

МНОГОЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В КОНФОРМНЫХ ТЕОРИЯХ ПОЛЯ

И.М.Дремин

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 февраля 1993 г.

Общая структура функций Грина в конформных теориях поля позволяет сделать заключения о виде многочастичных корреляций в таких теориях. Соответствующие формулы служат альтернативой широко используемым выражениям приближения связанных пар.

Обнаружение заметных флуктуаций числа частиц в малых областях фазового объема в процессах адророждения и последующее детальное изучение их (см. обзор [1]) указали на возможное проявление степенных законов подобия. Одной из гипотез о динамической природе такого поведения флуктуаций является предположение [2] о конформной симметрии флуктуационного поля. Мы покажем, что в рамках такого предположения можно вывести общее соотношение между многочастичным и двухчастичным корреляторами. Будучи применено к проблеме флуктуаций в множественном рождении частиц, оно приводит к связи многочастичных и двухчастичных кумулянтов, являющейся альтернативой известному приближению связанных пар, достаточно хорошо описывающей эксперимент и приводящей к новым предсказаниям о поведении кумулянтов высшего ранга.

Согласно общей теории конформных полей [3-5], функции Грина должны вести себя в теориях, обладающих конформной симметрией, степенным образом в зависимости от некоторых лоренц-инвариантных комбинаций координат. Если, например, ввести координаты частиц j в импульсном пространстве $\vec{\kappa}_j$, задав их через быстроту и поперечные импульсы, то, например, двух- и трехточечные корреляторы G в конформной теории будут определены с точностью до нормировочных постоянных N_q в виде [3-5]

$$G_2(1, 2) = \langle \varphi(1)\varphi(2) \rangle = N_2(\kappa_{12}^2)^{-d}, \quad (1)$$

$$G_3(1, 2, 3) = \langle \varphi(1)\varphi(2)\varphi(3) \rangle = N_3(\kappa_{12}^2\kappa_{23}^2\kappa_{31}^2)^{-d/2}, \quad (2)$$

где $\varphi(j)$ обозначает флуктуационное поле в точке j , d - его размерность, $\kappa_{12}^2 = (\vec{\kappa}_1 - \vec{\kappa}_2)^2$. Корреляторы высшего порядка содержат (вместо нормировочных постоянных N_q) некоторые функции от безразмерных отношений κ_{ij}^2 . Независимо от того, как определены координаты $\vec{\kappa}_j$, из формул (1) и (2) легко получить соотношение

$$G_3(1, 2, 3) = \frac{N_3}{N_2^{3/2}} G_2^{1/2}(1, 2) G_2^{1/2}(2, 3) G_2^{1/2}(3, 1). \quad (3)$$

В общем случае для q -частичного коррелятора имеем:

$$G_q(1, \dots, q) = \prod_{i \neq k}^N G_2^{1/(q-1)}(i, k) f(\mu_p), \quad (4)$$

где $N = q(q - 1)/2$ и при $q > 3$ вместо отношения нормировочных констант входит некоторая функция от безразмерных отношений κ_{ik}^2 (они обозначены через μ_p , где $p = q(q - 3)/2$ указывает число таких переменных). Подчеркнем, что даваемая формулой (4) связь многочастичного коррелятора с двухчастичными является только следствием конформной симметрии флуктуационного поля и не требует никаких дополнительных предположений. Общая структура неприводимых функций Грина (4) приводит к аналогичному соотношению для нормированных кумулянтных корреляций, определяемых формулами

$$k_q = C_q(1, \dots, q) / \rho(1) \dots \rho(q) \quad (5)$$

или в интегральной форме

$$K_q(\delta y) \sim \int_{\Omega(\delta y)} dy_1 \dots dy_q k_q \quad (6)$$

при интегрировании по объемам, задаваемым быстрой интервалом δy . Здесь

$$C_q(1, \dots, q) = \rho_q(1, \dots, q) - \rho(1, \dots, q), \quad (7)$$

$$\rho_q(1, \dots, q) = \frac{1}{\sigma_{inel}} \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 \dots dy_q}, \quad (8)$$

ρ_q — q -частичные инклюзивные плотности, (вычтены низшие корреляции).

Кумулянтные корреляторы связаны с обычно используемыми факториальными моментами F_q соотношениями [1]

$$F_2 = 1 + K_2, \quad (9)$$

$$F_3 = 1 + 3K_2 + K_3 \text{ и т.д.} \quad (10)$$

Кумулянтные корреляции k_q (5) в конформной теории поля задаются неприводимыми q -частичными корреляторами G , если под флуктуационным полем φ понимать флуктуации плотности числа частиц в индивидуальных событиях, как это было предложено в работе [2] по аналогии с обычно используемой флуктуационной теорией фазовых переходов [6]. Тогда они должны выражаться через двухчастичные кумулянты аналогично (4). Интегральные кумулянты (6) могут быть вычислены лишь в предположении о трансляционной инвариантности в пространстве быстрой, которое было использовано, например, при изучении приближения связанных пар в физике частиц [7] и, ранее, для описания корреляций между галактиками [8]. В этом случае функции f слабо зависят от их аргументов и могут быть заменены на постоянные, а интегралы от двухчастичных функций по малым областям относительных быстрой сводятся к их средним значениям. Тогда получим из (4)–(6), (9):

$$K_q(\delta y) \approx N_q (K_2(\delta y))^{q/2} = N_q (F_2 - 1)^{q/2}. \quad (11)$$

Это выражение отличается от соответствующих закономерностей, возникающих в упомянутом выше приближении связанных пар и имеющих вид

$$K_q(\delta y) = A_q (K_2(\delta y))^{q-1}, \quad (12)$$

где A_q не зависят от интервалов быстрой δy .

В обоих случаях показатели степени растут линейно с рангом моментов, но наклон роста вдвое больше в случае приближения связанных пар. Этот критерий мог бы стать существенным для выделения на опыте одной из этих возможностей, если бы удалось получить какие-то ограничения на поведение A_q и N_q как функций ранга коррелятора. Сейчас таких ограничений нет и приходится обращаться только к функциональной зависимости K_q от δy , выраженной через поведение $K_2(\delta y)$ формулами (11), (12). Для случая приближения связанных пар (уравнение (12)) такой анализ был проведен в работе [9].

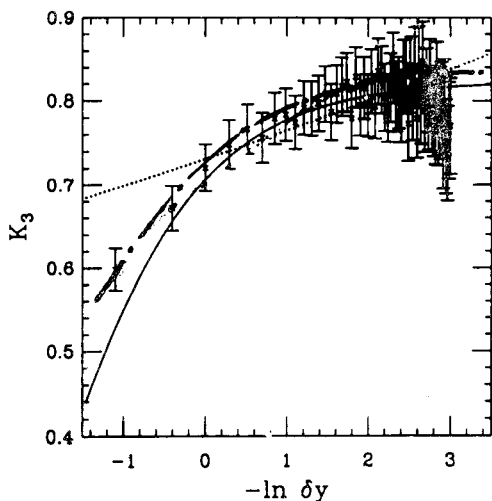


Рис.1

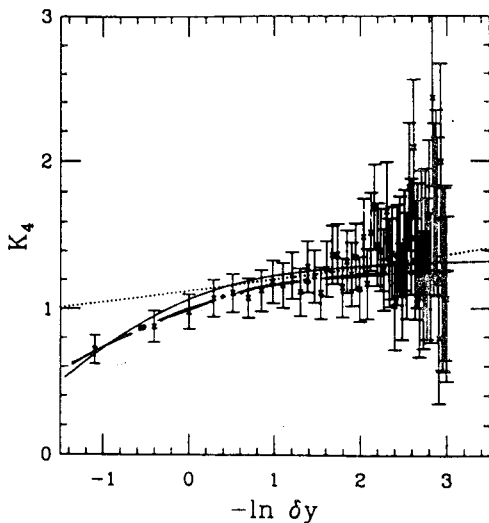


Рис.2

Рис.1. Кумулянтный момент K_3 . Кресты – экспериментальные данные группы $UA1$. Сплошная кривая получена в приближении связанных пар при $A_3 = 1,84$. Штрих-пунктирная кривая – следствие конформных теорий (11) при $N_3 = 1,55$. Точками показана степенная подгонка корреляционных функций (см. [9])

Рис.2. Кумулянтный момент K_4 . Обозначения аналогичны рис.1 (соответственно, при $A_4 = 4,4$ и $N_4 = 2,7$)

На рис.1 и 2 приведены экспериментальные данные коллаборации $UA1$ по pp -соударениям при энергии $\sqrt{s} = 630$ ГэВ для кумулянтных корреляторов K_3 и K_4 (кресты), их описание (сплошная линия) в приближении связанных пар (экспериментальные данные и теоретическая кривая взяты из работы [9]), а также подгонка под экспериментальные значения с помощью формулы (11), получающейся в конформных теориях (штрих-пунктир). Видно, что на основе имеющихся экспериментальных данных вряд ли можно отдать предпочтение какому-либо из указанных подходов. Развиваемые в настоящее время методы представления экспериментальных данных в виде интеграла по полосе [10] приводят к более точному описанию моментов и могут помочь в выборе между двумя возможностями. Альтернатива методу связанных пар, предлагаемая конформной симметрией, показывает, что хорошее описание эксперимента в этом методе еще не достаточно для вывода о правильности предлагаемой мультипликативной формулы. Конечно, теоретические основы конформной симметрии намного более прочные, чем феноменология приближения связанных пар. Вместе с тем, наличие такой симметрии в физике частиц не является

строго доказанным и требует более глубокого обоснования.

Общим для формул (11), (12) является сведение многочастичных корреляций к определенным (хотя и разным) произведениям двухчастичных корреляторов. В этой связи интересно отметить, что применение квантовой хромодинамики (КХД) к жестким процессам e^+e^- -аннигиляции привело [11] к таким выражениям для показателей факториальных моментов, которые не сводятся к мультипликативным формам типа (11), (12). При больших значениях ранга момента q в КХД также имеет место линейный рост показателя с q с наклоном, близким к $1/2$ (равным $1 - \gamma_0$, где $\gamma_0 = \sqrt{6\alpha_s}/\pi \approx 0,5$ - аномальная размерность КХД). В то же время при малых (экспериментально доступных) значениях $q < 5$ рост оказывается более быстрым. Заметим, что из требования устойчивости распределений возникает ограничение на предельно допустимый рост показателей в формулах типа (11), (12), который не может быть выше квадратичного (см. [12]). Замена $q/2$ или $q - 1$ в этих формулах на $q(q - 1)/2$ также не противоречит эксперименту.

Итак, предложена, альтернативная форма многочастичного коррелятора (11), инициированная конформной симметрией (см. формулу (4)) и отличающаяся от широко применяемого приближения связанных пар. Эксперимент не позволяет пока выбрать одну из этих возможностей. Вместе с тем, представляется, что КХД указывает на наличие новой зависимости немultipликативного типа для многочастичных корреляций в жестких процессах множественного рождения частиц. В связи с этим вопрос о характере истинно многочастичных корреляций требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-3815).

-
1. Э.А.Де Вольф, И.М.Дремин, В.Киттель, УФН **163**, 3 (1993).
 2. I.M.Dremin and M.T.Nazirov, Preprint LU TP 92-30; Zs. f. Phys. (to be published).
 3. Е.С.Фрадкин, Труды ФИАН **29**, 3 (1965).
 4. А.М.Поляков, Письма в ЖЭТФ **12**, 538 (1970).
 5. E.S.Fradkin and M.Ya.Palchik, Phys. Rep. **44**, 249 (1978); E.S.Fradkin, M.Ya.Palchik, and V.N.Zaikin, Preprint KFKI-1979-71, Budapest; Preprint Saclay 114-77, 1977. В.Н.Зайкин, Препринт ФИАН **240**, 1978.
 6. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов, М.: Наука, 1982.
 7. P.Carruthers and I.Sarcevic, Phys. Rev. Lett. **63**, 1562 (1989).
 8. P.J.E.Peebles, The Large Scale Structure of the Universe, Princeton, N.J., 1980.
 9. P.Carruthers, H.C.Eggers, and I.Sarcevic, Proc. XX Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics, Ed. R.Beier, D.Wegener (WSPC, Singapore) 1990, p.428.
 10. P.Lipa, P.Carruthers, I.Sarcevic, et al., Phys. Lett. **285B**, 300 (1992).
 11. Yu.L.Dokshitzer and I.M.Dremin, Preprint LU TP 92-30; Nucl. Phys. (to be published).
 12. Ph.Brax and R.Peschanski, Phys. Lett. **253B**, 225 (1991).