

СИГНАЛИ КВАРК-ГЛЮОННОЇ ПЛАЗМИ В ЕКСПЕРИМЕНТІ CBM

М. С. Борисова

Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ

(Отримано 7 квітня 2010 р.; в остаточному вигляді — 29 липня 2010 р.)

Дослідження фазової діаграми квантової хромодинаміки в області дуже високих хімічних баріонних потенціалів заплановано провести в межах експерименту CBM (Compressed Baryonic Matter) на базі майбутнього прискорювача SIS-300 (проект FAIR, GSI). Одними з головних напрямків експериментальної програми CBM є вивчення рівняння ядерного стану при високих баріонних густинах, пошук сигналів фазового переходу першого роду від адронної до партонної матерії та визначення критичної точки на фазовій діаграмі. Експеримент CBM як експеримент наступного покоління буде оснащений швидкими детекторами з високою роздільною здатністю. Передбачається, що будуть здійснені виміри в адронних та лептонних каналах. У статті стисло розглянуто концепцію детектора CBM та деякі питання з фізичної програми експерименту CBM, а саме, обговорено сигнали, що можуть бути свідченням деконфайнменту та експериментальні спостережувані величини, що підходять у ролі діагностичних проб кварк-глюонної плазми.

Ключові слова: релятивістські зіткнення важких йонів, експеримент CBM, кварк-глюонна плазма, гідродинаміка.

PACS number(s): 25.75.Nq, 24.10.Nz

I. ВСТУП

Зіткнення важких йонів при середніх енергіях (10–50 GeV/нуклон), як очікується, нададуть можливість експериментально досліджувати фазовий перехід від адронних (із порушеною кіральною симетрією) до партонних ступенів вільності (де відновлюється кіральна симетрія та кварки перебувають у стані деконфайнменту). Це явище можливе при густинах, що більші в декілька разів від нормальної ядерної густини. Такий стан речовини, або кварк-глюонна плазма (КГП), вважається, був домінуючою формою матерії у Всесвіті протягом декількох мікросекунд після Великого Вибуху. Намагаючись відтворити ці події в лабораторії, створюючи “малий вибух”, експерименти із зіткнення важких йонів спрямовані на дослідження фундаментальних аспектів теорії сильної взаємодії між елементарними частинками — квантової хромодинаміки (КХД): рівняння стану сильновзаємодіючої матерії; модифікація адронних станів у ядерному середовищі; порушення кіральної симетрії; мікроскопічна структура сильновзаємодіючої матерії, як функція температури та баріонної густини; локалізація фазового переходу та вивчення адронної й партонної фаз.

Вважається, що фазовий перехід від адронної до деконфайментованої матерії змінюється з фазового переходу першого роду при великих баріонно-хімічних потенціалах до переходу другого роду (кросс-овер) при малих μ_B . Це вказує на існування критичної точки в кінці межі фазового переходу першого роду. Фазову межу між кварк-глюонною та адронною матерією широко досліджували в межах КХД на ґратці. Незважаючи на значний прогрес у можливостях обчислювальної техніки, багато аспектів фазового пере-

ходу КХД все ще неясні. Точного значення температури фазового переходу на сьогодні не визначено. В дійсності результати розрахунків варіюються між 150 та 190 MeV [1, 2]. Ці розрахунки передбачають фазовий перехід другого роду (кросс-овер) при $\mu_B = 0$ і малих величинах μ_B [1, 3] та фазовий перехід 1-го роду при $\mu_B > 100$ MeV з критичною точкою при досить малому хімічному потенціалі $\mu_B = 100$ MeV [4]. Структуру фазової діаграми досліджують особливо стосовно до існування критичної точки [5]. Область середніх енергій викликає інтерес, оскільки початок деконфайнменту очікується саме при таких енергіях, і можливість існування критичної точки та фазового переходу першого роду ще не виключена. Тому низькоенергетичні експериментальні програми, які плануються на прискорювачах RHIC (Fermilab, Брукхевен), SPS (CERN, Женева), NICA (ОИЯД, Дубна) та FAIR (GSI, Дармштадт), необхідні для детального дослідження фазової діаграми саме в області високих баріонних густин та середніх температур.

Один із цих експериментів з вивчення стиснутої баріонної матерії — CBM — заплановано на майбутньому прискорювальному обладнанні для антипротонних та йонних досліджень (FAIR). Будуть досліджені $p+p$, $p+A$ та $A+A$ зіткнення в енергетичному діапазоні — від 8 до 45 GeV на нуклон (для пучків йонів з $Z/A = 0.5$) та для протонів до 90 GeV. Вивчення фазової діаграми КХД проводитиметься за допомогою не тільки основних спостережуваних величин, а й рідких розпадів, наприклад, легких векторних мезонів. Крім дослідження фазової діаграми КХД в області дуже високих баріонних густин, заплановано вивчення властивостей густої ядерної матерії, локалізації критичної точки та фазового переходу першого роду від партонної до адронної речовини. Дуже

важкою задачею є ідентифікація сигналів із партонної фази, фази співіснування або критичної точки, які виживають, проходячи фазу адронізації. Очевидно, що ті об'єкти, які народжуються на ранніх стадіях еволюції файрбола та дуже слабо взаємодіють з іншими частинками, є найбільш придатними кандидатами для цього. У цій статті розглянуто спостережувані величини, які є суттєвими для дослідження фазового переходу деконфайнменту при високих баріонних густинах. Це — функції збудження та потоки дивних частинок (K , Λ , Ξ , Σ , Ω), функції збудження та потоки частинок, які містять s -кварк (J/ψ , ψ , Λ_c , $D0$, D^\pm), функції збудження низькомасових лептонних пар (від легких векторних мезонів ρ , ω та φ), зникнення скейлінгу еліптичних потоків (азимутальної анізотропії емісії частинок у нецентральных зіткненнях) від кількості складових кварків та флюктуації і кореляції.

II. ДІАГНОСТИЧНІ ПРОБИ КВАРК-ГЛЮОННОЇ ПЛАЗМИ

A. Функції збудження та потоки дивних частинок

Дивні кварки, які відсутні на початку зіткнення, повинні утворитися в результаті реакції. Отже, дивні частинки несуть інформацію про фізичне оточення, що виникає при ядро-ядерних зіткненнях. Так, одним із перших запропонованих сигналів фазового переходу був підсилений вихід дивних частинок [6, 7]. Основна ідея — в порівнянні виходів дивних (особливо мультидивних) частинок у ядро-ядерних зіткненнях та протон-протонних чи протон-ядерних зіткненнях. Вихід дивних частинок у зіткненнях, де утворилася кварк-глюонна плазма ($A+A$ зіткнення), повинен бути більшим стосовно до зіткнень, де домінує адронна динаміка ($p+p$, $p+A$ або $A+A$). Експериментальні дані з SPS та RHIC [8–11] підтвердили ці передбачення. Дані показали, що вихід дивності в $p+A$ та $d+A$ зіткненнях стосовно до $p-p$ зіткнень дорівнює одиниці. В $A+A$ зіткненнях він зростає зі збільшенням кількості учасників.

Однак інтерпретація цих даних залишається дискусійною. У праці [12] вказано, що саме таку поведінку виходу частинок щодо дивності можна отримати за посередництвом строго збереженої дивності. Нещодавно зміна часу термалізації завдяки збудженню вищих адронних резонансів та/або завдяки багаточастинковим процесам була запропонована у [13] як причина, що приводить до саме таких ефектів.

Тривалий час немонотонна поведінка (“rig”) відношення K/π (тут і далі: чисельник — вихід дивних частинок, знаменник — звичайних) в області 30 GeV на нуклон із даних, отриманих на SPS, залишалася не поясненою теоретично. Власне таку саме поведінку в області 30 GeV спостерігали для відношення Ламбда/піони. Нещодавно цей пік кількісно описано в межах статистичної моделі з урахуванням високомасових резонансів [14], де вказувалось, що адронні спо-

стережувані величини біля або над структурою цього піка при енергії 30 GeV/нуклон є сполучною ланкою до фазового переходу КХД. Експериментальні виміри відношення K/π залежно від центральності доможуть з'ясувати, чи підсилення виходу дивних частинок асоціюється з термалізацією, чи за це відповідають інші механізми. Якщо буде знайдено енергію, при якій немає підсилення виходу мультидивних частинок, це стане свідченням того, що дивність є певним “параметром упорядкування”, де порушення трапляється при певній критичній енергії та розмірі системи.

Вимірювання функцій збудження та потоків дивних частинок будуть ключовими на початковій стадії експерименту CBM (SIS-100) при ядро-ядерних зіткненнях з енергією до 11 GeV/нуклон та до 30 GeV/нуклон для протон-ядерних зіткнень. Далі в енергетичному діапазоні SIS-300 планується докладне дослідження утворенної дивності як функції енергії зіткнення, що буде найбільш перспективною стратегією в пошуку початку фазового переходу деконфайнменту, який може спричинювати розривності у функціях збудження дивних частинок. Для з'ясування, яку роль відіграє дивність при високих баріонних густинах, досліджуватимуться мультидивні-гіперони (Ξ , Ω), яких не спостерігали нижче від енергій SPS.

B. Функції збудження та потоки частинок, які містять s -кварк

Серед інших сигналів деконфайнменту розглянуто пригнічення утворення чармонію (зв'язаний стан s -кварків та їх антикварків) у центральних зіткненнях важких йонів [15, 16]. Оскільки в різних станах чармонію різні температури дисоціації, то вважалось, що спостереження послідовного танення ψ' та J/ψ -мезонів може слугувати сигналом початку деконфайнменту. Типові радіуси s -мезонів порядку 0.2–0.5 фм, тобто вони порівнянні або більші за середню відстань між партонами у кварк-глюонній плазмі при температурі декілька сотень MeV. Завдяки цьому факту утворення чармонію розглядається як можлива проба визначення ступеня деконфайнменту, досягнутого у файрболі. Висока густина глюонів у кварк-глюонній плазмі, сформованій у зіткненні важких ядер з ультрарелятивістськими енергіями, повинна зруйнувати всі чармонії, сформовані напередодні утворення кварк-глюонної плазми у процесі, аналогічному дебаєвському скрінінгу в електромагнітній плазмі [17]. Отже, пригнічення чармонію (в порівнянні з його народженням за відсутності КГП) запропоновано як сигнал кварк-глюонної плазми. Виміри на прискорювачі SPS (CERN) справді підтвердили таке пригнічення в центральних зіткненнях важких ядер [18], хоча такого пригнічення не спостерігали при зіткненнях легких ядер, де формування КГП не очікувалося. Однак абсорбція чармонію ядерним середовищем, а також його руйнування утвореними в результаті зіткнення адронами, також є можливими механізмами, що призводять до пригнічення чармонію навіть за відсутності

формування КГП [19–21]. Тому інтерпретація даних із SPS залишається неоднозначною. Нещодавні виміри пригнічення J/ψ мезонів на прискорювачі RHIC [22] схожі до даних, отриманих на SPS, що спричиняє більшу невизначеність. Досі не ясно, наскільки сильно це пов'язано з абсорбцією на нуклонах-учасниках та супутніх частинках. Чи аномальне пригнічення генерації чармонію справді є одним із сигналів гарячої та густої фази є предметом сучасних досліджень.

Оскільки частинки, які містять чарм кварк, мають дуже малі адронні перерізи розсіяння, наприклад φ мезони, вони можуть слугувати дуже чутливою пробою партонної фази. У межах СВМ-експерименту вимірювання чарму будуть проведені біля pp порога, де вони найбільш чутливі до умов у середині густого файрбола. Експериментальне вимірювання таких чармованих частинок до великих поперечних імпульсів дає змогу віднайти певну енергію пучка, при якій зникає пригнічення високоенергетичних частинок, що може слугувати сигналом фазового переходу.

С. Легкі векторні мезони

Електромагнітні розпади на віртуальні фотони, які потім розпадаються на електрон-позитронні чи мюон-антимюонні пари, давно були запропоновані як сигнал можливого переходу до КГП [23–27], а також як індикатор властивостей векторних мезонів у середовищі та відновлення кіральної симетрії. Однією з причин великого зацікавлення дослідженнями легких векторних мезонів (ρ , ω та φ мезонів), що утворюються в результаті зіткнень важких йонів, є той факт, що специфічні властивості деяких легких векторних мезонів, такі, як коротка тривалість життя та дволептонні моди розпаду (e^+e^- чи $\mu^+\mu^-$), виділяють їх як унікальний клас проб для вивчення різних прошарків часу гарячого та густого середовища, що утворилося в результаті зіткнення. Можливість порівняти дволептонні канали розпадів з адронними каналами розпадів дасть змогу зрозуміти, які процеси домінують на різних стадіях еволюції файрбола. Коротка тривалість життя та перерізи реакції продуктів розпаду лептонів дозволять протестувати гіпотезу відновлення кіральної симетрії, яка, можливо, наявна під час утворення сильнозв'язаної КГП [28]. Фотони та лептонні пари не беруть участі в сильній взаємодії, та на їхні спектри практично не впливають взаємодії в кінцевому стані, тому вони безпосередньо несуть інформацію про зміну властивостей векторних мезонів у середовищі. Вплив середовища на властивості низько масових векторних мезонів, як вважається, більше регулюється баріонною густиною, ніж температурою. Тому максимального ефекту можна досягнути при високих баріонних густинах експерименту СВМ.

Вимірювання дволептонних пар при зіткненнях важких йонів є дуже складною задачею, оскільки лептони повинні бути чітко ідентифіковані та відділені від дуже великого фону, в основному піонів, а потім суттєвий фізичний та комбінаторний фон потріб-

но визначити та вирізати з інваріантних спектрів мас лептонних пар. На сьогодні немає жодної експериментальної інформації про народження дволептонних пар у зіткненнях важких йонів в енергетичному діапазоні від 2 до 35 GeV/нуклон. Тому в межах експериментальної програми СВМ, з метою систематичного дослідження еволюції файрбола, планується провести вимірювання фазово-просторових розподілів адронів (π , p , K , Λ) в ідентичних для векторних мезонів умовах (однакові комбінації частинка-мішень, енергія пучка, центральність).

Д. Еліптичні потоки

Коллективні потоки в речовині, що розширюється, відображаються у спектрах випромінених адронів та суттєво залежать від властивостей густого стану сильнозв'язаної речовини, тобто від рівняння стану. Аналізуючи експериментальні дані вирізняють декілька типів потоків: радіальні потоки та еліптичні — азимутально асиметричні потоки, які виникають унаслідок мигдальної форми початкової області зіткнення двох ядер при нецентральному зіткненні. Поперечні коллективні потоки є одними з перших спостережуваних величин, запропонованих як проби гарячої та густої речовини [29, 30].

Дані з RHIC [31] показали, що спостерігається “насичення” еліптичних потоків між $\sqrt{s} = 63$ та 200 GeV, що було запропоновано як сигнал кварк-глюонної плазми. Але зовсім недавно у праці [32] було показано, що таке насичення правдоподібніше є кінематичним ефектом і не повинно без подальшого скрупульозного вивчення інтерпретуватися як сигнал фазового переходу. Також важливим питанням є те, чи “пам'ятають” адронні еліптичні потоки свої партонні виточки, як це було запропоновано даними, отриманими на RHIC: спостережувана сила еліптичних потоків масштабується не з адронними масами, а з числом складових кварків, незалежно від умісту аромату кварків. Чи порушується цей скейлінг нижче від певної енергії пучка? Для відповіді на це питання потрібно просканувати енергією еліптичні потоки піонів, каонів, φ -мезонів, чармонію, а також нуклонів, (мульти) дивних гіперонів та гіперонів, що містять чарм кварк (включаючи також їхні античастинки). Такі дослідження з достатньою статистикою й високою точністю, з можливістю спостерігати розрив у баріонному потоці, заплановані в експерименті СВМ.

Е. Флюктуації

Фазовий перехід до кварк-глюонної плазми може спричинити зростання і флюктуацій, і кореляцій у народженні заряджених піонів. До певної межі ці ефекти не знищуються подальшою термалізацією адронного газу, вони можуть залишатися як спостережувані наслідки кварк-глюонної плазми.

Аномальні флюктуації таких спостережуваних величин, як повний заряд та поперечний імпульс, виміряні подія за подією, були запропоновані як індикатори формування кварк-глюонної плазми [33]. Але експериментальні виміри подія-за-подією цих флюктуацій надають суперечливу інформацію. Вивчення флюктуацій повного заряду та поперечного імпульсу показало, що хоча величина флюктуацій, наявних у ядро-ядерних зіткненнях, відрізняється від тих, що спостерігаються у протон-протонних зіткненнях (після належного скейлінгу на кількість учасників зіткнення), суттєвого зменшення флюктуацій повного заряду, що могло би сигналізувати про формування кварк-глюонної плазми, не відбулося [34, 35]. Тільки була помітна незначна відмінність у величинах динамічних флюктуацій поперечного імпульсу p_t в А+А зіткненнях стосовно до p+p після скейлінгу на кількість учасників зіткнення та середній поперечний імпульс частинок. Вимірювання колаборацією STAR динамічних флюктуацій p_t в А+А зіткненнях не забезпечують доказами очікуване сильне збільшення флюктуацій поблизу критичної точки [36].

Однак у світлі передбачень критичної точки для рівняння стану в області енергій $10 \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 60$ GeV [37, 38] можна очікувати масштабнішого зменшення флюктуацій повного заряду при низьких енергіях експерименту CBM як вказівки на утворення КГП над порогом критичної точки. Якщо фріз-аут (див. нижче) сильновзаємодіючої системи трапляється поблизу критичної точки, то спостережувані нестатистичні флюктуації в розподілах по імпульсах частинок та кореляції кількості баріонів можуть зростати. Немонотонна поява, а потім зникнення будь-яких флюктуацій буде сильним доказом критичної точки. Якщо немонотонна поведінка помітна для декількох спостережуваних величин, тоді максимум для всіх них повинен відзначатися одночасно. Синхронне виявлення нестатистичних флюктуацій для різних спостережуваних величин, виміряних подія за подією для області низьких енергій, може вважатись однозначним доказом відкриття критичної точки. Для цього необхідно виміряти флюктуації з більшим аксептенсом, ніж на SPS (CERN).

III. ГІДРО-КІНЕТИЧНА МОДЕЛЬ

Гідродинамічні моделі успішно описують основні риси високоенергетичних ядро-ядерних зіткнень для даних, отриманих на SPS (CERN) та RHIC (BNL) [39–41]. Гідродинамічний підхід до ядро-ядерних зіткнень означає, що як початковий стан є дуже гаряча та стисла сильновзаємодіюча речовина. Далі еволюцію системи в 4-вимірному просторі-часі, що сформувалася в результаті зіткнення двох важких йонів при високих енергіях, можна зобразити так (див. рис. 1). Рисунок 1 демонструє схематично гіперповерхні власного часу $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ (τ_1, \dots, τ_5). Усі точки на певній гіперповерхні є однією й тією ж стадією еволюції. На ранній стадії зіткнення ($0 < \tau < \tau_1$) партони вивіль-

няються в зіткненнях, що описуються пертурбативною квантовою хромодинамікою (пКХД). Партонна система послідовно приходить до рівноваги, тобто досягає (приблизної) локальної імпульсної ізотропії за час $\tau_1 < \tau < \tau_2$, тоді як ця система розширюється в напрямку пучка (вісі зіткнення) зі швидкістю світла. Ця система називається фаєрболом і характеризується температурою та рівнянням стану. З часом розвивається розширення в поперечному напрямку. Фаєрбол, що розширюється гідродинамічно, охолоджується ($\tau_2 < \tau < \tau_3$) і досягає фазової межі між кварк-глюонною матерією та адронним газом, і тоді партонні ступені вільності перетворюються в адронні ($\tau = \tau_3$). Відповідне зменшення кількості ступеней вільності більше ніж утричі вимагає відповідного збільшення об'єму під час адронізації. При деякій температурі, рівній чи нижчій за критичну, адронні поля (кількість різних типів адронів) фіксуються ($\tau = \tau_4$). Це називається хімічним фріз-аутом, і відповідні температура та хімічний потенціал визначаються з аналізу відношень кількостей різних частинок. Далі фаєрбол розширюється гідродинамічно та охолоджується доти ($\tau_4 < \tau < \tau_5$), доки пружні зіткнення змінюють імпульсні розподіли. Ця гіперповерхня називається кінетичним фріз-аутом ($\tau = \tau_5$). Відтак система розвалюється — гідродинамічний опис стає неадекватним, і частинки відповідно до їх типу та імпульсу сягають детекторів ($\tau > \tau_5$).

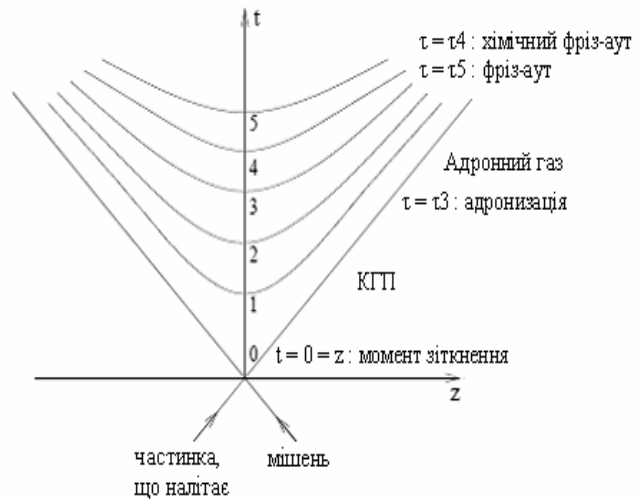


Рис. 1. Просторово-часова картина релятивістських ядро-ядерних зіткнень. $0 < \tau < \tau_1$: формування кварк-глюонної плазми; $\tau_1 < \tau < \tau_2$: (локальна) рівновага кварк-глюонної речовини, тобто формування КГП; $\tau_2 < \tau < \tau_3$: гідродинамічна еволюція КГП (партонне рівняння стану); $\tau_3 < \tau < \tau_5$: гідродинамічна еволюція (адронне рівняння стану); $\tau > \tau_5$: вільний розліт, реєстрація в детекторі

Проаналізувати сигнали фазових переходів деконфайнменту в ультрарелятивістських зіткненнях важких ядер можна на основі гідрокінетичної моделі

(ГКМ) [42, 43], яка комбінує переваги гідродинамічного наближення та мікроскопічного (кінетичного) підходу до опису колективної еволюції кварк-глюон-адронної матерії. Перше дає змогу описувати складну еволюцію системи при можливих фазових переходах за допомогою відповідного рівняння стану, тоді як друге робить можливим обчислення кінцевих спектрів частинок з урахуванням нерівноважного характеру їх формування. ГКМ базується на аналізі кінетичних рівнянь у термінах вірогідності для частинки залишити систему, що розширюється гідродинамічно. Цей метод, використаний для систем із рівнянням стану, що описує фазовий перехід другого роду при нульових або малих баріонних густинах для енергій RHIC [44, 45], має справу з локально нерівноважними функціями розподілу та враховує зворотну реакцію випромінених частинок на еволюцію системи.

Ми показали [46], що на спостережувані спектри, зокрема інтерферометричні радіуси, істотно впливає емісія частинок із граничної поверхні щільної та гарячої системи, що утворюється в зіткненнях важких ядер. Ця поверхнева емісія зумовлена процесами адронізації на ранніх стадіях еволюції у менш щільних периферичних зонах фаєрбола, що розширюється. З урахуванням поверхневої емісії можна описати піонні та каонні інтерферометричні радіуси і отримати додаткову інформацію про ранні стадії процесів, що відбуваються в ядро-ядерних зіткненнях, особливо щодо просторово-часових характеристик можливої границі фазового переходу.

У межах ГКМ можливий пошук “аномалій” у спектрах та кореляційних функціях, які стануть очевидними, коли фазова траєкторія розширюваної системи проходить поблизу критичної точки або переходить межу фазового переходу першого роду, а також пошук сигналів модифікації адронних спектральних функцій у гарячому та густому середовищах. Для того, щоб симулювати адронну емісію та формування спектрів для енергій FAIR, необхідно розробити теоретичні основи, які б дали змогу врахувати в ГКМ модифікацію властивостей адронів у сильновзаємодіючому середовищі з високою баріонною густиною.

ГКМ, яка прямо враховує взаємодію частинок у речовині, дасть змогу порахувати та порівняти спектри й кореляції адронів із різними перерізами, включаючи частинки з відкритим та прихованим чармом, які мають відносно малі перерізи реакції. Оскільки величина перерізу впливає суттєво на вірогідність емісії частинок, це дозволяє вивчати різні часові “шари” адронної матерії з різними температурами, використовуючи відповідні типи частинок. Таке дослідження спектрів та кореляцій частинок із різними перерізами дуже важливе, оскільки перерізи реакцій адронів у густому середовищі відрізняються від тих, що у вакуумі. Цей метод, базуючись на вивченні короткоживучих векторних мезонів, що розпадаються на вільні лептонні пари в середині середовища, також може бути корисним для аналізу впливу густого середовища на адронні властивості. У межах ГКМ планується докладно дослідити обидва типи поперечних пото-

ків, спектри поперечного імпульсу та азимутальну анізотропію, а також двочастинкові кореляційні функції Бозе–Айнштайна. Останні містять інформацію про просторові та часові шкали системи, що утворилась у результаті зіткнення важких йонів.

IV. ДЕТЕКТОР СВМ

Складні фізичні завдання, які ставить перед собою експеримент з фіксованою мішенню СВМ, розв’язуватимуться за допомогою прискорювача SIS-300 (Дармштадт, ФРН), початок досліджень — 2017 рік. Для детектування рідкісних продуктів реакцій та частинок із дуже великою проникливою здатністю розробляється новітня детекторна система, форвардний спектрометр (див. рис. 2). У полі компактного магнітного диполя, безпосередньо за мішенню, будуть розташовані мікровершинний детектор (два кремнієві піксельні шари) та кремнієва трекова система (КТС, декілька шарів кремнієвих мікстріпових детекторів), далі за нею — детектори ідентифікації частинок (RICH, TRD), система для вимірювання часу прольоту (RPC) та електромагнітний калориметр (ECAL).

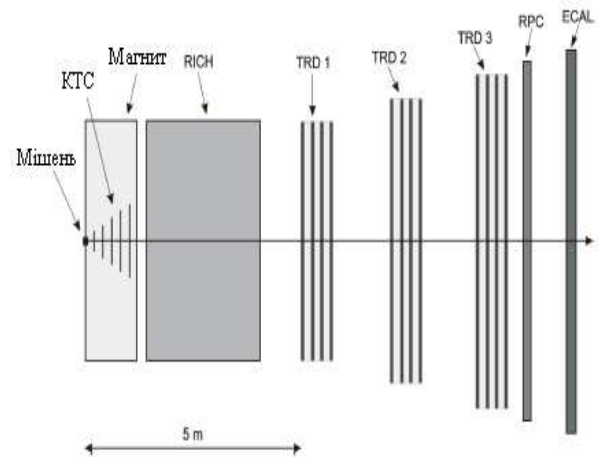


Рис. 2. Форвардний спектрометр СВМ — схематичний вигляд.

Мюонна ідентифікаційна система та остаточна конфігурація детектора на сьогодні ще перебувають у стадії розробки. Такий спектрометр повинен забезпечити ідентифікацію адронів та лептонів, мюонів та фотонів у великому аксептансі, а також реконструкцію вторинних вершин (із роздільною здатністю кращою, ніж ≤ 50 мкм) для вимірів відкритого чарму. Екстремальні частоти зіткнень, необхідні для спостереження рідких сигналів, потребують радіаційно стійких детекторів та електроніки зчитування, а також ефективної обробки даних у масштабі реального часу та відбору подій. Реєстрація рідких подій на фоні дуже великої кількості інших потребує створення уні-

V. ВИСНОВКИ

кальної детекторної системи з можливістю відстежувати частинки в середовищі з високою множинністю (~ 1000 заряджених частинок на одне центральне зіткнення ядер золота), яка б мала високу інтегральну світінність (високоінтенсивні пучки — 10^9 йонів/сек.), високу частоту взаємодій (10 МГц) та пучок, наявний на мішені декілька місяців у рік.

ІЯД НАН України (учасник колаборації CBM) бере участь у розробці кремнієвої трекової системи, яка призначена для визначення треків заряджених частинок, вимірювання імпульсів частинок вищих за 0.1 GeV/c з високою роздільною здатністю (1% при 1 GeV/c), а також реконструкції вершин розпадів із роздільною здатністю (біля 10 мкм), достатньою для формування сигналу тригера та реконструювання частинок із відкритим чармом ($D0, D^\pm$). У межах колаборації ВФВЕ ІЯД НАНУ відповідає за розробку модулів кремнієвих мікροстріпових трекових детекторів із низькомасовою механічною зборкою односторонніх або двосторонніх кремнієвих мікροстріпових сенсорів та їх з'єднання за допомогою тонких плоских аналогових зчитувальних кабелів із низькою ємністю зі зчитувальною мікро-електронікою. Ця задача включає дизайн та виготовлення (при співробітництві з АЕРОПЛАСТОМ (м. Київ), Інститутом мікроприладів НАНУ (м. Київ) та Інститутом прикладної фізики НАНУ (м. Суми) прототипів детекторних модулів та їх тестування (включаючи радіаційну стійкість), створення експериментального тестового стенда з охолоджувальною інфраструктурою для визначення меж функціональності приладу, який було побудовано в ІЯД та розробку процедури оцінки якості, яка має забезпечити тестування великих реальних детекторних модулів. Результати тестування перших прототипів розробок представлені в [47–50].

Теоретичні та експериментальні дослідження фазової діаграми КХД (пошук фазового переходу першого роду, критичної точки) в області дуже високих хімічних баріонних потенціалів будуть проведені в межах експерименту CBM за допомогою прискорювача SIS-300 з фіксованою мішенню. Одним із напрямків досліджень експерименту CBM є пошук КГП та визначення її властивостей. У статті обговорено експериментально спостережувані величини, що можуть слугувати як діагностичні проби кварк-глюонної плазми та сигнал початку деконфайнменту. Розглянуто можливість використання гідро-кінетичної моделі для низькоенергетичної області зіткнень важких йонів. Вивчаючи одно- та багаточастинкові спектри різних типів частинок щодо початкових умов та рівняння стану, можна отримати інформацію про термальний партонний стан та подальшу еволюцію системи, що може бути визначальним у контексті дослідження можливого фазового переходу. Експеримент CBM на об'єкті FAIR з високою світінністю буде оснащений новітньою детекторною системою з високою роздільною здатністю і представить виміри з адронних та лептонних каналів. Подано концепцію цієї системи та внесок у розробку КТС детектора CBM ВФВЕ ІЯД НАНУ. Починаючи з 2016 року, експеримент CBM буде спроможний представити дуже цікаві експериментальні дані, що дасть змогу поліпшити наші знання про густу баріонну матерію.

Щиро дякую Синюкову Ю. М. за численні корисні дискусії стосовно гідрокінетичної моделі, а також Пугачеві В. М. за уважне прочитання, цінні поради та зауваження.

[1] Z. Fodor, Proc. Sci. **CPOD07**, 27 (2007); arXiv:0712.2930 [hep-lat].
 [2] F. Karsch, Proc. Sci. **LAT2007**, 015 (2007); arXiv:0711.0661 [hep-lat].
 [3] M. Cheng *et al.*, Phys. Rev. D **74**, 054507 (2006); arXiv:hep-lat/0608013.
 [4] M. Gavai, Sourendu Gupta, Phys. Rev. D **78**, 114503 (2008).
 [5] P. De Forcrand, O. Philipsen, JHEP **01**, 077 (2007); arXiv: hep-lat/0607017.
 [6] J. Rafelski, B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).
 [7] P. Koch, B. Muller, J. Rafelski, Phys. Rep. **142**, 167 (1986).
 [8] M. K. Mitrovski, J. Phys. G **32**, S43 (2006); arXiv:nucl-ex/0606004.
 [9] E. Andersen *et al.*, Phys. Lett. B **449**, 401 (1999); arXiv: hep-lat/0608013.
 [10] T. Virgili, arXiv:hep-ex/0405052.
 [11] A. R. Timmins, J. Phys. G **36**, 064006 (2009); arXiv:0812.4080 [nucl-ex].
 [12] S. Hamieh, K. Redlich, A. Tounsi, Phys. Lett. B **486**, 61 (2000); arXiv:hep-ph/0006024.
 [13] J. Noronha-Hostler, C. Greiner, I. A. Shovkovy, Phys. Rev. Lett. **100**, 252301 (2008).
 [14] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Phys. Lett. B **673**, 142 (2009); arXiv:0812.1186 [nucl-th].
 [15] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B **410**, 327 (1997).
 [16] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B **450**, 456 (1999).
 [17] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1991).
 [18] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B **499**, 85 (1999).
 [19] S. Gavin, R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **78**, 1006 (1997).
 [20] A. Capella, A. B. Kaidalov, D. Sousa, Phys. Rev. C **65**, 054908 (2002).
 [21] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 054901 (1999).
 [22] R. Granier de Cassagnac, J. Phys. G **35**, 104023 (2008); arXiv:0806.0046 [hep-ph].
 [23] K. Kajantie, J. Kapusta, L. McLerran, A. Mekjian, Phys. Rev. D **34**, 2746 (1986).
 [24] P. V. Ruuskanen, Nucl. Phys. A **544**, 169c (1992).
 [25] J. Cleymans, K. Redlich, H. Satz, Z. Phys. C **52**, 517 (1992).
 [26] E. Shuryak, J. Phys. G **30**, S1221 (2004).
 [27] U. Heinz, K. S. Lee, Phys. Lett. B **259**, 162 (1991).
 [28] R. Rapp, Nucl. Phys. A **782**, 275 (2007).

- [29] H. Stoecker, W. Greiner, Phys. Rep. **137**, 277 (1986).
 [30] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, R. Snellings, arXiv:0809.2949 [nucl-ex].
 [31] S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, Phys. Rev. Lett. **94**, 232302 (2005).
 [32] U. Heinz, Eur. Phys. J. C **61**, 545 (2009); arXiv:0806.4539v2 [nucl-th].
 [33] H. Heiselberg, arXiv:nucl-th/0003046.
 [34] J. Adams, C. Adler, M. M. Aggarwal, Phys. Rev. C **68**, 044905 (2003).
 [35] B. I. Abelev *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 024906 (2009); arXiv:0807.3269[nucl-ex].
 [36] J. Adams, C. Adler, M. M. Aggarwal, Phys. Rev. C **71**, 064906 (2005).
 [37] M. Stephanov, K. Rajagopal, E. V. Shuryak, Phys. Rev. D **60**, 114028 (1999).
 [38] M. Stephanov, K. Rajagopal, E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81**, 4816 (1998).
 [39] U. Heinz, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **31**, S717 (2005); arXiv:nucl-th/0512051.
 [40] C. Nonaka, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, No. 8, S313 (2007).
 [41] T. Hirano, Prog. Theor. Phys. Suppl. **168**, 347 (2007); arXiv:0704.1699 [nucl-th].
 [42] S. V. Akkelin *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034906 (2008).
 [43] Yu. M. Sinyukov, S. V. Akkelin, Y. Hama, Phys. Rev. Lett **89**, 052301 (2002).
 [44] Yu. M. Sinyukov, S. V. Akkelin, Iu. A. Karpenko, Phys. Atomic Nucl. **71**, No 9, 1619 (2008).
 [45] Yu. M. Sinyukov, Iu. A. Karpenko, A. V. Nazarenko, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35**, No 9, 104071 (2008).
 [46] M. S. Borysova *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 024903 (2006).
 [47] V. Pugatch *et al.*, CBM Progress Report, 15 (2008).
 [48] V. Pugatch *et al.*, CBM Progress Report, 16 (2008).
 [49] V. Pugatch *et al.*, CBM Progress Report, 17 (2008).
 [50] M. Borysova *et al.*, CBM Progress Report, 36 (2007).

QUARK-GLUON PLASMA SIGNALS IN CBM EXPERIMENT

M. S. Borysova

Kiev Institute for Nuclear Research

The QCD phase diagram exploration in a region of high baryon chemical potentials is planned to be performed in the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment at the prospective SIS-300 (FAIR at GSI) accelerator. The main goals of this experimental program are studying nuclear equation of state at high baryon density, the search for signals of first order phase transition from hadronic to partonic matter and the location of the critical point at the phase diagram. The CBM experiment as a next-generation experiment will be equipped with fast and high resolution detectors. The experiment will provide measurements in hadronic and leptonic channels. This paper briefly presents the concept of CBM detector and some physical issues of CBM experiment program. Namely, some signals of deconfinement and experimental observables appropriate as diagnostic probes of quark-gluon plasma are discussed in connection with the CBM experiment.