

ДИЛЕПТОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

А.Н.Махлин

Предсказывается, что в инклюзивном сечении совместного рождения двух различных дилептонов присутствует интерференционный член. Эффект предлагается использовать для дилептонной интерферометрии кварк-глюонной плазмы.

1. Еще в 1959 году Фейнберг указал ¹, что ядерное вещество, термализованное в процессе соударения, должно задолго до распада на вторичные адроны испускать дилептоны тем большей инвариантной массы, чем выше температура, при которой они испускаются. Сейчас дилептонный "термометр" является одним из элементов программы обнаружения кварк-глюонной (КГ) плазмы. Плазменные дилептоны неизбежно экранируются фоном от жестких процессов (Дрелла – Яна) и распадов мезонов и мезонных резонансов. Поэтому регистрация дилептонов является необходимым, но не достаточным критерием существования КГ плазмы. Необходимо установить, что в соударении ядер действительно возникает пространственная область, заполненная нагретой сплошной средой, испускающей дилептоны. Интерферометрия, сама возможность которой обусловлена независимостью испускания частиц из различных областей мирового объема излучающей системы, представляется наиболее адекватным средством для обнаружения плазмы – КГ системы в состоянии локального термодинамического равновесия. Недавно было показано ^{2, 3}, что пионная интерферометрия позволяет надежно регистрировать гидродинамическое движение в ядерной материи на последней его стадии. В данной работе предлагается использовать дилептоны $\bar{l}l$ для аналогичного исследования пространственно-временной эволюции КГ плазмы.

2. Пусть лептон l регистрируется в точке x_1 , а антилептон \bar{l} – в точке x_2 . Пусть основной канал реакции есть $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \bar{l}l$. Тогда плотность вероятности обнаружения $\bar{l}l$ в низшем порядке теории возмущений имеет вид

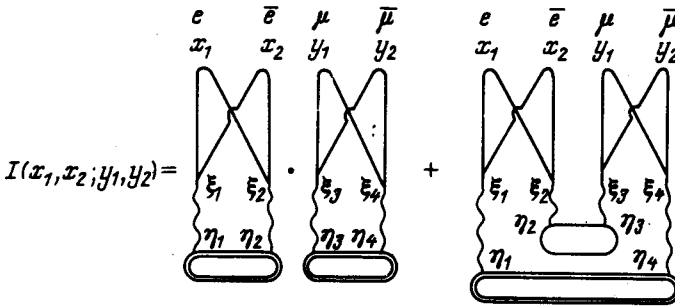
$$I(x_1, x_2) = \frac{e^2}{4} \int d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2 \text{Tr} [G_{adv}^{(+)}(\xi_2, x_1) \gamma^0 G_{ret}^{(+)}(x_1, \xi_1) \gamma_\mu G_{adv}^{(-)}(\xi_1, x_2) \gamma^0 \times \\ \times G_{ret}^{(-)}(x_2, \xi_2) \gamma_\nu] D_{ret}(\xi_1, \eta_1) D_{ret}(\xi_2, \eta_2) \sum_Q e_Q^2 \langle j_{(Q)}^\mu(\eta_1) j_{(Q)}^\nu(\eta_2) \rangle, \quad (1)$$

где $G_{ret}^{(\pm)}$ и D_{ret} – функции Грина лептонов и фотонов, а $\langle j_{(Q)}^\mu j_{(Q)}^\nu \rangle$ – среднее от произ-

ведения двух кварковых токов. Оно вычисляется с помощью локально-равновесной матрицы

$$\rho = \prod_n \left\{ e^{-(P_n u(n))/T_n} / \text{Sp} e^{-(P_n u(n))/T_n} \right\},$$

где P_n^μ — импульс КГ системы в n -м малом мировом объеме V_n , с температурой T_n и 4-скоростью $u(n)$ движения среды. Формулы (1) соответствуют несвязные графы на рисунке.



Переход в импульсное представление производится с помощью преобразования Вигнера и приводит к следующей инклюзивной плотности (сравни с ⁴):

$$k_1^0 k_2^0 I(k_1, k_2) = - \frac{e^2 [k_1^\mu k_2^\nu + k_1^\nu k_2^\mu - g^{\mu\nu} k^2/2]}{(2\pi)^6 k^4} \sum_n V_n \sum_Q e^2 \Pi_{\mu\nu}^{(n)}(k), \quad (2)$$

где $k = k_1 + k_2$, а локальный тензор поляризации в объеме V_n равен

$$\Pi_{\mu\nu}^{(n)}(k) = (g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2) W_1^{(n)} + (u_\mu^{(n)} - k_\mu (ku^{(n)}))(u_\nu^{(n)} - k_\nu (ku^{(n)})) W_2^{(n)}. \quad (3)$$

Формфакторы $W_j^{(n)}(k)$ зависят только от инвариантов k^2 и $(ku^{(n)})$:

$$W_j^{(n)}(k) = - \frac{\theta(k^2 - 4M^2)}{32\pi} k^2 \sqrt{1 - \frac{4M^2}{k^2}} \int_{-1}^1 \frac{e^{-(ku^{(n)})/2T_n} w_j(\xi) d\xi}{\text{ch} \frac{ku^{(n)}}{2T_n} + \text{ch} \left[\frac{\sqrt{((ku^{(n)})^2 - k^2)(1 - 4M^2/k^2)}}{2T_n} \xi \right]} \quad (4)$$

$$w_1 = \left(1 + \frac{4M^2}{k^2}\right) + \left(1 - \frac{4M^2}{k^2}\right) \xi^2; \quad w_2 = \left(1 - \frac{4M^2}{k^2}\right) \left(1 - \frac{(ku^{(n)})^2}{k^2}\right)^{-1} (1 - 3\xi^2),$$

где $M = M_Q$ — массы аннигилирующих кварков.

Окончательное выражение для инклюзивного распределения дилептонов $l\bar{l}$ имеет вид ($l = k_1 - k_2$):

$$k_1^0 k_2^0 I(k_1, k_2) = \frac{e^2}{(2\pi)^6 k^4} \sum_n V_n \sum_Q e^2 \left\{ 2(k^2 + 2m^2) W_1^{(n)}(k) + [(lu^{(n)})^2 - (ku^{(n)})^2 + k^2] W_2^{(n)}(k) \right\}. \quad (5)$$

3. Инклюзивная вероятность совместного обнаружения двух дилептонов имеет наиболее простой вид, когда дилептоны различны, т. е. взяты $e\bar{e}$ и $\mu\bar{\mu}$. Распределение вероятности в координатном пространстве нетрудно восстановить по диаграммам рисунка. Видно происхождение интерференции: данное конечное состояние двух различных (!) дилептонов может возникнуть двумя способами. Если учесть, что тепловая динамика кварков локализует поляризационные петли в малой части мирового объема плазмы, то понятна возможность ее интерферометрического исследования. Интерференционный член входит с "бозонным" знаком плюс, поскольку именно тяжелые промежуточные фотоны обеспечивают необходимые раз-

ности фаз. Инклюзивное импульсное распределение двух дилептонов с импульсами k_1 и k_2 у электронной и q_1 и q_2 у мюонной пары имеет вид

$$I_{(\mu e)}(k_1, k_2; q_1, q_2) = I_{(e)}(k_1, k_2)I_{(\mu)}(q_1, q_2) + R(k_1, k_2; q_1, q_2),$$

$$R(k_1, k_2; q_1, q_2) = \frac{e^4 [k_1^\mu k_2^\nu + k_1^\nu k_2^\mu - g^{\mu\nu} k^2 / 2] [q_1^\rho q_2^\sigma + q_1^\sigma q_2^\rho - g^{\rho\sigma} q^2 / 2]}{(2\pi)^{12} k_1^0 k_2^0 q_1^0 q_2^0 (k^2 q^2)^2} \times$$

$$\times \sum_{nn'} V_n V_{n'} \sum_{QQ'} e_Q^2 e_{Q'}^2 \Pi_{\mu\nu}^{(n)} \left(\frac{k+q}{2} \right) \Pi_{\rho\sigma}^{(n')} \left(\frac{k+q}{2} \right) \cos(k-q)(x_n - x_{n'}), \quad (6)$$

где $k = k_1 + k_2$, $q = q_1 + q_2$, т. е. "зондирование" плазмы происходит суммарными импульсами дилептонов. Если дилептоны испускаются покоящимся сферическим объемом радиуса r_0 , коррелятор принимает классический вид

$$R(k_1, k_2; q_1, q_2) = K(k, q, T) [j_1(|k-q|r_0) / |k-q|r_0]^2, \quad (7)$$

где $j_1(x) = (\sin x - x \cos x) / x^2$, а K — некоторый множитель, определяемый как кинематическими факторами, так и временной динамикой остывания плазмы. Уже в этой простейшей форме теория применима к анализу столкновений с полным торможением ядерной материи, например группы Оконова^{5 1)}, и в которых выход дилептонов не регистрировался, от части из-за доминирующего фона от мезонных распадов. Корреляционный подход, вероятно, был бы свободен от этих трудностей, особенно в области больших инвариантных масс дилептонов, поскольку тяжелые времениподобные промежуточные фотоны должны быть очень короткоживущими и вероятность появления интерференции между дилептонами из плазмы и дилептонами от распадов вторичных мезонов и резонансов крайне мала. Можно ожидать, что более подробный анализ коррелятора позволяет разделить вклады дилептонов различного происхождения, поскольку опыт исследования пионной интерферометрии гидродинамических объектов^{2, 3} показывает, что последняя очень чувствительна к внутреннему движению в излучающей системе.

В заключение отметим, что возможность появления интерференции в системе трех различных частиц была впервые показана в работе⁶ при анализе процессов с участием промежуточных возбужденных ядер, на что автору было указано М.И.Подгорецким. В отличие от настоящей работы, в⁶ объектом исследования были сами промежуточные резонансы.

Автор выражает глубокую признательность Е.Л.Фейнбергу, В.Л.Любошицу, Э.О.Оконову, М.И.Подгорецкому и Ю.М.Синюкову за всестороннее обсуждение работы и полезные замечания.

Литература

1. Фейнберг Е.Л. Кн. Труды Международной конференции по физике высоких энергий, т. 2, Киев, 1959.
2. Makhlín A.N., Sinyukov Yu.M. Preprint ITP-86-27E, Kiev, 1986; ЯФ, 1987, 44, № 7.
3. Averchenkov V.A., Makhlín A.N., Sinyukov Yu.M. Preprint ITP-86-11 8E, Kiev, 1986; ЯФ, 1987, 44, № 10.
4. McLerran L.D., Toimela T. Phys. Rev. D, 1985, 31, 545.
5. Оконов Э.О. Сообщения ОИЯИ P1-86-312, Дубна, 1986.
6. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, 14, 600.

Киевский политехнический институт
им. 50-летия Великой Октябрьской
социалистической революции

Поступила в редакцию
8 апреля 1987 г.

1) Согласно первым сообщениям в "CERN Courier" подобные события уже наблюдаются на SPS и при энергиях 200 А·ГэВ.