделі. Як впливає з проведеного аналізу, результати моделювання у iHKM при різних енергіях зіткнення слабо залежать від часів термалізації та релаксації, τ_{th} та τ_{rel} , які описують темпи переходу від початкового нерівноважного стану системи до стану, сумісного з гідродинамічним описом. Натомість, на результуючі імпульсні спектри та інші спостережувані впливає значення початкового часу τ_0 , який відтак слід вважати головним

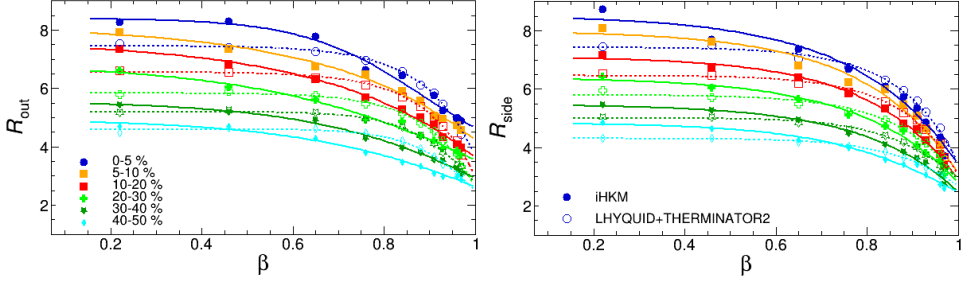


Рис. 6. Залежність піонних фемтоскопічних радіусів R_{out} і R_{side} від поперечної швидкості β , обчислені у інтегрованій гідрокінетичній моделі iHKM (заповнені маркери) та у гідродинамічній моделі зі статистичною адронізацією LQTH (пусті маркери) для зіткнень ядер свинцю на колайдері LHC при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Лінії відповідають фітуванню формулою (8). Результати представлено для шести класів центральності ($c = 0 - 5\%$, $c = 5 - 10\%$, $c = 10 - 20\%$, $c = 20 - 30\%$, $c = 30 - 40\%$ і $c = 40 - 50\%$).

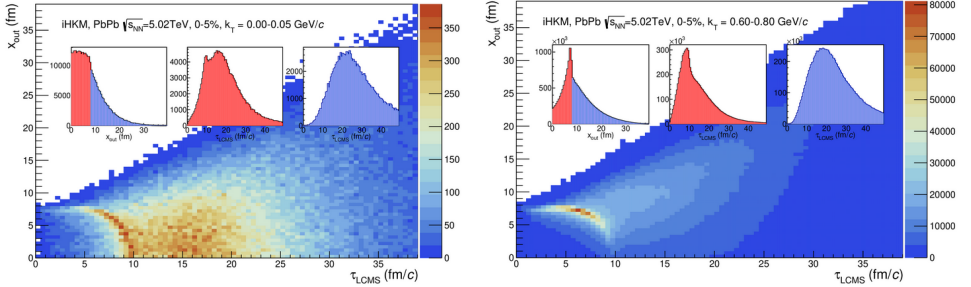


Рис. 7. Розподіли піонів за власним часом τ та поперечною координатою x_{out} емісії з поперечними імпульсами у інтервалах $0 - 0.05$ GeV/c та $0.6 - 0.8$ GeV/c, обчислені у інтегрованій гідрокінетичній моделі для центральних зіткнень ядер свинцю на колайдері LHC при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

часовим параметром моделі. Також було підтверджено, що величина результатуючих фемтоскопічних радіусів залежить не лише від множинності утворених частинок, а й від початкової геометрії ядер, що зіштовхуються (у моделі геометричні розміри та форма ядер відображаються на формі початкового профілю густини енергії).

Значення параметра α , що регулює співвідношення між внесками моделей

“бінарних зіткнень” та “пораних нуклонів” (нуклонів-учасників) до початкового профілю густини енергії у формулі (1), зростає при значному збільшенні енергії зіткнення (завдяки зростанню перерізу непружного нуклон-нуклонного розсіяння σ_{NN}), а також при зменшенні розмірів ядер, які беруть участь у зіткненні. Так, при переході від зіткнень ядер золота на RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV) до зіткнень ядер свинцю на LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ і 5.02 TeV) величина σ_{NN} зростає від 42 мб до 64 мб. Відповідно, значення α у моделі зростає від 0.18 до 0.24 (радіуси ж ядер золота і свинцю є близькими, 6.37 фм і 6.62 фм відповідно). При переході від опису зіткнень ядер свинцю до опису зіткнень ядер ксенону на LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV) переріз σ_{NN} зростає мало (до 68 мб), проте ядра ксенону мають значно менший радіус — 5.36 фм, і через це значення α зростає до 0.44.

У **другому розділі** детально аналізується проблема вибору між двома картинами еволюції системи в ході зіткнення та відповідними сценаріями формування адронних спостережуваних — “миттєвий фріз-аут”, тобто замороження хімічного складу та імпульсних спектрів майже одразу після партиклізації, або “поступовий фріз-аут”, що передбачає довгу постгідродинамічну стадію, впродовж якої утворена система адронів еволюціонує як єдине ціле, і між частинками відбуваються інтенсивні пружні і непружні взаємодії. Робляться оцінки ефективних часів емісії піонів і каонів, а також оцінка тривалості гідродинамічної стадії і загального часу життя системи для зіткнень при різних релятивістських енергіях.

Підрозділ 2.1 присвячено дослідженню впливу взаємодії резонансів $K^*(892)$ і $\phi(1020)$ та продуктів їх розпаду з адронним середовищем на постгідродинамічній стадії зіткнення на кінцеві спостережувані. Було виявлено сильний вплив такої взаємодії на виходи короткоживучих K^* у центральних зіткненнях і відсутність аналогічного впливу на виходи довгоживучих ϕ . В експерименті резонанси $K^*(892)$ і $\phi(1020)$ детектують як пари $K\pi$ та $K\bar{K}$ відповідно з інваріантною масою у певному діапазоні навколо середнього значення маси резонанса. Такі пари вважають народженими в результаті розпадів вказаних резонансів. Але через інтенсивну адрон-адронну взаємодію на фінальному етапі зіткнення частина дочірніх частинок розсіюється, і їх походження більше не може бути асоційоване з розпадом відповідних резонансів. Разом з тим численні зіткнення між адронами призводять і до утворення нових резонансів, на додачу до тих, що народилися на гіперповерхні партиклізації. Аналіз кількості K^* на різних етапах центрального зіткнення в рамках iNKМ (див. лівий графік Рис. 8) показує, що спочатку, до часів порядку 15 фм/с, переважають процеси розсіяння дочірніх адронів — це призводить до зменшення видимої кількості K^* на 70% порівняно з початковою. Далі за рахунок рекомбінації каонів та піонів утворюються нові резонанси у кількості близько 50% від початкової. Результируюча кількість $K^*(892)$,

що можуть бути детектовані за продуктами їх розпаду, становить близько 80% від початкової у центральних зіткненнях. Для більш периферичних зіткнень, де утворені системи мають менші розміри, множинність народжених частинок та час життя, а тому і взаємодія між адронами на кінцевій стадії є менш інтенсивною, кінцева кількість K^* тим ближче до початкової, чим менш центральні зіткнення розглядаються (правий графік Рис. 8). Що стосується виходів довгоживучих резонансів $\phi(1020)$ (з часом життя порядку 50 фм/с), вони практично не залежать від центральності зіткнення. Отримані результати дозволяють стверджувати, що система частинок, яка утворюється при адронізації згустку КГП, продовжує еволюціонувати як єдине ціле ще впродовж 5 – 10 фм/с.

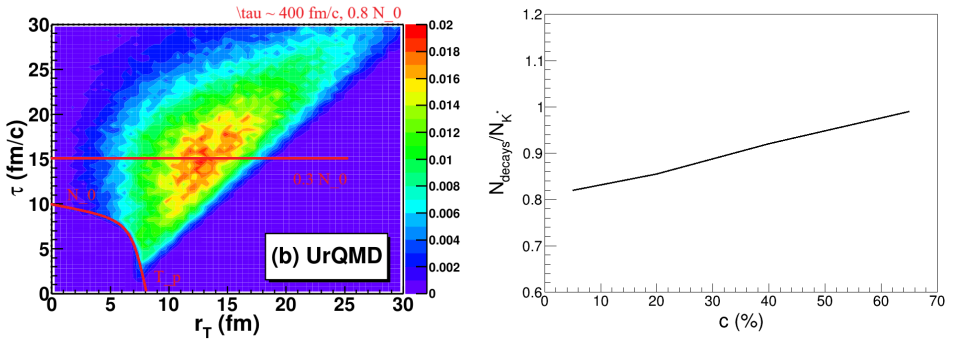


Рис. 8. Функція емісії $g(\tau, r_T)$ (усереднена за рештою просторових та імпульсних компонент) пар $K\pi$, народжених в результаті розпадів резонансів $K^*(892)$, отримана в моделі іНКМ для центральних ($c = 5 - 10\%$) зіткнень ядер свинцю при енергії ЛНС $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (лівий графік) та відношення кількості $K^*(892)$ в кінці стадії адронного каскаду UrQMD в моделі іНКМ до початкової кількості цих резонансів в залежності від центральності зіткнення (правий графік).

У підрозділах 2.2–2.4 в рамках моделі іНКМ знайдено оцінки на ефективні часи емісії π - та K -мезонів у зіткненнях ядер свинцю на ЛНС при енергіях 2.76 TeV і 5.02 TeV та у зіткненнях ядер золота на RHIC при енергії 200 GeV на нуклонну пару. Виявлено, що при всіх енергіях каони випромінюються пізніше, ніж піони. Цей результат виглядає дещо несподіваним з точки зору стандартних гідродинамічних моделей зі статистичною адронізацією.

В той же час, для отриманих оцінок на часи емісії піонів та каонів, τ_π і τ_K , навпаки, маємо $\tau_K > \tau_\pi$. Даний результат був підтверджений у експериментальній роботі колаборації ALICE [6*]. Його можна пояснити сильним впливом взаємодій між адронами на фінальній стадії зіткнення, зокрема згаданих вище

перерозсіянь і рекомбінації продуктів розпаду резонансів $K^* \leftrightarrow K\pi$, на результуючі каонні спостережувані.

Для оцінки ефективних часів максимального випромінювання частинок використовується наступний наближений підхід. Вважатимемо, що частинки певного сорту з не надто великими імпульсами випромінюються з гіперповерхні $\sigma_{\text{м.е.}}$, що відповідає постійному власному часу $\tau = \tau_{\text{м.е.}} = \text{const}$, який і буде асоційовано з часом максимальної емісії даних частинок. Функція Вігнера частинок буде відповідати локально-рівноважному розподілу на даній гіперповерхні:

$$f_{\text{l.eq.}}(x, p) = \frac{1}{(2\pi)^3} [\exp(\beta p \cdot u(\tau_{\text{м.е.}}, \mathbf{r}_T) - \beta\mu) - 1]^{-1} \rho(\mathbf{r}_T). \quad (9)$$

Гіперповерхню $\sigma_{\text{м.е.}}$ має бути обмежено в поперечному напрямку, оскільки на периферії системи (при великих r_T) мають місце сильні просторово-часові кореляції і справжня гіперповерхня адронізації суттєво відрізняється від $\tau = \text{const}$. До того ж саме з периферії походять частинки з найбільшими p_T , а ми вирішили обмежитись розглядом малих та середніх імпульсів.

Для обрізання гіперповерхні при великих r_T у формулі (9) для $f_{\text{l.eq.}}(x, p)$ використовується фактор $\rho(\mathbf{r}_T)$:

$$\rho(\mathbf{r}_T) = \exp[-\alpha(\cosh \eta_T(r_T) - 1)], \quad (10)$$

де $\alpha = R_v^2/R_T^2$, R_T є довжина однорідності у поперечному напрямку, $R_v = (v'(r_T))^{-1}$ є гідродинамічна довжина при $r_T \approx 0$, а $\eta_T = \text{arctanh } v_T$ — поперечна бистрота. Сильний поперечний колективний потік відповідає малим α , коли $R_v \ll R_T$, тоді як випадку відсутнього потоку відповідає $\alpha \rightarrow \infty$, що означає і $R_v \rightarrow \infty$.

Для обчислення одно- та двочастинкових спектрів скористаємось узагальноною прескрипцією Купера-Фрая:

$$p_0 \frac{d^3 N}{d^3 p} = \int_{\sigma_{\text{м.е.}}(p)} d\sigma_\mu p^\mu f_{\text{l.eq.}}(x, p), \quad (11)$$

тоді для кореляційної функції матимемо:

$$C(p, q) \approx 1 + \frac{\left| \int_{\sigma_{\text{м.е.}}(k)} d\sigma_\mu k^\mu f_{\text{l.eq.}}(x, k) \exp(iqx) \right|^2}{\left(\int_{\sigma_{\text{м.е.}}(k)} d\sigma_\mu k^\mu f_{\text{l.eq.}}(x, k) \right)^2}. \quad (12)$$

Використовуючи метод перевалу, можна отримати наближені формули для спектрів та фемтоскопічних *long*-радіусів,

$$p_0 \frac{d^3 N}{d^3 p} \propto \exp[-(m_T/T + \alpha)(1 - \bar{v}_T^2)^{1/2}], \quad (13)$$

$$R_{\text{long}}^2(m_T) = \tau^2 \lambda^2 \left(1 + \frac{3}{2} \lambda^2 \right), \quad (14)$$

де $\lambda^2 = \frac{T}{m_T} (1 - \bar{v}_T^2)^{1/2}$, $\bar{v}_T = k_T / (m_T + \alpha T)$ колективна швидкість у точці перевалу, T і τ є температура і час на $\sigma_{\text{м.е.}}$. Величина λ є відношення поздовжньої довжини однорідності до τ .

Фітування спектрів поперечного імпульсу піонів і каонів у діапазоні $0.5 < p_T < 1.0$ GeV/c дає значення параметрів $T = 138 \pm 16$ MeV, $\alpha_\pi = 4.8 \pm 1.1$ і $\alpha_K = 2.4 \pm 0.6$. Наступне фітування імпульсної залежності поздовжніх фемтоскопічних радіусів у діапазоні $0.3 < k_T < 1.1$ GeV/c дає шукані часи емісії $\tau_\pi = 8.97 \pm 0.04$ фм/с і $\tau_K = 12.73 \pm 0.12$ фм/с (при $\alpha_K = 0.062 \pm 0.049$ — значення даного параметру відрізняється від отриманого при фітуванні спектрів через негаусову форму кореляційних функцій). Вказані значення отримано для центральних ($c = 0 - 5\%$) зіткнень ядер свинцю при енергії LHC $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. При переході від центральних до периферичних зіткнень та при зниженні енергії зіткнення часи емісії піонів і каонів зменшуються, разом з інтенсивністю поперечного колективного потоку та ефективною температурою спектрів.

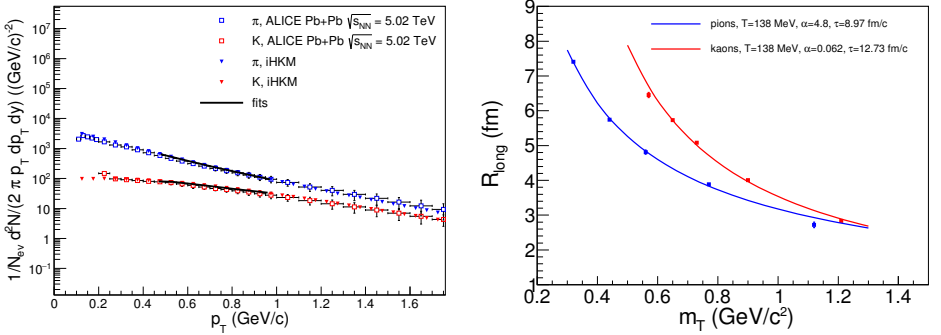


Рис. 9. Фітування p_T -спектрів (лівий графік) та фемтоскопічних радіусів R_{long} (правий графік) піонів і каонів, отриманих в моделі iHKM для центральних ($c = 0 - 5\%$) зіткнень ядер свинцю при енергії LHC $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Для порівняння також наведено експериментальні дані колаборації ALICE для p_T -спектрів.

В підрозділі 2.5 запропоновано метод оцінки загального часу життя системи, сформованої у релятивістському ядро-ядерному зіткненні, на основі фітування спектрів і фемтоскопічних масштабів в області малих поперечних імпульсів (адже частинки з малими імпульсами випромінюються переважно з центру системи, який адронізується в останню чергу). При цьому для фітування зно-

ву використовуються формули (13) і (14). Фітування p_T -спектрів у діапазоні $0.25 < p_T < 0.55$ GeV/c дає температуру $T = 106 \pm 16$ MeV, нижчу за значення 138 MeV, отримане при фітуванні у широкому діапазоні імпульсів. Нижча температура відповідає ефективно більш довгому формуванню спектрів, яке відбувається в тому числі впродовж постгідродинамічного розширення утвореної системи взаємодіючих адронів. Значення параметрів потоку, отримані з фіту, є $\alpha_\pi = 2.8 \pm 0.5$ і $\alpha_K = 1.2 \pm 0.7$. Фітування радіусів R_{long} у діапазоні середніх поперечних імпульсів пари $0.30 < k_T < 0.60$ GeV/c дає часи емісії $\tau_\pi = 13.65 \pm 0.44$ фм/c і $\tau_K = 16.73 \pm 0.49$ фм/c. Отримані значення дозволяють оцінити повний час життя системи у зіткненнях на LHC величиною порядку 17 фм/c, що говорить про сильний вплив довгої адронної стадії на результуючі спостережувані.

Також в рамках моделі iHKM було оцінено тривалість гідродинамічної стадії для зіткнень за різних енергій LHC та RHIC (5.02, 2.76 і 0.2 TeV на нуклонну пару). Отримані оцінки для різних енергій зіткнення виявились доволі близькими (8–10 фм/c). Для з'ясування причин такої близькості отриманих значень часу гідродинамічного розширення було проведено порівняння результатів чисельних розрахунків у iHKM з простими аналітичними моделями.

На Рис. 10 наведено графіки еволюції густини енергії у центрі системи $\epsilon(0, \tau)$ в ході гідродинамічного розширення, одержані в iHKM для зіткнень за енергій 2.76 та 5.02 TeV на нуклонну пару, у порівнянні з кривими, що відповідають аналітичним моделям Бйоркена та Губсера з тими ж початковими значеннями густини енергії. Партиклізація матерії має місце, коли густина енергії стає меншою за критичне значення 0.5 GeV/фм³. У моделі Бйоркена розширення відбувається лише в поздовжньому напрямку (вздовж вісі зіткнення), і густина енергії спадає як $\tau^{-4/3}$. Критичне значення густини енергії у цій моделі досягається суттєво пізніше, ніж в iHKM, і часи партиклізації для двох початкових значень ϵ помітно відрізняються. Модель Губсера, крім поздовжнього, враховує і поперечне розширення системи. Залежність густини енергії від часу у моделі Губсера описується формулою

$$\epsilon(r_T, \tau) = \frac{\epsilon_0}{\tau^{4/3}} \frac{(2q)^{8/3}}{[1 + 2q^2(\tau^2 + r_T^2) + q^4(\tau^2 - r_T^2)^2]^{4/3}}, \quad (15)$$

де параметр q описує поперечну ширину профіля густини енергії.

З графіків видно, що порівняно з моделлю Бйоркена, характер еволюції густини енергії в моделі Губсера більше схожий на той, що має місце у моделі iHKM. З плином часу темп розширення зростає, і тому часи партиклізації є значно меншими, ніж в одновимірному випадку, та мають близькі значення для двох розглянутих енергій зіткнення. Отож, можна зробити висновок, що тривалість гідродинамічної стадії у зіткненнях за різних ультрарелятивіст-

ських енергій є приблизно однаковою (незважаючи на різну початкову густину енергії) завдяки інтенсивному, суттєво тривимірному гідродинамічному розширенню системи починаючи з часу $\tau \approx 3$ фм/с. Важливим також є те, що в усіх розглянутих випадках співвідношення між розмірами системи та середньою величиною швидкості звуку є доволі схожими.

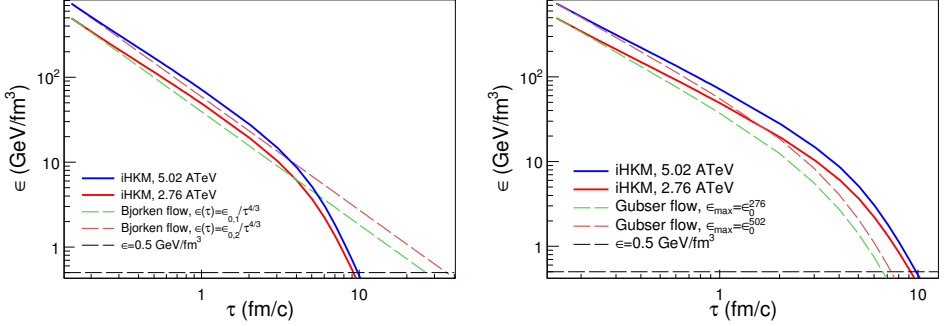


Рис. 10. Еволюція густини енергії в центрі системи впродовж гідродинамічного розширення, розрахована у моделі iHKM для зіткнень ядер свинцю при енергіях ЛНС $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV і $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV в порівнянні з аналітичними моделями Бйоркена (лівий графік) та Губсера (правий графік). Партиклізація відбувається, коли густина енергії стає меншою за критичне значення 0.5 GeV/fm^3 .

Третій розділ присвячено кореляційному аналізу сильної взаємодії між баріонами у кінцевому стані.

У підрозділі 3.1 на основі обчислень у гідрокінетичній моделі та підходів Куніна-Пратта і Ледніцкі-Любошица запропоновано просту аналітичну модель для опису кореляційних функцій $\bar{p}\Lambda$ та $p\bar{\Lambda}$ з урахуванням залишкових кореляцій. В рамках даної моделі вдалося вирішити проблему видимої двократної відмінності між ефективними радіусами джерела емісії пар $p\Lambda$ і $p\bar{\Lambda}$ у експериментальному аналізі колаборації STAR для зіткнень за найвищої енергії колайдера RHIC. Також було визначено довжину розсіяння сильної взаємодії в парах $\bar{p}\Lambda$ та $p\bar{\Lambda}$.

В рамках моделі Ледніцкі-Любошица двочастинкова кореляційна функція обчислюється шляхом усереднення хвильової функції відносного руху пари частинок за просторовим розподілом точок випромінювання та за значеннями спіну:

$$C(k^*) = \left\langle |\Psi_{-\mathbf{k}^*}^S(\mathbf{r}^*)|^2 \right\rangle, \quad \Psi_{-\mathbf{k}^*}^S(\mathbf{r}^*) = e^{-i\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{r}^*} + \frac{f^S(k^*)}{r^*} e^{i\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{r}^*}, \quad (16)$$

де $\pm \mathbf{k}^*$ є імпульси частинок у системі центра мас пари. При цьому використовується наближення ефективного радіусу для амплітуди розсіяння:

$$f^S(k^*) = \left(\frac{1}{f_0^S} + \frac{1}{2} d_0^S k^{*2} - i k^* \right)^{-1}, \quad (17)$$

де f_0^S є довжина розсіяння, а d_0^S — ефективний радіус для сумарного спіну $S = 1$ та $S = 0$. Функція джерела (розподіл відстані між частинками у парі) вважається гаусовою

$$S(\mathbf{r}^*) = (2\sqrt{\pi}r_0)^{-3} e^{-\frac{\mathbf{r}^{*2}}{4r_0^2}}, \quad (18)$$

де r_0 є ефективний радіус джерела.

Усереднюючи $\Psi_{-\mathbf{k}^*}^S(\mathbf{r}^*)$ за спіном та розподілом $S(\mathbf{r}^*)$, отримуємо:

$$C(k^*) = 1 + \sum_S \rho_S \left[\frac{1}{2} \left| \frac{f^S(k^*)}{r_0} \right|^2 \left(1 - \frac{d_0^S}{2\sqrt{\pi}r_0} \right) + \frac{2 \operatorname{Re} f^S(k^*)}{\sqrt{\pi}r_0} F_1(Qr_0) - \frac{\operatorname{Im} f^S(k^*)}{r_0} F_2(Qr_0) \right],$$

де $F_1(z) = \int_0^z dx e^{x^2 - z^2}/z$ та $F_2(z) = (1 - e^{-z^2})/z$.

Фітування експериментальної кореляційної функції $C_{\text{exp}}(k^*)$ аналітичною формулою для $C(k^*)$ дозволяє визначити величини f_0 , d_0 , r_0 . Проте в експерименті STAR при найвищій енергії RHIC отримані значення радіусів джерела r_0 для пар $p\Lambda$ та $p\bar{\Lambda}$ відрізняються майже вдвічі (3.09 фм і 1.50 фм) [5*], хоча на перший погляд ніякої фізичної причини для такої різниці бути не повинно. З огляду на такий дивний результат для радіусів джерела, виникає питання, наскільки надійним є результат для довжини розсіяння f_0 , яку також було визначено у згаданій експериментальній роботі.

Для вирішення даної проблеми нами було запропоновано вдосконалити процедуру фітування кореляційної функції за рахунок фіксації параметра r_0 рівним значенню, обчисленому у гідрокінетичній моделі (шляхом фітування гаусіаною усередненої за кутами модельної функції джерела $S(r)$). Розрахунки в моделі дали очікувано близькі значення радіусів джерела випромінювання для пар $p\Lambda$ та $p\bar{\Lambda}$ — 3.23 фм і 3.28 фм відповідно. Але при цьому теоретична кореляційна функція $C(k^*)$, обчислена за формулою (19), описувала лише баріон-баріонну експериментальну функцію (для пар $p\Lambda$), але не баріон-антибаріонну.

Причина видимого зменшення радіусу джерела r_0 для пар $p\bar{\Lambda}$ може полягати в ефекті *залишкових кореляцій*. Нехай кореляція існує між деякими Λ і Σ^+ . Тоді після розпаду $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ народжений протон p та наша Λ теж будуть

скорельованими. Але в експериментальному аналізі STAR вважалося, що кореляції можуть бути лише у парах, утворених з первинних протонів і Λ -гіперонів — визначалася частка таких пар λ , яким і співставлялася кореляційна функція $C(k^*)$, а решта пар з часткою $1 - \lambda$ вважалися повністю нескорельованими (з кореляційною функцією, рівною одиниці). Відповідно, для порівняння з теоретичною функцією $C(k^*)$ брали не повну експериментальну кореляційну функцію $C_{\text{exp}}(k^*)$, а функцію $C_{\text{corr}}(k^*)$, скориговану на чистоту пар:

$$C_{\text{exp}}(k^*) = \lambda(k^*)C_{\text{corr}}(k^*) + (1 - \lambda(k^*)) \implies C_{\text{corr}}(k^*) = 1 + \frac{C_{\text{exp}}(k^*) - 1}{\lambda(k^*)}. \quad (19)$$

Для вдосконалення кореляційного аналізу ми запропонували дослідити повну кореляційну функцію, нескориговану на чистоту пар, доповнивши відповідну теоретичну формулу членом для ефективного врахування внеску залишкових кореляцій:

$$C_{\text{uncorr}}(k^*) = 1 + \lambda(k^*)[C(k^*) - 1] + \alpha(k^*)[C_{\text{res}}(k^*) - 1], \quad (20)$$

де $C_{\text{res}}(k^*) = 1 - \tilde{\beta}e^{-4k^{*2}R^2}$, $\tilde{\beta} > 0$ — глибина анігіляційного провалу за рахунок залишкових кореляцій, а R — характерний радіус (обернена імпульсна ширина) провалу.

Фітування повної експериментальної кореляційної функції формулою (20) при радіусі джерела, зафіксованому на значенні 3.28 фм, отриманому з гідрокінетичної моделі (див. Рис. 11), дає для дійсної та уявної частини довжини розсіювання: $\text{Re } f_0 = 0.14 \pm 0.66$ фм і $\text{Im } f_0 = 1.53 \pm 1.31$ фм. Значення решти параметрів є $\tilde{\beta} = 0.034 \pm 0.005$ і $R = 0.48 \pm 0.05$ фм. Отримані значення дійсної та уявної частини довжини розсіювання помітно відрізняються від одержаних в роботі колаборації STAR ($\text{Re } f_0 = -2.03 \pm 0.96^{+1.37}_{-0.12}$ фм, $\text{Im } f_0 = 1.01 \pm 0.92^{+2.43}_{-1.11}$ фм) при нереалістично малому значенні радіусу джерела $r_0^{\text{exp}} = 1.50 \pm 0.05^{+0.10}_{-0.12} \pm 0.3$ фм.

У підрозділі 3.2 на основі результатів кореляційного аналізу для RHIC в рамках розвинутого підходу було зроблено передбачення кореляційних функцій для випадку енергій ЛНС (див. Рис. 12). Значення довжин розсіювання та ефективних радіусів, що описують сильну взаємодію між баріонами, були покладені тими ж, що і для випадку зіткнень на RHIC. Радіус джерела $r_0 = 3.76$ фм визначено на основі розрахунків у гідрокінетичній моделі. Параметр $\tilde{\beta}$, що описує силу залишкових кореляцій і залежить від кінематики взаємодій між частинками також вважається незмінним при переході до енергії ЛНС. Параметр R відповідає просторовому масштабу, характерному для залишкових кореляцій, тому його значення для RHIC при переході до випадку ЛНС було домножено на фактор, що дорівнює відношенню відповідних радіусів джерела, $3.76/3.28 \approx 1.15$. Контур навколо графіка передбаченої баріон-антибаріонної кореляційної функції ілюструє невизначеність у поведінці функції, яка має місце через невизначеності

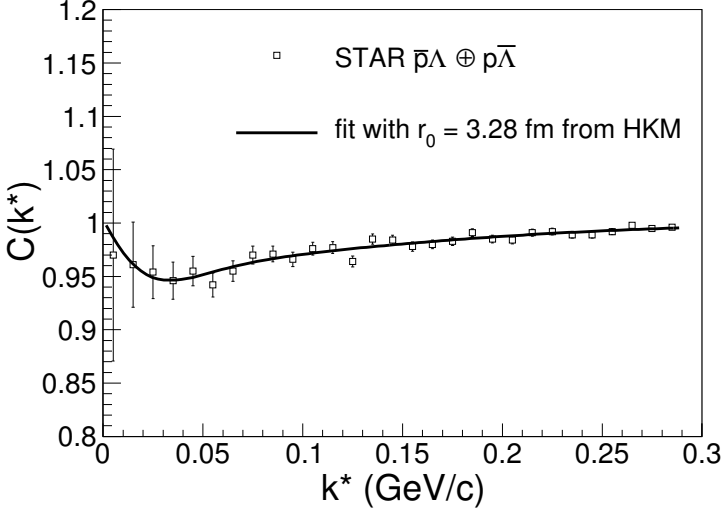


Рис. 11. Повна кореляційна функція пар $p\bar{\Lambda}$, виміряна в експерименті STAR із зіткнень ядер золота на колайдері RHIC при енергії 200 GeV на нуклонну пару (квадратні маркери) та фіт в рамках моделі Ледніцкі-Любошица, удосконаленої для врахування ефекту залишкових кореляцій (суцільна лінія). Аналіз виконувався для центральних подій ($c = 0 - 10\%$). Радіус джерела $r_0 = 3.28$ фм визначено на основі розрахунків у гідрокінетичній моделі.

(похибки) у значеннях параметрів, визначених при фітуванні експериментальної кореляційної функції для енергії колайдера RHIC.

У підрозділі 3.3 аналогічні передбачення кореляційних функцій зроблено для пар $p\Xi$, в яких, окрім сильної, наявна також електромагнітна взаємодія між баріонами (див. Рис. 13). Відповідно, амплітуда відносного руху пари частинок $\psi_{-\mathbf{k}^*}(\mathbf{r}^*)$, що входить до рівняння для кореляційної функції (16), має бути модифікована для додаткового врахування кулонівської взаємодії:

$$\psi_{-\mathbf{k}^*}(\mathbf{r}^*) = e^{i\delta_c} \sqrt{A_c(\eta)} \left[e^{-i\mathbf{k}^* \mathbf{r}^*} F(-i\eta, 1, i\xi) + f_c(k^*) \frac{\tilde{G}(\rho, \eta)}{r^*} \right], \quad (21)$$

де $\xi = \mathbf{k}^* \mathbf{r}^* + k^* r^* \equiv \rho(1 + \cos\theta^*)$, $\rho = k^* r^*$, $\eta = (k^* a)^{-1}$, $a = (\mu z_1 z_2 e^2)^{-1}$ є двочастинковий радіус Бора, $\delta_c = \arg\Gamma(1 + i\eta)$ — кулонівський s -хвильовий фазовий зсув, $A_c(\eta)$ — кулонівський коефіцієнт проникнення,

$$F(\alpha, 1, z) = 1 + \alpha z/1!^2 + \alpha(\alpha + 1)z^2/2!^2 + \dots \quad (22)$$

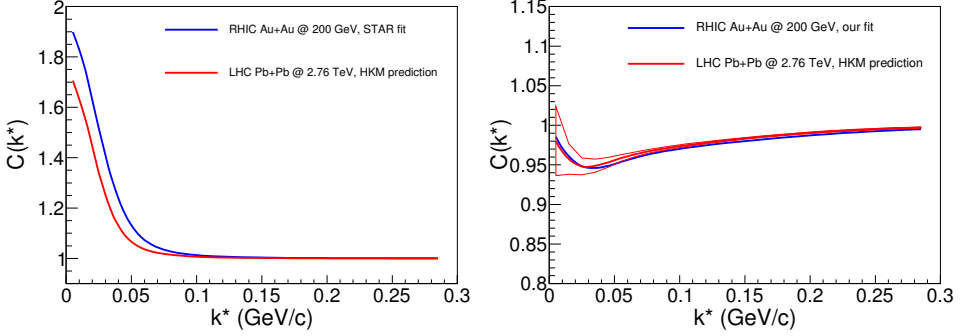


Рис. 12. Передбачення кореляційних функцій пар $p\Lambda$ (зліва) та $p\bar{\Lambda}$ (справа) для зіткнень ядер свинцю на колайдері ЛНС при енергії 2.76 TeV на нуклонну пару ($c = 0 - 5\%$), знайдені на основі вдосконаленої моделі Ледніцкі-Любошица, де додатково враховується ефект залишкових кореляцій. Радіус джерела $r_0 = 3.76$ фм визначено на основі розрахунків у гідрокінетичній моделі. Чистота пар Λ покладається тією ж, що і у випадку зіткнень на RHIC.

є вирождена гіпергеометрична функція, а $\tilde{G} = \sqrt{A_c}(G_0 + iF_0)$ — комбінація регулярної (F_0) та сингулярної (G_0) s -хвильової кулонівської функції:

$$\tilde{G}(\rho, \eta) = P(\rho, \eta) + 2\eta\rho [\ln |2\eta\rho| + 2C - 1 + \chi(\eta)] B(\rho, \eta). \quad (23)$$

Тут $C \doteq 0.5772$ — константа Ейлера, функції $B(\rho, \eta)$, $P(\rho, \eta)$ визначаються відомими рекурентними співвідношеннями. Радіус джерела $r_0 = 3.10$ фм знову ж таки визначено на основі розрахунків у гідрокінетичній моделі. Чорні та сірі лінії на графіках відповідають різним значенням чистоти пар Λ — для чорних ліній чистота пар розраховується у гідрокінетичній моделі, а для сірих розраховане в моделі значення додатково множиться на фактор 0.7, що враховує можливі помилки ідентифікації частинок в експерименті. Штрихові лінії відповідають вимкненню ефекту залишкових кореляцій.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі в рамках реалістичних моделей (передусім, інтегрованої гідрокінетичної моделі — iHKM) детально досліджено властивості систем, що утворюються в релятивістських зіткненнях важких ядер, та механізми формування м'яких адронних спостережуваних на різних стадіях еволюції даних систем. Ціла низка одержаних результатів свідчить про те, що більш адекватно

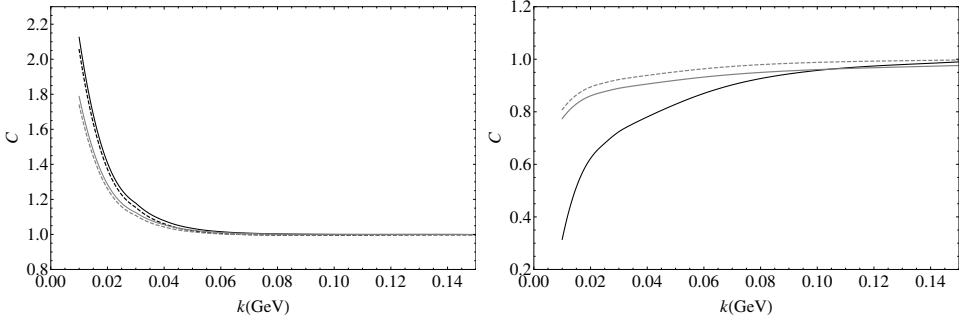


Рис. 13. Передбачення кореляційних функцій пар $p\Xi^-$ (зліва) та $p\Xi^+$ (справа) для зіткнень ядер свинцю на колайдері ЛНС при енергії 2.76 TeV на нуклонну пару, знайдені на основі підходів Ледніцькі-Любошица та Куніна-Пратта з додатковим врахуванням ефекту залишкових кореляцій. Радіус джерела $r_0 = 3.10$ фм визначено на основі розрахунків у гідрокінетичній моделі.

тний опис народження адронів у зіткненні досягається в рамках підходу “поступового фріз-ауту”, який передбачає поступове формування імпульсних спектрів та виходів частинок в ході еволюції утвореної системи, що включає в себе довгу адронну стадію. Перелічимо головні отримані результати:

1. Інтегровану гідрокінетичну модель ядро-ядерних зіткнень (іНКМ) вперше відкалібровано для опису широкого класу спостережуваних м'якої фізики (виходи частинок різних сортів, їх відношення, спектри поперечного імпульсу, коефіцієнти імпульсної анізотропії, кореляційні функції та відповідні фемтоскопічні масштаби) у зіткненнях ядер свинцю на Великому адронному колайдері (ЛНС) при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.
2. Однаково гарний опис наявних експериментальних даних та передбачення для фемтоскопічних масштабів піонів і каонів вперше отримано у моделі іНКМ при двох різних рівняннях стану кварк-глюонної матерії на гідродинамічній стадії еволюції системи. Збереження узгодженості теоретичного опису з експериментом при переході до іншого рівняння стану досягається перенормуванням початкової густини енергії у центрі системи ϵ_0 . Таким чином встановлено, що наявні результати експериментальних вимірювань м'яких адронних спостережуваних не дозволяють надати чітку перевагу одному з двох розглянутих рівнянь стану та визначити точні величини температури партиклізації і густини енергії на ранній стадії зіткнення.
3. Встановлено, що адронна стадія зіткнення, яка у іНКМ описується в рам-

ках адронного каскаду UrQMD, компенсує різницю у значеннях м'яких спостережуваних, яка може мати місце в кінці гідродинамічної стадії внаслідок використання різних рівнянь стану КГП. Цей висновок говорить на користь концепції “поступового фріз-ауту”, тобто поступового формування імпульсних спектрів та виходів частинок в процесі еволюції системи, що включає в себе довгу адронну стадію. Зокрема, адронна стадія має ключове значення для успішного опису виходів резонансів $K^*(892)$ та відношень числа народжених протонів до числа пі-мезонів.

4. В рамках моделі iHKM з'ясовано, що фемтоскопічні масштаби π - та K -мезонів у випадку енергії зіткнень $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV близькі до відповідних значень при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Ефект певного зростання множинності народжених частинок внаслідок збільшення енергії зіткнення частково компенсується більшими градієнтами колективної швидкості при енергії 5.02 TeV. Підтверджено порушення скейлінгу радіусів піонів і каонів за поперечною масою пари m_T і наявність скейлінгу за середнім поперечним імпульсом k_T (при не надто малих k_T), що раніше спостерігалось в рамках розрахунків у гідрокінетичній моделі.
5. В області надм'яких імпульсів ($m_T < 200$ MeV/c) у моделях iHKM та LQTH виявлено відхилення поведінки фемтоскопічних піонних радіусів від степеневого закону виду am_T^{-b} . Натомість, вдається єдиною формулою описати залежність радіусів від поперечної швидкості пари β_T , що дає можливість екстраполяції відомих залежностей $R(m_T)$ при $m_T > 200$ MeV/c на область більш низьких імпульсів. Незвичний характер залежності $R(m_T)$ для піонів з наднизькими імпульсами може свідчити про своєрідне відокремлення даних частинок від решти системи, їх триваліше утримання в її центрі та утворення своєрідної “пастки” для надм'яких піонів.
6. У моделі HKM з'ясовано, що на адронній стадії зіткнення відбувається інтенсивна взаємодія короткоживучих резонансів $K^*(892)$ (час життя яких становить близько 5 фм/c) та продуктів їх розпаду з густим адронним середовищем. Для центральних зіткнень така взаємодія призводить спочатку до “втрати” близько 70% первинно утворених K^* , а потім до утворення шляхом рекомбінації додаткових 50% від початкової кількості K^* . В результаті спостерігається нестача числа ідентифікованих K^* у 20%. Ефект зменшується при переході від центральних до периферичних зіткнень. Виходи ж довгоживучих резонансів $\phi(1020)$ (з часом життя порядку 50 фм/c), навпаки, не залежать від центральності зіткнення.
7. У інтегрованій гідрокінетичній моделі отримано оцінки на часи випромінювання піонів і K -мезонів у зіткненнях важких ядер на колайдерах LHC та RHIC. Несподіваним результатом з точки зору гідродинамі-

чних міркувань є одержане в роботі більше значення ефективного часу емісії каонів у порівнянні з піонами. Даний результат можна пояснити сильним впливом взаємодій між адронами на фінальній стадії зіткнення, зокрема перерозсіянь і рекомбінації продуктів розпаду резонансів $K^*(892) \leftrightarrow K\pi$, на результуючі каонні спостережувані. Для більш периферичних зіткнень та при зниженні їх енергії часи емісії частинок обох сортів зменшуються, разом з інтенсивністю поперечного колективного потоку та ефективною температурою спектрів.

8. В рамках моделі iHKM встановлено, що тривалість гідродинамічної стадії для зіткнень ядер золота при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV і ядер свинцю при енергіях $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV та $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV майже однакова і становить $8 - 10$ фм/с. Головними причинами близькості отриманих значень, попри різницю в енергії зіткнення, є інтенсивне, суттєво тривимірне гідродинамічне розширення системи, яке починається з певного моменту власного часу, та схожі співвідношення між розмірами системи та середньою величиною швидкості звуку на гідродинамічній стадії в усіх вказаних випадках.
9. Запропоновано метод оцінки загального часу життя системи, що формується у релятивістському зіткненні ядер, на основі фітування спектрів та фемтоскопічних радіусів піонів і каонів в області малих поперечних імпульсів. Для зіткнень ядер свинцю на Великому адронному колайдері отримано значення часу життя системи порядку 17 фм/с, що говорить про наявність у таких зіткненнях довгої адронної стадії, яка грає важливу роль у формуванні кінцевих спектрів та фемтоскопічних радіусів.
10. На основі формалізму Куніна-Пратта та Ледніцкі-Любошица, а також розрахунків у гідрокінетичній моделі запропоновано просту аналітичну модель для опису баріон-баріонних та баріон-антибаріонних кореляційних функцій з урахуванням ефекту залишкових кореляцій. В рамках запропонованого підходу вдалося вирішити проблему видимої двократної відмінності між радіусами джерел емісії пар $p\Lambda$ і $p\bar{\Lambda}$ в експериментальній роботі колаборації STAR [5*] щодо зіткнень ядер золота за найвищої енергії прискорювача RHIC. Визначено довжину розсіяння сильної взаємодії у парах $p\bar{\Lambda}$ та $\bar{p}\Lambda$. На основі отриманих результатів зроблено передбачення кореляційних функцій для зіткнень при енергії колайдера LHC з урахуванням сильної та кулонівської взаємодії між баріонами.

СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1*. V. Yu. Naboka, S. V. Akkelin, Iu. A. Karpenko, Yu. M. Sinyukov, Initialization of hydrodynamics in relativistic heavy ion collisions with an energy-momentum transport model, *Phys. Rev. C* **91**, 014906 (2015).

2*. V. Yu. Naboka, Iu. A. Karpenko, Yu. M. Sinyukov, Thermalization, evolution, and observables at energies available at the CERN Large Hadron Collider in an integrated hydrokinetic model of A+A collisions, *Phys. Rev. C* **93**, 024902 (2016).

3*. M. Laine, Y. Schroeder, Quark mass thresholds in QCD thermodynamics, *Phys. Rev. D* **73**, 085009 (2006).

4*. A. Bazavov *et al.* (The HotQCD Collaboration), The equation of state in (2+1)-flavor QCD, *Phys. Rev. D* **90**, 094503 (2014).

5*. J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Proton- Λ correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Phys. Rev. C* **74**, 064906 (2006).

6*. S. Acharya *et al.* (The ALICE Collaboration), Kaon femtoscopy in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, *Phys. Rev. C* **96**, 064613 (2017).

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Праці, в яких опубліковано основні наукові результати

1. **V. M. Shapoval**, B. Erazmus, R. Lednicky, Yu. M. Sinyukov, Extracting $p\Lambda$ scattering lengths from heavy ion collisions, *Phys. Rev. C* **92**(3), 034910 (7 pages) (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.034910> (**Q1**)
2. **V. M. Shapoval**, Yu. M. Sinyukov, V. Yu. Naboka, Proton- Λ correlation functions at energies available at the CERN Large Hadron Collider taking into account residual correlations, *Phys. Rev. C* **92**(4), 044910 (5 pages) (2015). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.92.044910> (**Q1**)
3. Yu. M. Sinyukov, **V. M. Shapoval**, V. Yu. Naboka, On m_T dependence of femtoscopy scales for meson and baryon pairs, *Nucl. Phys. A* **946**, 227–239 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.11.014> (**Q2**)
4. Yu. M. Sinyukov, **V. M. Shapoval**, Production and correlations of strange mesons and baryons at RHIC and LHC in hydrokinetic model, *Acta Phys. Pol. B* **47**(7), 1883–1908 (2016). <https://doi.org/10.5506/APhysPolB.47.1883> (**Q2**)
5. **V. M. Shapoval**, P. Braun-Munzinger, Yu. M. Sinyukov, $K^*(892)$ and $\phi(1020)$ production and their decay into the hadronic medium at the Large Hadron Collider, *Nucl. Phys. A* **968**, 391–402 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.09.002> (**Q2**)
6. Yu. M. Sinyukov, **V. M. Shapoval**, Particle production at energies available at the CERN Large Hadron Collider within an evolutionary model, *Phys. Rev. C* **97**(6), 064901 (5 pages) (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.064901> (**Q1**)
7. Yu. M. Sinyukov, M. D. Adzhymambetov, V. Yu. Naboka, **V. M. Shapoval**, The prethermal stage of heavy-ion collision and the particle production, *Acta*

- Phys. Pol. B Proceedings Supplement* **11**, No. 4, 633–636 (2018).
<https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.11.633> (**Q3**)
8. **V. M. Shapoval**, Yu. M. Sinyukov, Bulk observables in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the CERN Large Hadron Collider within the integrated hydrokinetic model, *Phys. Rev. C* **100**(4), 044905 (11 pages) (2019).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.044905> (**Q1**)
 9. M. D. Adzhymambetov, **V. M. Shapoval**, Yu. M. Sinyukov, Description of bulk observables in Au+Au collisions at top RHIC energy in the integrated hydrokinetic model, *Nucl. Phys. A* **987**, 321–336 (2019).
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.04.013> (**Q2**)
 10. **V. M. Shapoval**, M. D. Adzhymambetov, Yu. M. Sinyukov, Femtoscopy scales and particle production in the relativistic heavy ion collisions from Au+Au at 200 AGeV to Xe+Xe at 5.44 ATeV within the integrated hydrokinetic model, *Eur. Phys. J. A* **56** 260 (19 pages) (2020).
<https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00266-x> (**Q1**)
 11. Yu. M. Sinyukov, M. D. Adzhymambetov, **V. M. Shapoval**, Correlation analysis of high-energy heavy-ion collisions within the integrated hydrokinetic model, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **229**, 3551–3557 (2020).
<https://doi.org/10.1140/epjst/e2020-000043-2> (**Q2**)
 12. **V. M. Shapoval**, Yu. M. Sinyukov, Kaon and pion maximal emission times extraction from the femtoscopy analysis of 5.02A TeV LHC collisions within the integrated hydrokinetic model, *Nucl. Phys. A* **1016**, 122322 (12 pages) (2021).
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2021.122322> (**Q2**)
 13. Y. Sinyukov, **V. Shapoval**, M. Adzhymambetov, Space-Time Structure of Particle Emission and Femtoscopy Scales in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, *Universe* **9**, 433 (17 pages) (2023).
<https://doi.org/10.3390/universe9100433> (**Q1**)
 14. W. Rzesza, G. Kornakov, A. R. Kisiel, Yu. M. Sinyukov, and **V. M. Shapoval**, Femtoscopy analysis of ultrasoft pion trap at energies available at the CERN Large Hadron Collider, *Phys. Rev. C* **110**, 034904 (10 pages) (2024).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.110.034904> (**Q1**)

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

15. **V. M. Shapoval**, P. Braun-Munzinger, Yu. M. Sinyukov, $K^*(892)$ and $\phi(1020)$ resonances as the probes of hadronic medium in heavy ion collisions. VII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”, dedicated to 50-th anniversary of Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, December 13–15, 2016, Kyiv, Ukraine, *Program and Abstracts*. — Kyiv. — 2016. — O.29.
16. Yu. M. Sinyukov, **V. M. Shapoval**, V. Yu. Naboka, The K^* and ϕ resonances observability at the top Relativistic Heavy Ion Collider energy, All-Ukrainian

- scientific conference “Principal Problems of Quantum Field Theory and Gravitation” dedicated to the jubilee of M. Korkina and V. Vanyashin, 4 November 2016, Dnipro, Ukraine, *Visnik Dnipropetrovs’kogo universitetu. Seria Fizika, radioelektronika*. — 2016. — Vol. 24. — Issue 23(2). — pp. 19–24.
17. Yu. M. Sinyukov, M. D. Adzhymambetov, V. Yu. Naboka, **V. M. Shapoval**, The femtoscopy scales in Au+Au collisions at the top RHIC energy, XIII Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, Krakow, Poland, 22–26 May 2018, *Acta Phys. Pol. B Proceedings Supplement* **12**, No. 2, pp. 235–240 (2019). <https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.12.235>
 18. Yu. M. Sinyukov, M. D. Adzhymambetov, **V. M. Shapoval**, V. Yu. Naboka, Femtosopic structure of relativistic heavy ion collisions in integrated HydroKinetic Model. XIV Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, 3–7 June 2019, Dubna, *Physics of Particles and Nuclei* **51**, No. 3, pp. 258–262 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063779620030260>
 19. Yu. M. Sinyukov, M. D. Adzhymambetov, **V. M. Shapoval**, Properties of the superdense matter and its space-time evolution in ultrarelativistic heavy ion collisions. II International Workshop on Theory of Hadronic Matter Under Extreme Conditions, 16–19 September 2019, Dubna, *Particles* **3**, pp. 114–122 (2020). <http://dx.doi.org/10.3390/particles3010010>
 20. M. Adzhymambetov, Yu. Sinyukov, **V. Shapoval**. Femtosopic analysis of relativistic heavy-ion collisions in the hydrokinetic approach. XI conference of young scientists “Problems of theoretical physics”, 21–23 December 2020, Kyiv, Ukraine, *Book of Abstracts*, p. 6. <https://indico.bitp.kiev.ua/event/7/book-of-abstracts.pdf>
 21. **V. M. Shapoval**, Yu. M. Sinyukov, The estimation of pion and kaon maximal emission times in 5.02A TeV collisions at the LHC, XII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”, Kyiv, 21–22 December, 2021, *Book of Abstracts*. — Kyiv. — 2021. — O.21. <https://indico.bitp.kiev.ua/event/8/book-of-abstracts.pdf>
 22. Yu. M. Sinyukov, **V. M. Shapoval**, M. D. Adzhymambetov, Space-time picture and observables in heavy ion collisions at the Large Hadron Collider energies, XXIX Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research of the NAS of Ukraine, Kyiv, September 26–30, 2022, *Nucl. Phys. At. Energy* **24**, pp. 087–092 (2023). <https://doi.org/10.15407/jnpae2023.02.087>
 23. Yu. M. Sinyukov, **V. M. Shapoval**, M. D. Adzhymambetov, Hidden puzzle of the correlation femtoscopy at the top RHIC and LHC energies and its possible solution. XVI Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, 6–10 November 2023, Catania, Italy, *Il Nuovo Cimento* **48 C** 14 (2025). <https://doi.org/10.1393/ncc/i2025-25014-5>

АНОТАЦІЯ

Шаповал В. М. Моделювання еволюції сильновзаємодійної матерії у високоенергетичних зіткненнях важких ядер.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика (104 – фізика і астрономія, галузь знань 10 – природничі науки). — Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, 2025.

Дисертацію присвячено теоретичному дослідженню просторово-часової структури та характеру еволюції систем, що народжуються в релятивістських зіткненнях важких іонів (ядер), з'ясуванню властивостей нових видів сильновзаємодійної матерії (таких, як кварк-глюонна плазма), що утворюються на проміжних стадіях зіткнення, та аналізу механізмів формування кінцевих адронних спостережуваних в області м'якої фізики. Дослідження в основному проводилися в інтегрованій гідрокінетичній моделі ядро-ядерних зіткнень (iHKM), що дозволяє реалістично моделювати процес еволюції утвореної системи в рамках п'яти послідовних стадій — формування початкового стану, передрівноважна динаміка, гідродинамічне розширення, розпад згустка неперервної матерії на систему частинок (партиклізація) та адронний каскад. Увага в роботі приділяється таким актуальним проблемам, як початкові умови еволюції системи, рівняння стану кварк-глюонної матерії на гідродинамічному етапі, аналіз просторово-часової структури утворюваних систем, опис даних експериментів на сучасних прискорювачах частинок щодо м'яких адронних спостережуваних, роль адронної стадії зіткнення у формуванні цих спостережуваних, проблема миттєвого або поступового замороження імпульсних спектрів і виходів частинок, оцінка тривалості різних стадій зіткнення, аналіз взаємодій між баріонами у кінцевому стані тощо.

Ключові слова: релятивістські зіткнення важких іонів, кварк-глюонна плазма, сильновзаємодійна матерія, м'яка фізика, адронні спостережувані, кореляційна фемтоскопія, взаємодії у кінцевому стані, гібридні моделі ядро-ядерних зіткнень, релятивістська гідродинаміка, адронний каскад.

ABSTRACT

Shapoval V. M. Simulation of strongly interacting matter evolution in high-energy collisions of heavy nuclei.

Thesis for the Doctor of Sciences degree in Physics and Mathematics in speciality 01.04.02 – theoretical physics (104 – physics and astronomy, academic branch 10 – natural sciences). — Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2025.

The thesis is devoted to the theoretical study of the space-time structure and the character of the evolution of systems formed in relativistic heavy-ion (nuclear) collisions, to the investigation of the properties of new strongly interacting matter forms (such as quark-gluon plasma) created during the intermediate stages of the collision, and to the analysis of the mechanisms of final hadronic observables formation in the soft physics domain. The research is primarily conducted within the integrated HydroKinetic Model (iHKM) for nucleus-nucleus collisions, which allows for realistic modeling of the evolution of the created system through five successive stages: initial state formation, pre-equilibrium dynamics, hydrodynamic expansion, particlization (conversion of the continuous matter into a system of particles), and the hadronic cascade. The study addresses several topical problems, including the initial conditions for the system's evolution, the equation of state of quark-gluon matter at the hydrodynamic stage, the analysis of the space-time structure of the created systems, the description of experimental data from modern particle accelerators concerning soft hadronic observables, the role of the collision hadronic stage in the formation of these observables, the problem of sudden versus continuous freeze-out of particle yields and momentum spectra, the estimation of different collision stages' duration, the analysis of baryon-baryon final-state interactions, and more.

In particular, the integrated hydrokinetic model was for the first time calibrated to describe a wide class of soft physics experimental data from lead-lead collisions at the Large Hadron Collider (LHC) at a nucleon pair energy of 5.02 TeV. The model results for particle yields, their ratios, transverse momentum spectra, and v_n coefficients agree with experimental data. Predictions for femtoscopic radii of pions and kaons obtained within the model are also presented. Calculations were carried out using two variants of the quark-gluon matter equation of state (EoS) with corresponding particlization temperatures. Modeling results for the two considered equations of state turn out to be close if the parameter ϵ_0 , determining the initial energy density at the center of the system, is appropriately retuned. It is also shown that the hadronic stage in the model compensates for possible differences in the final observables (in particular, particle number ratios) that may arise at the end of the hydrodynamic stage due to utilization of different quark-gluon matter EoS.

The dependence of femtoscopic scales on the transverse mass in the low- m_T region ($m_T < 200$ MeV/ c) within iHKM was also analyzed. Deviations from a power-law behavior of radii in this region are observed. Instead, one can apply a unified formula to describe the dependence of the radii on the pair transverse velocity at all momenta. This enables extrapolation of known radius behavior at higher pair momenta to the lowest-momentum region.

The thesis presents a detailed analysis of the problem of choosing between two scenarios of system evolution in course of a collision and the corresponding models for hadronic observables formation — “sudden freeze-out”, meaning the chemical

composition and momentum spectra freeze almost immediately after particlization, and “continuous freeze-out”, which assumes a long post-hydrodynamic stage during which the created hadronic system still evolves collectively and intense elastic and inelastic hadron-hadron interactions take place.

The influence of interactions of $K^*(892)$ and $\phi(1020)$ resonances and their decay products with the hadronic medium at the post-hydrodynamic stage of the collision on final observables is studied. It was found that such interactions strongly affect the yields of short-lived K^* resonances in central collisions, while the yields of long-lived ϕ mesons are not similarly affected. Estimates, within the iHKM model, for the effective emission times of π - and K -mesons in Pb+Pb collisions at the LHC energies 2.76 and 5.02 TeV and in Au+Au collisions at the RHIC energy 200 GeV per nucleon pair are made. It was found that at all considered energies, kaons are emitted later than pions, which is unexpected from a purely hydrodynamic (statistical hadronization) point of view. This result can be explained by the strong influence of interactions between hadrons at the final collision stage (in particular, rescattering and recombination of K^* decay products) on resulting kaon observables.

A method for estimating the total lifetime of the system formed in a relativistic nucleus-nucleus collision based on fits to spectra and femtoscopic radii at low transverse momenta is proposed. The obtained lifetime values for LHC collisions demonstrate a significant influence of the long hadronic phase on the final observables. The duration of the hydrodynamic stage for different LHC and RHIC collision energies is also estimated within the iHKM framework. These estimates turn out to be close for different energies due to the intense, essentially three-dimensional hydrodynamic expansion and similar ratios of system size to mean speed of sound in all considered cases.

The correlation analysis of strong final-state interactions between baryons is carried out based on calculations in the hydrokinetic model and the Koonin-Pratt and Lednický-Lyuboshitz approaches. A simple analytical model for describing the correlation functions of $\bar{p}\Lambda$ and $p\bar{\Lambda}$ pairs with residual correlations taken into account was proposed. This model resolves the problem of the apparent twofold difference in the effective source radii of $p\Lambda$ and $p\bar{\Lambda}$ pairs observed in the STAR Collaboration’s experimental analysis of the top RHIC energy collisions. The strong interaction scattering length for $\bar{p}\Lambda$ and $p\bar{\Lambda}$ pairs was also determined. Based on the correlation analysis results for RHIC one predicts the corresponding correlation functions for LHC energies, including the case of $p\Xi$ pairs, where, in addition to strong interaction, electromagnetic interaction between baryons is present.

Key words: relativistic heavy ion collisions, quark-gluon plasma, strongly interacting matter, soft physics, hadronic observables, correlation femtoscopy, final-state interactions, hybrid models of nucleus-nucleus collisions, relativistic hydrodynamics, hadronic cascade.

Шаповал Володимир Миколайович

Моделювання еволюції сильновзаємодійної матерії у високоенергетичних зіткненнях важких ядер. (Реферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук.)
