

Академія наук України
Інститут теоретичної фізики ім.М.М.Боголюбова

на правах рукопису

АВЕРЧЕНКОВ Володимир Олександрович

ІНКЛЮЗИВНІ СПЕКТРИ ТА ПІОННА ІНТЕРФЕРОМЕТРІЯ
В ПРОЦЕСАХ ЗІТКНЕНЬ ЯДЕР ПРИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЯХ

01.04.02 - теоретична фізика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
дисертації на здобуття вченого ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Київ - 1993 р.

030.7

ЛНБ ім. В. Стефаніка



00330598 (S)

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Інституті теоретичної Фізики ім.М.М. Боголюбова Академії наук України

Наукові керівники: - доктор Фізико-математичних наук, професор Г.М.ЗИНОВ'ЄВ
- доктор Фізико-математичних наук Ю.М.СИНЮКОВ

Офіційні опоненти: - доктор Фізико-математичних наук Є.М.ЄЛІСЕЄВ
- доктор Фізико-математичних наук, професор Б.В.СТРУМІНСЬКИЙ

Провідна організація: Харківський Фізико-Технічний Інститут

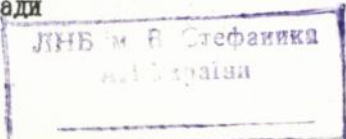
Захист відбудеться "24" лютого 1994 р. о 11 на засіданні спеціалізованої Ради Д 016.34.01 при Інституті теоретичної Фізики ім.М.М.Боголюбова Академії наук України (252143, Київ-143, вул. Метрологічна, 14-6).

З дисертацією можна ознайомитися в бібліотеці Інституту теоретичної Фізики АН України.

Автореферат розісланий "14" січня 1994 р.

Вчений секретар спеціалізованої ради

В.Є.Кузьмичев



ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Задача теоретичного дослідження кінцевих макроскопічних адронних систем набула зараз особливої актуальності у зв'язку з переходом до ТЕВних енергій для ядерних та протонних променів в прискорювачах останнього покоління. Програма експериментів по ультрарелятивістським зіткненням ядер, що була розроблена на початку 80-х років, спирається на можливість народження у таких процесах достатньо макроскопічної системи ядерної або кварк-глюонної матерії з великою густиною. Одним з головних напрямків цієї програми є експериментальне дослідження проблеми фазового переходу між адронною та кварк-глюонною матерією (деконфейнменту).

Отримані на теперішній час данні для променів середніх ядер з енергією 200 Гев/нуклон показують, що в результаті зіткнень виникає проміжна система з початковою густиною енергії кілька Гев/фм³, з кількістю адронів близько 10³, або з десятками тисяч кварків та глюонів у випадку деконфейнменту. Система з такою кількістю ступенів вільності здатна термалізуватися і розширюватися гідродинамічно аж до розпаду на кінцеві адрони.

Головним інструментом вивчення процесів з великою кількістю часток у кінцевому стані є дослідження одно- та дво-часткових спектрів вторинних адронів. Проблема полягає в тому, як саме мають бути інтерпретовані ці спектри, себто як відбивається характер еволюції адронної (і, можливо, кварк-глюонної) матерії на тих чи інших особливостях спектрів.

Метод роботи є вивчення впливу термалізації, наявності або відсутності внутрішнього колективного руху, наявності кварк-глюонної фази в адронній речовині на одно- та дво-часткові спектри тотожних піонів а також впливу форми області генерації вторинних часток на зміну спектрів на післярозпадній стадії.

Наукова новизна. Вперше виявлено і теоретично обґрунтовано зв'язок між характером внутрішнього гідродинамічного руху в адронній речовині на стадії, що передує розпаду фйерболу і тією чи іншою поведінкою одно- та дво-часткових спектрів вторинних піонів.

Сформульовано критерій наявності внутрішнього колективного руху в адронній речовині, а також процедуру, що дозволяє визначити характеристики системи за даними кореляційного аналізу в цьому випадку.

Вперше сформульовано інтерферометричний критерій виникнення кварк-глюонної плазми в адронних та ядерних процесах.

Також вперше досліджено виникнення сильної просторової анізотропії спектрів на стадії розльоту вторинних часток внаслідок невеликої кількості зіткнень між ними.

Наукова та практична цінність. Проведені в дисертації дослідження дають можливість визначити розміри і форму області генерації вторинних частинок, температуру, розподіл швидкостей колективного руху в адронній речовині та інші характеристики.

Запропонований метод кореляційного аналізу для виявлення і дослідження гідродинамічних потоків в адронній речовині включено до експериментальної програми в ЦЕРНі в зв'язку з інтерферометричними вимірами на новому адронному детекторі фокусувального типу. В рамках цього методу буде також досліджуватися інтерферометричний сигнал виникнення кварк-глюонної плазми в ядро-ядерних зіткненнях.

Головні тези, що вносяться на захист:

1. Імпульсні розподіли, що формуються на стадії розпаду системи, можуть сильно змінитися внаслідок невеликої кількості зіткнень між частками на стадії розльоту, якщо область генерації не має сферичної симетрії. Ефективно це може проявитися як наявність у системі двох температур - поздовжньої і поперечної.

2. Поведінка двочасткової кореляційної функції піонів при наявності внутрішнього колективного руху в адронній речовині докорінно відрізняється від поведінки кореляційної функції нерухомих (в системі центру мас) джерел.

3. Бозе-Ейнштейнівські кореляції вимірюють довжину характерної області однорідності системи, яка у випадку нерухомих джерел збігається з повним розміром системи; для джерел гідродинамічного типу ця довжина визначається невеликим інтервалом швидкостей, які формують відповідну область одночасткового спектру.

4. В межах двотемпературної моделі формування спектрів інтерферометричний аналіз в трьох проєкціях імпульсу дає можливість визначити наявність або відсутність змішаної кварк-глюон-адронної фази в процесах багаточетковозого народження.

Апробація роботи. Головні результати роботи доповідалися і обговорювалися на семінарах ІТФ АН України (м. Київ), ЛВБ ОІЯД (м. Москва), на Міжнародному семінарі "Високоенергетичні зіткнення ядер і перспективи пошук кварк-глюонної плазми" (м. Дубна, 1989), на конференції "Кваркова матерія-93" (м. Борленг, 1993), на конференціях молодих вчених ІТФ АН України.

Публікації. Головні результати дисертації опубліковані в 6-и роботах.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається з вступу, трьох частин, заключної частини і списку літератури. Повний обсяг дисертації - 109 сторінок, включаючи 15 малюнків і список літератури з 58 найменувань.

ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовується актуальність роботи, показано її наукову новизну, сформульовано задачі дослідження, приведено головні тези, що виносяться на захист, коротко викладено зміст дисертації.

В першій частині на підставі результатів чисельного аналізу класичної моделі досліджується зміна імпульсних розподілів, що сформувалися на стадії розпаду системи, внаслідок невеликої кількості зіткнень між частками під час їх "вільного" розльоту.

Останньою стадією ядерних чи адронних зіткнень з великою кількістю народжуваних часток є стадія "вільного розльоту вторинних адронів". Для опису цієї стадії використовується процедура "заморожування спектрів": після того, як густина числа часток стає достатньо малою, вважається що взаємодія в системі повністю припиняється, імпульсні спектри, що сформувалися на цей момент, надалі не змінюються - "заморожуються". Вважається, що

невелика кількість зіткнень, які ще можливі на цій стадії (приблизно 1-2 зіткнення на частинку), не може суттєво вплинути на сформовані імпульсні розподіли.

Щоб перевірити це твердження, було досліджено просту класичну модель стадії "вільного" розльоту. Частки моделювалися як нерелятивістські тверді кульки, однакові за розміром і масою, що взаємодіють через пружні зіткнення, за законами класичної механіки. Початковою стадією моделі було обрано передрозпадну стадію непорушної повністю термалізованої адронної речовини: частки рівномірно розподілені в початковій просторовій області і мають Максвелл-Больцманівський розподіл за імпульсами:

$$dP(\vec{r}) = \frac{N}{V} d\vec{r}, \quad dP(\vec{k}) = N n^{-3/2} \exp(-k^2) d\vec{k} \quad (1)$$

де N - кількість часток, $\vec{k} = \vec{p}/\sqrt{2mT}$ - безрозмірний імпульс.

Після "приготування" початкового стану моделювалася еволюція системи за законами класичної динаміки доки не припинялися будь-які зіткнення між частинками, після чого "вимірювалися" кінцеві імпульсні розподіли.

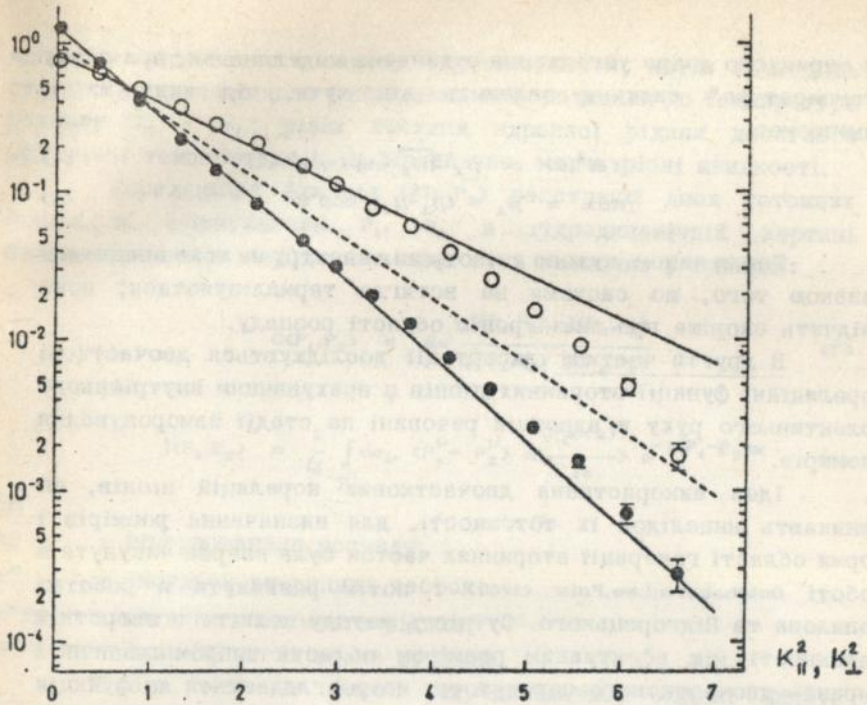
Було виявлено, що коли початкова область не має сферичної симетрії (сплющена або, навпаки, витягнута в одному з напрямків), виникає досить сильна просторова анізотропія спектрів - поздовжній і поперечний імпульсні спектри обидва мають больцманівський характер, але з різними температурами:

$$\begin{aligned} f_{\parallel}(k_{\parallel}^2) &\sim \sqrt{\beta_{\parallel}} \exp(-\beta_{\parallel} k_{\parallel}^2) \\ f_{\perp}(k_{\perp}^2) &\sim \sqrt{\beta_{\perp}} \exp(-\beta_{\perp} k_{\perp}^2) \end{aligned} \quad (2)$$

(див. малюнок I).

Якщо початкова область має форму диска (сплющена у поздовжньому напрямку), вона "розігривається" у поздовжньому напрямку і "охолоджується" у поперечному. Для витягнутої початкової форми маємо протилежну картину.

Цей ефект не можна вважати "незначним" - поперечна і поздовжня "температури" відрізняються у 1.5-2 рази (цифра коливається в залежності від ступеню анізотропії початкової



Мал.І. Поздовжній (світлі кружки) і поперечний (темні кружки) спектри після розльоту з дископодібної області (радіус - 10.63, товщина - 3.54 радіусів кульок), число кульок - 60. Штрихова лінія - початкові спектри; $\beta_{\parallel}=0.686$, $\beta_{\perp}=1.288$.

форми, початкової густини і кількості часток в системі). При цьому повний (енергетичний) спектр практично не змінюється.

Ефект виникає, головним чином, завдяки поточковим явищам: частинка, що рухається у "товстому" напрямку системи, з більшою ймовірністю зіткнеться з іншою (і, отже, змінить напрямок свого руху), ніж частинка, що рухається у "тонкому" напрямку.

Роблячи припущення щодо повного спектру

$$\pi^{3/2} \frac{1}{N} \frac{d^3N}{dk^3} = f_{\perp}(k_{\perp}^2) f_{\parallel}(k_{\parallel}^2)$$

ми отримуємо добре узгодження з даними моделювання; при цьому "температура" системи залежить від кута, під яким ми її виміряємо:

$$r(k^2, \theta) = \beta_{\perp} \sqrt{\beta_{\parallel}} \exp(-\beta(\theta)k^2) \quad (4)$$

$$\beta(\theta) = \beta_{\perp} - (\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}) \cos^2 \theta \quad (5)$$

Таким чином, кутова анізотропія спектру не може вважатися ознакою того, що система не встигла термалізуватися; вона свідчить скоріше про анізотропію області розпаду.

В другій частині дисертації досліджуються двочасткові кореляційні функції вторинних піонів з врахуванням внутрішнього колективного руху в адронній речовині на стадії заморожування спектрів.

Ідея використання двочасткових кореляцій піонів, що виникають внаслідок їх тотожності, для визначення розмірів і форми області генерації вторинних часток була вперше висунута в роботі Goldhabers, Lee, Pais (1960) і потім розвинута в роботах Копилова та Підгорецького. Сутність методу полягає в зворотній залежності між ефективним розміром області випромінювання і шириною двочасткового корелятора, що розглядається як функція зареєстрованого відносного імпульсу часток:

$$W(k_1, k_2) = W(\Delta k) \sim 1 + \lambda \exp(-R_T^2 \Delta k_T^2) \exp(-R_L^2 \Delta k_L^2) \quad (6)$$

Цей метод, що був названий методом піонної інтерферометрії, широко використовується в експериментальних роботах для визначення просторово-часових розмірів області генерації часток.

Слід, однак, звернути увагу на те, що вищезгадане співвідношення було отримане без врахування внутрішнього колективного руху в адронній речовині; в той же час відносні швидкості руху елементів адронної матерії можуть досягати 5-6 одиниць для адронних зіткнень і трьох одиниць в зіткненнях важких ядер.

В роботах Синькова і Махліна теорія піонної інтерферометрії була модифікована з врахуванням внутрішнього колективного руху. Система, що виникає внаслідок адронного або

ядерного зіткнення, спочатку термалізується, потім проходить стадію гідродинамічного розширення і охолодження до температури розпаду $T_c \sim m\pi$; різні частини адронної рідини досягають критичної температури T_c в різний час, маючи різні швидкості.

Кореляційна функція $\langle \rho_{P_1, P_2} \rangle$ реєстрації двох тотожних піонів з 4-імпульсами P_1, P_2 в гідродинамічній картині багаточасткового народження може бути записана у вигляді:

$$\langle \rho_{P_1, P_2} \rangle = \text{Re} \frac{J(P_1, P_2) J(P_2, P_1)}{J(P_1, P_1) J(P_2, P_2)} \quad (7)$$

$$J(P_1, P_2) = \frac{1}{2} \int_{\Sigma_c} d\sigma_\nu \langle P_1^\nu + P_2^\nu \rangle n \left(\frac{P_1 U(x)}{T_c} \right) e^{-i(P_1 - P_2)x} \quad (8)$$

де

- Σ_c - гіперповерхня розпаду;
- P^ν - імпульси вторинних часток;
- $U^\nu(x)$ - швидкість елемента рідини;
- $n(PU/T)$ - Бозе-Ейнштейнівська густина.

Вибір тієї чи іншої гідродинамічної моделі фіксує розподіл швидкостей $U(x)$ і гіперповерхню розпаду Σ_c і, отже, призводить до тієї чи іншої поведінки корелятора $\langle \rho_{P_1, P_2} \rangle$. Для скейлінг-моделі:

$$t^2 - x^2 = \tau^2, \quad U^\nu(x) = \frac{x^\nu}{\tau} \quad (9)$$

Довжина області розпаду $|x| < a/2$
 або в швидкісних змінних $(t = \tau \text{ ch } y, x = \tau \text{ sh } y): |y| < Y$

Переходячи до швидкісних змінних також і для імпульсів вторинних часток, запишемо наближений вираз для корелятора в центральній швидкісній області:

$$P_i^0 = m_T \text{ch } \theta_i; \quad \theta = (\theta_1 + \theta_2)/2, \quad \alpha = (\theta_1 - \theta_2)/2$$

$$\langle \rho_{P_1, P_2} \rangle = \exp(-\Delta P_T^2 R_T^2 / 2) \exp(-m_T T_c \tau^2 (\theta) \text{th}^2 \alpha) \times \cos[(4m_T + 6T_c) \tau (\theta) \text{th}^2 \alpha] \quad (10)$$

де R_T^2 - середньоквадратичний радіус гідродинамічної трубки. Функція $\tau(\theta)$ визначається гідродинамічним потенціалом і фактично

співпадає із зворотним градієнтом поздовжньої компоненти 4-швидкості рідини:

$$\tau(\theta) \approx \left(\frac{dU^L}{dx^L} \right)^{-1} \quad (11)$$

Параметри моделі можуть бути пов'язані з вимірваними характеристиками адронних процесів:

$$\frac{dN}{d\theta} = n(\theta) = \tau(\theta) S_{\perp} N_0 \langle T_c \rangle, \quad N = N(\theta) \quad (12)$$

$$\tau_c = \frac{N}{S_{\perp} N_0}, \quad Y = \frac{N}{2N}, \quad a = 2\tau_c \sinh Y \quad (13)$$

Ефективна довжина, вимірювана корелятором, дорівнює:

$$a_{eff} = \frac{1}{U'(\theta)} \sqrt{T_c / m_T} \quad (14)$$

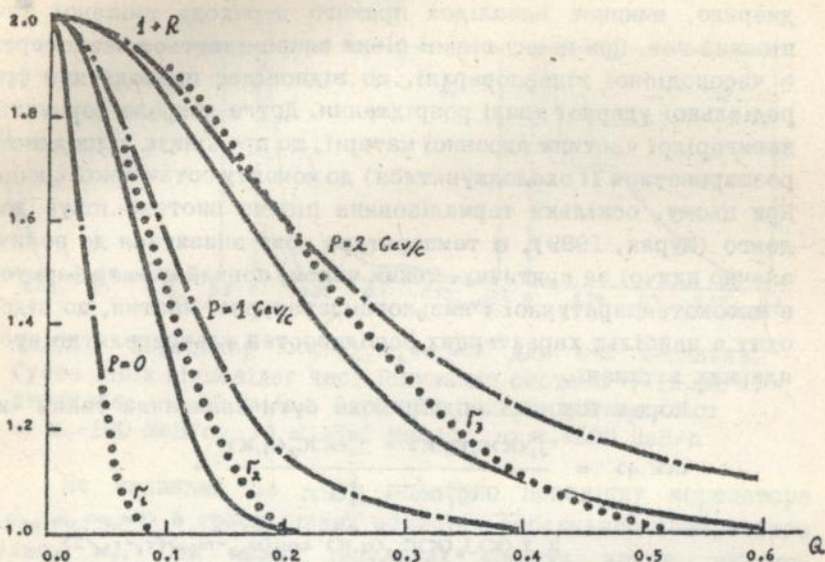
і фактично співпадає з поздовжнім розміром елемента рідини, що формує густину одночасткового спектру. Ця довжина виникає внаслідок теплового розширення гідродинамічного спектру і не має нічого спільного з істинним розміром випромінюючої системи - вона значно менше його. Ефективні довжини, що визначаються за шириною корелятора для кривих, наведених на малюнку 2, дорівнюють лише 1-5 фм, в той час як повний розмір системи - 50 фм.

На цьому ж малюнку добре видно іншу характерну особливість кореляторів для систем з виразним гідродинамічним рухом - помітне розширення корелятора з зростом сумарного імпульсу P:

$$a_{eff}(P \neq 0) \approx \frac{a_{eff}(P=0)}{\sqrt{P^2 + m^2}} \quad (15)$$

Швидкісна ширина, як добре видно з структури корелятора (10), при цьому практично не змінюється.

Протилежна картина виникає для непорушних джерел. Корелятор практично не залежить від сумарного імпульсу P і



Мал.2. Апроксимация корреляторов гидродинамических моделей (скейлинг-модель и модель Ландау) при различных значениях среднего импульса P коррелятором для статического джераля відповідного радіусу: $r_1=4.3$ фм, $r_2=1.4$ фм, $r_3=0.8$ фм. Повний розмір системи $a_L=a_S=50$ фм; $n=3$, $N/n=5$.

звужуються із зростом сумарної швидкості θ .

Таким чином, формула (15) дає можливість визначити наявність гідродинамічного руху в адронній речовині. Якщо данні кореляційних вимірів вказують на розширення коррелятора із зростом сумарного імпульсу реєструємих піонів при фіксованій висоті плато n , подальшу обробку слід вести згідно формулам (10)-(13).

В третій частині дисертації метод піонної інтерферометрії застосовується до аналізу двотемпературної моделі формування спектрів і на основі цього аналізу пропонується інтерферометричний сигнал наявності змішаної кварк-глюон-адронної фази в процесах з багаточастковим народженням.

Двотемпературна модель формування спектрів була запропонована в роботі Синюкова (1989). В цій моделі є два незалежних джерела вторинних піонів. Перше, високотемпературне

джерело, виникає внаслідок прямого переходу змішаної фази в піонний газ. При цьому вільні піони випромінюються безпосередньо в часоподібній гіперповерхні, що відповідає проходженню фронту радіальної ударної хвилі розрідження. Друге джерело формується з невикорілої частини адронної матерії, що продовжує гідродинамічно розширюватися (і охолоджуватися) до моменту остаточного розпаду. При цьому, оскільки термалізована піонна система існує досить довго (Шурак, 1989), її температура може знизитися до величини, значно нижчої за критичну. Таким чином, повний спектр формується з високотемпературної і низькотемпературної частин, що відбиває одну з найбільш характерних особливостей ультрарелятивістських ядерних зіткнень.

Корелятор цієї моделі може бути записаний таким чином:

$$c(K, q) = \frac{J_1^2(K) c_1(q, K) + J_2^2(K) c_2^2(q, K)}{\langle J_1^2(K) + J_2^2(K) \rangle} + \frac{2 J_1(K) J_2(K) c_{12}(q, K) \cos(m_{1T} - m_{2T})(\tau_f - \tau_h/2)}{\langle J_1^2(K) + J_2^2(K) \rangle} \quad (16)$$

$$J_i(K) = \frac{1}{2\pi} \frac{d N_i}{P_T dP_T d\alpha} \quad (P_T = K) \quad (17)$$

$$c_i(q, K) = \exp \left[- \frac{q_L^2 R_{iL}^2}{2} - \frac{q_o^2 R_{io}^2}{2} - \frac{q_u^2 R_{iu}^2}{2} \right] \quad (18)$$

$$c_{12}(q, K) = \exp \left[- \frac{q_L^2 (R_{1L}^2 + R_{2L}^2)}{2} - \frac{q_o^2 (R_{1o}^2 + R_{2o}^2)}{2} - \frac{q_u^2 (R_{1u}^2 + R_{2u}^2)}{2} \right] \quad (19)$$

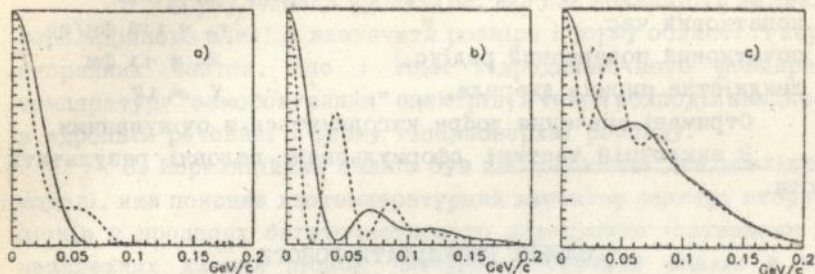
K - напівсумма реєструємих імпульсів;

q_L, q_o, q_u - три проекції різниці імпульсів;

$\tau_o + \tau_h$ - час існування першого джерела;

τ_f - момент розпаду піонної трубки.

Відмітимо осциляційний фактор $\cos(m_{1T} - m_{2T})(\tau_f - \tau_h/2)$ в (16). Він виникає внаслідок того, що джерела випромінюють піони в різний час, що призводить до часової інтерференції між ними.



Мал.3 Корелятор $\langle s(k, q_{out}, q_L = q_s = 0) \rangle$ для S+S зіткнень. Густа лінія відповідає часу існування системи $\tau_f = 15$ фм/с, штрихова - $\tau_f = 30$ фм/с. Середній поперечний імпульс: а) $k_T = 100$ МеВ/с, б) $k_T = 350$ МеВ/с, в) $k_T = 600$ МеВ/с

На малюнках 3а - 3с показано поведінку корелятора $\langle s(k, q_{out}, q_L = q_s = 0) \rangle$ в трьох різних областях середнього поперечного імпульсу k_T . При малих імпульсах домінує друге, низько-температурне джерело, $J_2(k) / J_1(k) \sim 7$. Це призводить до швидкого падіння корелятора $s_2(q)$ завдяки великому радіусу другого джерела, $R_{2out} \sim 7.6$ фм.

В області $k_T \sim 0.35$ Гев/с інтенсивності обох джерел приблизно однакові і ми бачимо виразну часову інтерференцію. Це дає можливість безпосереднього визначення τ_f (τ_h мале порівняно з τ_f):

$$\tau_f = \frac{\pi}{\Delta q_0} \quad (20)$$

Нарешті, при великих k_T , домінує перше джерело і ми бачимо "хвіст" корелятора $s_1(q)$. Це, в принципі, дає можливість визначити час існування першого джерела, оскільки

$$R_{1out} \approx \tau_h / 2 \quad (21)$$

В цій же частині були визначені параметри двотемпературної моделі за даними одночасткових спектрів s+s зіткнень:

Температура 1-го джерела,
температура 2-го джерела,

$T_c = 200$ МеВ
 $T_f = 80$ МеВ

| | |
|---|-----------------------------------|
| початкова ентропійна концентрація піонів, | $\chi_0 = 0.75$ |
| початковий час, | $\tau_0 = 1.15$ фм/с _в |
| початковий поперечний радіус, | $R_T = 4.1$ фм |
| швидкісна ширина джерела, | $Y = 1.7$ |

Отримані значення добре узгоджуються з очікуваними.

В заключній частині сформульовані головні результати роботи.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ РОБОТИ

1. Вперше на підставі чисельного аналізу класичної моделі стадії розльоту вторинних частинок в адронних і ядерних зіткненнях з багаточастковим народженням показано, що кінцеві імпульсні розподіли можуть суттєво відрізнитися від тих, що формуються на стадії розпаду системи, внаслідок невеликої кількості зіткнень на стадії розльоту, якщо область генерації не має сферичної симетрії. Ефективно це може проявитися як наявність у системи двох температур - поздовжньої і поперечної.

2. Запропонована аналітична апроксимація, що враховує вищезгадану анізотропію.

3. Вперше показано, що поведінка двочасткової кореляційної функції піонів в процесах з багаточастковим народженням при наявності внутрішнього колективного руху в адронній речовині докорінно відрізняється від поведінки кореляційної функції нерухомих (в с.ц.м.) джерел. Бозе-Ейнштейнівські кореляції вимірюють довжину характерної області однорідності системи, яка у випадку нерухомих джерел збігається з повним розміром системи; для джерел гідродинамічного типу ця довжина визначається невеликим інтервалом швидкістностей, які формують відповідну область одночасткового спектру.

4. Показано, що для систем з виразним гідродинамічним рухом, на відміну від нерухомих в с.ц.м. систем, має місце помітне розширення корелятора із збільшенням середнього імпульсу піонів. На цій підставі запропоновано метод, що дозволяє за поведінкою корелятора розрізнити джерела гідродинамічного та статичного типів.

5. Сформульована процедура, яка дає можливість за даними кореляційного аналізу визначити розміри і форму області генерації вторинних часток, час і темп гідродинамічного розширення, температуру "заморожування" спектрів, а також розподіл швидкостей в адронній речовині і форму гіперповерхні розпаду.

6. Кореляційний аналіз був застосований для дослідження моделі, яка пояснює двотемпературний характер спектру вторинних піонів в процесах багаточасткового народження існуванням двох незалежних джерел піонів. Інтерферометричний аналіз в трьох роекціях імпульсу дозволяє визначити внесок кожного з джерел в повний спектр, час їх існування, температуру, розміри та інші характеристики. В межах цієї моделі були розраховані одночасткові спектри ядро-ядерних $S+S$ зіткнень і отримане добре узгодження з експериментальними даними.

7. В межах вищезгаданої моделі сформульовано критерій, що дозволяє визначити наявність (або відсутність) змішаної кварк-глюон-адронної фази в процесах багаточасткового народження. Критерій ґрунтується на інтерференції між двома джерелами піонів, що виникає внаслідок рознесеності їх у часі.

Головні результати дисертації опубліковані в роботах:

1. V.A.Averchenkov, A.N.Makhlin, Yu.M.Sinyukov. Study of collective motion in hadronic matter by a pion intrferometry method. Preprint ITP-86-118E, Kiev, 1986, p.29.
2. Аверчонков В.А., Махлин А.Н., Синюков Ю.М. Изучение коллективного движения в адронном веществе методом пионной интерферометрии. - ЯФ, 1987, т.46, №5, с.1526-1534.
3. V.A.Averchenkov, M.I.Gorenstein. Post-freez-out stage of multihadron processes. UFTP preprint 234/1989, Frankfurt am Main, 1989, p.13.
4. V.A.Averchenkov, M.I.Gorenstein. Post-freez-out stage of multihadron processes. Nucl.Phys., 1990, v.A511 p.407-413.
5. Yu.M.Sinyukov, V.A.Averchenkov, B.Lörsted. Interferometrical signature of mixed phase and ultrasoft phenomena in $A+A$ collisions. Preprint LUNFD6/(NFPL-7055)1990, Lund, 1990, p.14.

AB 29.005
Indexed Interferometrical

AB 29.005

6. Yu.M.Sinyukov, V.A.Averchenkov, signature of mixed phase in A+A collisions. Z.Phys.C - Particles and Fields; 1991, v.49, p 417-422.

АВЕРЧЕНКОВ ВОЛОДИМИР ОЛЕКСАНДРОВИЧ

ІНКЛЮЗИВНІ СПЕКТРИ ТА ПІОННА ІНТЕРФЕРОМЕТРІЯ В ПРОЦЕСАХ ЗІТКНЕНЬ
ЯДЕР ПРИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЯХ

| | | |
|-----------------------------|-----------------|------------------|
| Зем.- 7 | Формат 60x90/16 | Обл.-вид.арк.- I |
| Підписано до друку 27.12.93 | р. | Тираж 100 екз. |

Поліграфічна дільниця ІТФ АН України