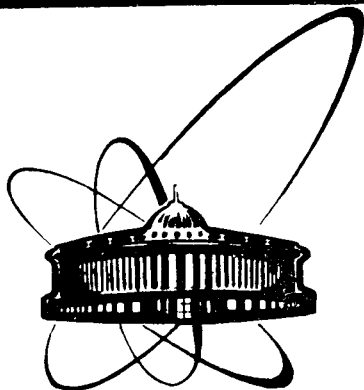


91-258



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-91-258

А. Н. Сисакян, Я. З. Дарбаидзе*, З. В. Меребашвили*,
Л. А. Слепченко*

ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ В ПРЕДЕЛЕ БОЛЬШОГО ЧИСЛА
КОРРЕЛИРОВАННЫХ КОМПОНЕНТ

*Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

1991

§1. Переменяемость во множественных процессах

Явление переменяемости интенсивно исследовалось в работах Я. Б. Зельдовича и его учеников в теории турбулентности и горения (см. соответствующую литературу в [1-5]). Например, в работе [3] переменяемость иллюстрируется в рамках простого логистического уравнения(модели)

$$\dot{n} = \epsilon n - \beta n^2 + g(t)n, \quad (1.1)$$

где ϵ -коэффициент прироста, β -коэффициент нелинейного самоограничения, $g(t)$ -коэффициент флуктуации прироста. Причем флуктуации предполагаются Гауссовскими и характеризуются параметром σ :

$$\langle g(t)g(t') \rangle = 2\sigma\delta(t-t'). \quad (1.2)$$

Далее вводится в рассмотрение плотность вероятности $p(n, t)$ для переменной $n(t)$ и для нее пишется уравнение Фоккера-Планка

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial [(\epsilon n - \beta n^2 + \sigma n)p]}{\partial n} + \frac{\partial (\sigma n^2 p)}{\partial n^2}. \quad (1.3)$$

Его решение

$$p_n(n) = Z n^{(\epsilon/\sigma)-1} \exp[-(\beta/\sigma)n] \quad (1.4)$$

удовлетворяет свойству переменяемости при значениях параметров $\sigma > \epsilon > 0$, которое заключается в быстром увеличении соответствующих статистических моментов

$$\langle n^k \rangle = (\sigma/\beta)^k \cdot \Gamma(k + \epsilon/\sigma) / \Gamma(\epsilon/\sigma), \quad k=1, 2, \dots, \quad (1.5)$$

несмотря на убывание плотности вероятности (1.4).

Хотя само слово "переменяемость" (во множественных процессах) мы впервые услышали от И. М. Дремина[2], примеры этого явления были рассмотрены нами еще в 1980-82 гг. в работах [6-10].

Основная задача этой статьи-показать, насколько естественно возникают такие нерегулярности при многокомпонентном рассмотрении корреляционных характеристик для ассоциативных величин.

Сперва представим себе, что называют переменяемостью во множественных процессах: введём определение масштабного факториального момента[11]

$$\hat{F}_i = M^{i-1} \sum_{k=1}^M \frac{\langle n_k(n_k-1)\dots(n_k-i+1) \rangle}{\langle n(n-1)\dots(n-i+1) \rangle}, \quad (1.6)$$

где M - число делений всего быстрого интервала Δy , n_k - число заряженных адронов в k -м подынтервале, n - их число во всём интервале Δy . В терминах плотностей по быстрой F_i запишется следующим образом:

$$\hat{F}_i = \frac{M^{i-1} \sum_1^M \left(\prod_1^i \int_{y_{n-1}}^{y_n} dy \right) \frac{dy}{dy_1 \dots dy_i}}{\prod_{n=1}^i \left(\int_{y_0}^{y_0 + \Delta y} dy_n \right) \frac{d\sigma}{dy_1 \dots dy_i}}, \quad (1.7)$$

где $y_n = y_0 + n \frac{\Delta y}{M}$.

Если частицы не коррелированы по быстрой и соответствующие плотности не зависят от быстрой (фейнмановское плато), тогда

$$\hat{F}_i = 1. \quad (1.8)$$

В остальных случаях $\hat{F}_i \neq 1$ и это считается перемежаемостью, а величина $\hat{F}_i (\ln \hat{F}_i)$ - её мерой.

Естественно, допустимо введение других, более подходящих мер. Например,

$$F_i = M^{i-1} \sum_{k=1}^M \frac{\langle n_k(n_k-1)\dots(n_k-i+1) \rangle}{\langle n \rangle^i}. \quad (1.9)$$

Сейчас принимается экспериментально установленным фактом следующая линейная зависимость:

$$\ln F_i = a_i - b_i \ln \delta y \quad (1.10)$$

в e^+e^- , $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях [12-18] (см. табл. 1). Здесь

$$\delta y = \frac{\Delta y}{M}.$$

Недавно Сейберт и Волошин [20,21] обосновали метод корреляционных функций для расщепления быстрых интервалов (Split-bin correlation function)

$$S_2 = M \frac{\sum_{m=1}^M \langle n_m^L n_m^R \rangle}{\langle n^L n^R \rangle}, \quad (1.11)$$

где $n_m^{L(R)}$ - число частиц в левой (правой) половине m -го интервала,

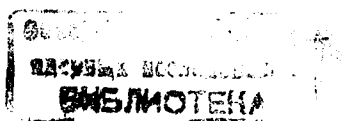


Таблица 1

Значения параметра b_i в разных экспериментах [16, 18, 19]

	b_2	b_3	b_4	b_5
$e^+e^-, \sqrt{s}=91 \text{ ГэВ}$	$0,023 \pm 0,002$	$0,082 \pm 0,021$	$0,182 \pm 0,062$	$0,285 \pm 0,080$
$\mu p, 280 \text{ ГэВ/с}$	$0,022 \pm 0,001$	$0,085 \pm 0,004$	$0,242 \pm 0,015$	$0,464 \pm 0,050$
$\pi^+ p, K^+ p$ 250 ГэВ/с	$0,013 \pm 0,001$	$0,050 \pm 0,002$	$0,148 \pm 0,007$	$0,328 \pm 0,019$
$p\bar{p}, \sqrt{s}=630 \text{ ГэВ}$	$0,011 \pm 0,001$	$0,025 \pm 0,003$	$0,050 \pm 0,005$	$0,077 \pm 0,011$

$n^{L(R)}$ – число частиц в левой (правой) половине всего интервала Δy .

Важно подчеркнуть, что идея "расщепления" часто фигурирует в модели КВАРКЕР [22] и заключается в следующем: естественно предположить, что при некоторых условиях постановки эксперимента можно увидеть расщепление по резонансным системам!

Мы имеем в виду расщепление по численностям точно такое, как это было в модели КВАРКЕР при распределении кваркового субстрата по схеме реакции

$$a+b \Rightarrow n \Rightarrow \sum_{i=1}^{\nu} n_i N_i, \quad (1.12)$$

где $n_i (N_i)$ – число адронов (валентных кварков) i -го типа.

В результате, как неоднократно было показано [6-10], оно проявляется в зависимостях разных корреляционных соотношений от числа ν .

Охота на такое "расщепление" продолжается более десяти лет [7-10, 22, 23], и оно теперь стало особенно актуальным в связи с явлением перемежаемости.

Из структуры сечения тормозного излучения глюонов в древесных диаграммах α^n порядка ТВ КХД [24] выведена система дифференциальных (Д) уравнений [23а] для эксклюзивного и полного сечений, а также для средних (ассоциативных) множественностей, соответственно,

$$\frac{d}{dt} \sigma(n_1, \dots, n_\nu) = - \left(\sum_{k=1}^{\nu} N_k n_k \right) \sigma(n_1, \dots, n_\nu),$$

$$\frac{d}{dt} \sigma = - \left(\sum_{k=1}^{\nu} N_k \langle n_k \rangle \right) \sigma,$$

$$\frac{d}{dt} \langle n_i \rangle = - \sum_{k=1}^{\nu} N_k D_{ik}, \quad i=1,2,\dots,\nu, \quad (1.13)$$

где t - временной параметр, $D_{ik} = \langle n_i n_k \rangle - \langle n_i \rangle \langle n_k \rangle$ - элементы матрицы корреляции между множествами разных компонент.

В [23а] показано, что нетривиальные и физически интересные решения модели КВАРКЕР (1.13) возникают лишь для коррелированных компонент $D_{ik} \neq 0$ для всех $i, k=1, \dots, \nu$. Например, в случае билинейной параметризации

$$D_{ik} = \frac{1}{a_{ik}} \langle n_i \rangle \langle n_k \rangle \quad (1.14)$$

и при полном насыщении корреляционных сил $a_{ik} = a$ ($i, k=1, \dots, \nu$) задача Коши решается точно. В результате методом комбинирования получаем стационарное решение в виде многомерного масштабно-инвариантного распределения Кобы-Нильсена-Ольсена (КНО)

$$\prod_{i=1}^{\nu} \langle n_i \rangle \sigma(n_1, \dots, n_{\nu}) / \sigma \Rightarrow t^{a-\nu} \exp[-(a/\nu)t], \quad (1.15)$$

где $t = \sum z_i$, $z_i = n_i / \langle n_i \rangle$.

Отметим, что такое обобщение известного Γ -распределения естественно объясняет загадку отрицательного биномиального распределения и хорошо аппроксимирует экспериментальные данные для центральных интервалов псевдобыстроты при $t \rightarrow z_c + \alpha$. В [23б] обсуждается возможность приведения системы D -уравнений для средних (ассоциативных) множественностей к экологической модели Вольтерра. Тогда становится ясным, что билинейная форма (1.14) соответствует методу "встречи" и соответствующая модель - диссипативная модель конкурирующих компонент, что вместо биомассы можно ввести понятие кваркомассы, что для некоторых физических величин возникают уравнения как с самоограничением Ферхюльста, так и с вольтерровским последствием (запаздыванием) и т. д. Заметим, что последнее возникает для сечения σ_{n_c} полуинклюзивного образования n_c заряженных частиц и имеет вид

$$\frac{d}{dt} \sigma_{n_c} = -(N_c n_c + \sum_{k=2}^{\nu} N_k \langle n_k(n_c) \rangle) \sigma_{n_c}, \quad (1.16)$$

где $\langle n_k(n_c) \rangle$ - известное корреляционное соотношение типа Neutral-charge и содержит запаздывание из-за усреднения по остальным компонентам с учетом (1.15).

Однако в модели КВАРКЕР при "грубом" способе работы можно и пропустить эффект типа перемежаемости. Например, в [23в] при качественном анализе динамики на фазовой плоскости анализировалась следующая модель, полученная при таком способе усреднения исходного уравнения (1.13) для $\sigma(n_1, \dots, n_\nu)$:

$$\frac{d}{d\tau} \sigma_{n_c} = -N_c n_c \sigma_{n_c} + g_1(\tau) n_c \sigma_{n_c} - g_2(\tau) \sigma_{n_c}, \quad (1.17)$$

$$\langle n_c \rangle' = (-N_c + g_1(\tau)) D_c^2, \quad (1.18)$$

$$\sigma'_{tot} = (-N_c + g_1(\tau)) \langle n_c \rangle \sigma_{tot} - g_2(\tau) \sigma_{tot}, \quad (1.19)$$

где $D_c^2 = \langle n_c^2 \rangle - \langle n_c \rangle^2$ - дисперсия распределения по множественности, которая обычно параметризуется следующим образом:

$$D_c^2 = (\langle n_c \rangle - \varepsilon)^2 / a.$$

Здесь $a=3+4$, $\varepsilon=1$.

Можно предположить, что в ней запаздывания

$$g_1(\tau) = -\gamma \sum_{i=2}^{\nu} A_i N_i + A - A_c N_c,$$

$$g_2(\tau) = \gamma \sum_{i=2}^{\nu} B_i N_i + B, \quad (1.20)$$

которые являются неизвестными функциями от эволюционного параметра τ , задаются флуктуирующими функциями, например, следующего типа:

$$g_i(\tau) = \sum_j \sigma_{ij} \theta(\tau - \tau_j), \quad i=1,2, \quad (1.21)$$

где σ_{ij} - постоянные, характеризующие интенсивности шума, $\theta(t)=1$ (или 0) при $0 < t < t_0$ ($t < 0$ и $t > t_0$), t_0 - длительность шума. Другими словами, допускаем, что рождение резонансов создает некую флуктуирующую среду (шум).

Как было сказано во введении, чтобы установить перемежаемость, необходимо, во-первых, получить стационарное решение для вероятностной функции $\Psi(z_c)$ и ее моментов $s(k)$. Во-вторых, следует найти режим перемежаемости, когда при определенных значениях параметров

σ_{ij} убывающей функции $\Psi(z_c)$ соответствуют быстрорастущие значения $S(k)$.

Чтобы это показать, в отличие от метода стохастической кинетики, мы не нуждаемся в использовании каких-либо дополнительных уравнений, например, типа Фоккера-Планка (1.3).

Аналогично тому, как это было сделано в [23а] для многокомпонентного случая, стационарное решение получаем непосредственным интегрированием системы уравнений (1.17)-(1.19).

Действительно, поделим (1.17) и (1.18) на (1.19) и проинтегрируем. Получим следующие соотношения:

$$\ln(\sigma_{n_c}^0 / \sigma_{n_c}^0) = \int_{\langle n_c \rangle^0}^{\langle n_c \rangle} d\langle n_c \rangle / D_c^2 + \int_{\langle n_c \rangle^0}^{\langle n_c \rangle} d\langle n_c \rangle \left[g_2(\tau) / \left\{ D_c^2 [N_c - g_1(\tau)] \right\} \right]. \quad (1.22)$$

$$\ln(\sigma_{tot}^0 / \sigma_{tot}^0) = \int_{\langle n_c \rangle^0}^{\langle n_c \rangle} d\langle n_c \rangle \left[\langle n_c \rangle / D_c^2 \right] + \int_{\langle n_c \rangle^0}^{\langle n_c \rangle} d\langle n_c \rangle \left[g_2(\tau) / \left\{ D_c^2 [N_c - g_1(\tau)] \right\} \right]. \quad (1.23)$$

Здесь $\sigma_{n_c}^0$, σ_{tot}^0 и $\langle n_c \rangle^0$ - значения соответствующих функций при $\tau=0$.

Комбинируя КНО-функцию $\Psi(z_c)$, видим, что второй интеграл с неизвестными стохастическими функциями просто сокращается и с учетом (1.20), результат принимает вид

$$\begin{aligned} & \left[\langle n_c \rangle - \varepsilon_c \right] (\sigma_{n_c}^0 / \sigma_{tot}^0) / \left[\langle n_c \rangle - \varepsilon_c \right] (\sigma_{n_c}^0 / \sigma_{tot}^0) \Big|_{\tau=0} = \\ & = \left\{ z_c^{a-1} \exp(-az_c) \right\} / \left\{ z_c^{a-1} \exp(-az_c) \right\} \Big|_{\tau=0}, \end{aligned} \quad (1.24)$$

где $\tilde{z}_c = (n_c - \varepsilon_c) / (\langle n_c \rangle - \varepsilon_c)$.

Отсюда следует слегка модифицированное стационарное решение для КНО-функции [25]:

$$(\langle n_c \rangle - \varepsilon_c) (\sigma_{n_c}^0 / \sigma_{tot}^0) \rightarrow \tilde{z}_c^{a-1} \exp(-az_c), \quad (1.25)$$

которое вообще не зависит от интенсивностей σ_{ij} шума и, значит, не приводит к перемежаемости.

Таким образом, непосредственное интегрирование этой грубой модели привело к противоположному результату по сравнению со стационарным решением уравнения Фоккера-Планка, являющимся зависящим от σ_{ij} в таком случае рассмотрения [3].

§2. Пережимаемость в пределе большого числа коррелированных компонент

Совершенно отличными свойствами обладает обобщенное Γ -распределение (1.14), характеризующее ассоциацию ν -компонент.

Соответствующие моменты распределения по множественности нетрудно вычислить:

$$C(k) = A \alpha^{\bar{a}_e + k} \Gamma(k+1) \Psi(k+1, \bar{a}_e + k + 1, a_e \alpha), \quad (2.1)$$

где $\Psi(\alpha, \beta, x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция, $\bar{a}_e = a - \nu + 1$, $a_e = a/\nu$, A - нормировочный параметр, определенный условием нормировки

$$C(0) = 1.$$

В пределе малых α ($\alpha \rightarrow 0$) имеем [26]:

$$\Psi(a, b, \alpha) = \alpha^{1-b} \Gamma(b-1) / \Gamma(a), \quad (2.2)$$

и формула (2.1) упрощается:

$$C(k) = a_e^{-k} \Gamma(k + \bar{a}_e) / \Gamma(\bar{a}_e). \quad (2.3)$$

Следует отметить, что этот предел действительно имеет место при значениях числа компонентности $\nu=1$ и $\nu=a$. В этих случаях особенно простой вид имеет отношение моментов

$$C(k+1)/C(k) = (\nu/a)k + 1. \quad (2.4)$$

На основе формул (1.14), (2.1), (2.3) и (2.4) заключаем, что пережимаемость наступает в пределе большого числа коррелированных компонент, когда $\nu > a$.

В заключение этого параграфа сделаем вывод, что проведенный выше анализ показывает необходимость исследовать пережимаемость на основе отношения моментов

$$\frac{C(k+1, M)}{C(k, M)} = \frac{M}{\langle n \rangle} \frac{\sum_{m=1}^M \langle n_m^{k+1} \rangle}{\sum_{m=1}^M \langle n_m^k \rangle}, \quad (2.4a)$$

где $C(k, M) = \frac{\sum_{m=1}^M \langle n_m^k \rangle / M}{(\langle n \rangle / M)^k}$.

Воспользуемся здесь существующим экспериментальным материалом, полученным коллаборацией DELPHI [19] для масштабного факториального момента (1.8) (см. скорректированные данные в табл. 2).

Перейдем от моментов F_1 к моментам $C(k, M)$ согласно формулам

$$\begin{aligned} C(2, M) &= F_2 + M / \langle n \rangle, \\ C(3, M) &= F_3 + 3 \cdot F_2 M / \langle n \rangle + M^2 / \langle n \rangle^2, \\ C(4, M) &= F_4 + 6 \cdot F_3 M / \langle n \rangle + 7 \cdot F_2 M^2 / \langle n \rangle^2 + M^3 / \langle n \rangle^3, \\ C(5, M) &= F_5 + 10 \cdot F_4 M / \langle n \rangle + 25 \cdot F_3 M^2 / \langle n \rangle^2 + 15 \cdot F_2 M^3 / \langle n \rangle^3 + 49 \cdot M^4 / \langle n \rangle^4. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Соответствующие значения приведены в таблице 3.

В таблице 4 приведены значения для отношения моментов (2.4a), в таблице 5 проведено сравнение этого отношения с соответствующими величинами коллаборации DELPHI. На рисунке 1 изображен фазовый портрет отношения моментов (2.4) при значениях параметров $a=4$ и $\nu=1/8$, а также отношение моментов (2.4a) при следующих значениях числа M : $M=1, 2, 4, 6, 8, 12, 18, 24, 32, 40$.

Из таблицы 5 видно, что явление перемежаемости намного заметнее именно для отношения $C(k+1, M)/C(k, M)$, чем для F_{k+1}/F_k .

Другой, более красивый пример этого явления был рассмотрен еще в 1982 г. в работе [7].

Чтобы понять, что мы имеем дело с сильно выраженным эффектом, достаточно проанализировать масштабнo-корреляционное соотношение

$$\langle n_0(n_c) \rangle / \langle n_0 \rangle = z_c \Psi(\nu, a+1, \frac{a}{\nu} z_c) / \Psi(\nu-1, a, \frac{a}{\nu} z_c). \quad (2.6)$$

Оно получается с помощью обобщенного Γ -распределения (1.14).

В пределе большого числа коррелированных компонент $\nu \gg 1$ [7-10], когда функция (1.14) быстро (δ -образно) падает, ее первый (!) момент по множественности нейтральных частиц быстро растет как результат

того, что нейтральные частицы ассоциированы не только с заряженными частицами, но и с большим числом резонансных систем (см. рис. 2).

Наблюдаемое вырождение отношения (2.6) по ν в пределе $\nu \gg 1$ в работе [9] было названо автомодельностью в (n_0, n_c) -корреляциях.

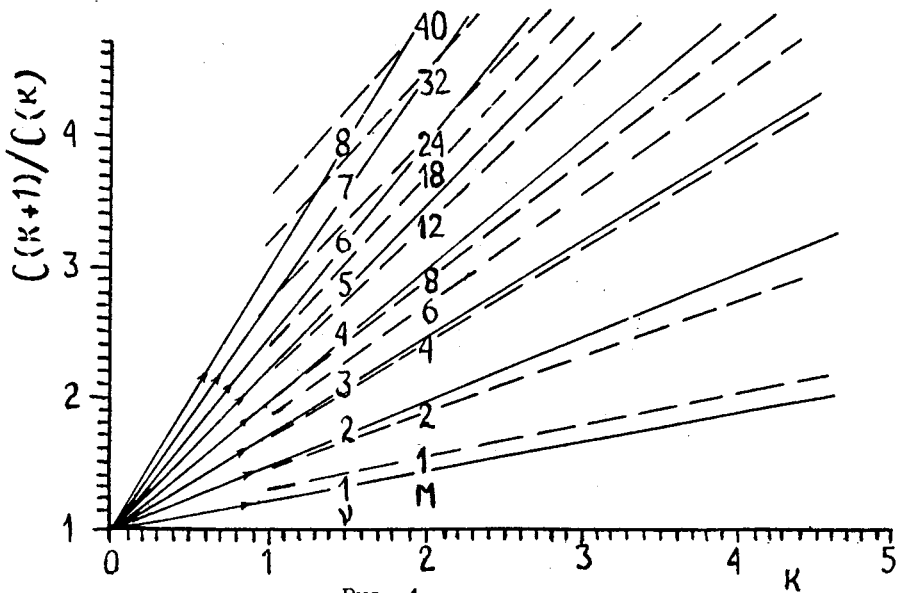


Рис. 1

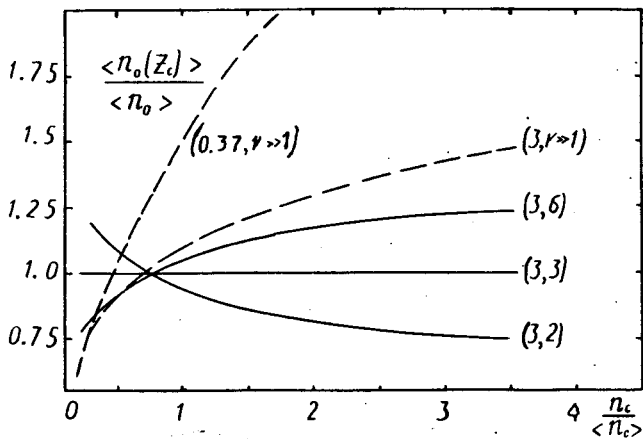


Рис. 2

Таблица 2

M	$F_2 \pm \Delta F_2$	$F_3 \pm \Delta F_3$	$F_4 \pm \Delta F_4$	$F_5 \pm \Delta F_5$
1	1.20 ± 0.02	1.68 ± 0.05	2.7 ± 0.1	4.6 ± 0.2
2	1.34 ± 0.02	2.25 ± 0.04	4.4 ± 0.1	9.7 ± 0.4
4	1.48 ± 0.02	2.97 ± 0.09	7.6 ± 0.3	22.9 ± 1.8
6	1.54 ± 0.02	3.35 ± 0.07	9.3 ± 0.5	31.8 ± 2.5
8	1.57 ± 0.02	3.63 ± 0.11	11.1 ± 0.6	39.3 ± 3.5
10	1.59 ± 0.01	3.74 ± 0.11	11.7 ± 0.7	44.3 ± 4.4
12	1.60 ± 0.01	3.82 ± 0.11	12.2 ± 0.6	46.5 ± 4.7
14	1.61 ± 0.01	3.94 ± 0.12	13.1 ± 0.8	51.4 ± 5.7
16	1.62 ± 0.01	4.06 ± 0.12	13.7 ± 0.8	56.3 ± 5.6
18	1.63 ± 0.01	3.97 ± 0.12	13.2 ± 0.8	52.5 ± 6.3
20	1.63 ± 0.01	4.01 ± 0.12	13.2 ± 0.9	51.9 ± 7.3
22	1.63 ± 0.01	4.06 ± 0.12	13.3 ± 0.9	49.4 ± 5.9
24	1.63 ± 0.01	4.10 ± 0.12	13.7 ± 1.0	51.9 ± 6.2
26	1.63 ± 0.01	4.01 ± 0.12	13.1 ± 0.9	49.4 ± 7.4
28	1.63 ± 0.01	4.01 ± 0.12	14.0 ± 1.1	59.1 ± 9.5
30	1.63 ± 0.01	4.06 ± 0.12	13.9 ± 1.2	59.1 ± 11.2
32	1.63 ± 0.01	4.01 ± 0.12	13.7 ± 1.1	55.7 ± 9.5
34	1.62 ± 0.01	4.01 ± 0.12	13.9 ± 1.2	58.6 ± 11.7
36	1.63 ± 0.01	4.18 ± 0.17	15.3 ± 1.5	70.1 ± 16.1
38	1.64 ± 0.01	4.18 ± 0.13	15.0 ± 1.5	68.7 ± 15.1
40	1.62 ± 0.01	4.01 ± 0.12	13.9 ± 1.2	54.6 ± 10.4

Таблица 3

M	$C_2 \pm \Delta C_2$	$C_3 \pm \Delta C_3$	$C_4 \pm \Delta C_4$	$C_5 \pm \Delta C_5$
1	1.28 ± 0.03	2.00 ± 0.07	3.54 ± 0.22	7.14 ± 0.50
2	1.48 ± 0.03	2.82 ± 0.11	6.58 ± 0.34	17.17 ± 1.21
4	1.69 ± 0.03	4.06 ± 0.15	12.83 ± 0.76	49.78 ± 4.87
6	1.84 ± 0.02	4.91 ± 0.16	17.15 ± 0.95	76.41 ± 6.61
8	1.95 ± 0.02	5.56 ± 0.16	21.00 ± 1.24	95.62 ± 8.87
10	2.07 ± 0.02	6.30 ± 0.18	25.35 ± 1.56	127.97 ± 13.25
12	2.18 ± 0.02	7.04 ± 0.20	30.41 ± 1.60	169.00 ± 15.89
14	2.27 ± 0.02	7.60 ± 0.20	33.36 ± 1.71	191.50 ± 16.13
16	2.38 ± 0.02	8.27 ± 0.21	38.46 ± 2.12	232.78 ± 20.55
18	2.48 ± 0.02	8.92 ± 0.21	42.83 ± 2.13	283.00 ± 22.26
20	2.57 ± 0.02	9.57 ± 0.22	47.89 ± 2.45	341.00 ± 29.83
22	2.66 ± 0.02	10.04 ± 0.21	50.65 ± 2.41	376.00 ± 26.11
24	2.75 ± 0.02	10.80 ± 0.23	56.49 ± 2.59	406.00 ± 29.99
26	2.85 ± 0.02	11.37 ± 0.22	59.72 ± 2.54	507.00 ± 29.62
28	2.96 ± 0.02	12.40 ± 0.28	69.51 ± 3.47	666.80 ± 48.64
30	3.05 ± 0.02	13.00 ± 0.29	73.98 ± 3.82	739.00 ± 51.60
32	3.13 ± 0.02	13.55 ± 0.28	78.02 ± 3.68	837.00 ± 49.39
34	3.22 ± 0.02	14.35 ± 0.29	85.78 ± 4.03	1006.00 ± 59.70
36	3.33 ± 0.02	15.21 ± 0.30	91.87 ± 4.29	1132.00 ± 61.84
38	3.45 ± 0.02	16.39 ± 0.32	104.57 ± 5.16	1405.00 ± 88.96
40	3.52 ± 0.02	16.84 ± 0.35	106.28 ± 5.18	1273.00 ± 74.91

Таблица 4

M	C_2 / C_1	C_3 / C_2	C_4 / C_3	C_5 / C_4
1	1.28 ± 0.03	1.56 ± 0.02	1.77 ± 0.05	2.02 ± 0.02
2	1.48 ± 0.03	1.90 ± 0.04	2.33 ± 0.03	2.61 ± 0.05
4	1.69 ± 0.03	2.40 ± 0.05	3.16 ± 0.07	3.88 ± 0.15
6	1.84 ± 0.02	2.67 ± 0.06	3.49 ± 0.08	4.46 ± 0.14
8	1.95 ± 0.02	2.85 ± 0.05	3.78 ± 0.11	4.55 ± 0.15
10	2.07 ± 0.02	3.04 ± 0.06	4.02 ± 0.13	5.05 ± 0.21
12	2.18 ± 0.02	3.23 ± 0.06	4.32 ± 0.10	5.56 ± 0.23
14	2.27 ± 0.02	3.35 ± 0.06	4.39 ± 0.11	5.74 ± 0.19
16	2.38 ± 0.02	3.47 ± 0.06	4.64 ± 0.14	6.05 ± 0.20
18	2.48 ± 0.02	3.60 ± 0.06	4.80 ± 0.13	6.61 ± 0.19
20	2.57 ± 0.02	3.72 ± 0.06	5.00 ± 0.14	7.12 ± 0.26
22	2.66 ± 0.02	3.77 ± 0.05	5.05 ± 0.13	7.42 ± 0.16
24	2.75 ± 0.02	3.94 ± 0.06	5.22 ± 0.13	7.19 ± 0.20
26	2.85 ± 0.02	3.99 ± 0.06	5.25 ± 0.12	8.49 ± 0.13
28	2.96 ± 0.02	4.19 ± 0.07	5.61 ± 0.15	9.59 ± 0.22
30	3.05 ± 0.02	4.26 ± 0.07	5.69 ± 0.17	9.99 ± 0.18
32	3.13 ± 0.02	4.33 ± 0.06	5.78 ± 0.15	10.73 ± 0.13
34	3.22 ± 0.02	4.46 ± 0.06	6.00 ± 0.16	11.73 ± 0.14
36	3.33 ± 0.02	4.57 ± 0.06	6.04 ± 0.16	12.32 ± 0.10
38	3.45 ± 0.02	4.75 ± 0.07	6.38 ± 0.19	13.44 ± 0.19
40	3.52 ± 0.02	4.78 ± 0.07	6.31 ± 0.18	11.98 ± 0.12

Таблица 5

M	F_3 / F_2	C_3 / C_2	F_4 / F_3	C_4 / C_3	F_5 / F_4	C_5 / C_4
1	1.48	1.56	1.65	1.77	1.87	2.02
2	1.75	1.90	2.12	2.33	2.29	2.61
4	2.11	2.40	2.78	3.16	3.38	3.88
6	2.25	2.67	2.92	3.49	3.81	4.46
8	2.29	2.85	3.06	3.78	3.42	4.55
10	2.38	3.04	3.12	4.02	3.75	5.05
12	2.46	3.23	3.20	4.32	4.03	5.56
14	2.44	3.35	3.15	4.39	3.86	5.74
16	2.47	3.47	3.30	4.64	3.48	6.05
18	2.45	3.60	3.32	4.80	3.97	6.61
20	2.49	3.72	3.39	5.00	4.04	7.12
22	2.41	3.77	3.30	5.05	3.57	7.42
24	2.48	3.94	3.22	5.22	3.78	7.19
26	2.39	3.99	3.12	5.25	3.68	8.49
28	2.48	4.19	3.58	5.61	5.04	9.59
30	2.47	4.26	3.43	5.69	4.01	9.99
32	2.43	4.33	3.34	5.76	4.07	10.73
34	2.45	4.46	3.60	6.00	4.76	11.73
36	2.46	4.57	3.31	6.04	4.05	12.32
38	2.54	4.75	3.82	6.38	5.16	13.44
40	2.46	4.78	3.36	6.31	3.72	11.98

Литература

1. Зельдович Я. Б., Молчанов С. А., Рузмайкин Л. А., Соколов Д. Д.—УФН, 1987, т. 152, вып. 1, с. 3.
2. Дремин И. М.—УФН, 1987, т. 152, с. 531.
3. Mikhailov A. S.—Phys. Rep., 1989, v. 184, p. 308.
4. Михайлов А. С., Упоров И. В.—УФН, 1984, т. 144, с. 79.
Зельдович Я. Б., Михайлов А. С.—УФН, 1987, т. 153, с. 469.
5. Van Hove L.—Mod. Phys. Lett., 1989, v. A4, p. 1867.
Cappella A. et al.—Festschrift L. Van Hove, eds. A. Giovannini and W. Kittel (World Scientific, 1990), p. 413.
Kittel W., Peschanski R.—Review of intermittency in particle multiproduction. Proc. of Intern. Europhysics conf. NEP, Madrid, Spain, 1989, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) 1990, v. 16, p. 445.
6. Дарбаидзе Я. З., Сисакян А. Н., Слеченко Л. А.—Препринт ОИЯИ P2-80-615, Дубна, 1980; в сб.: Труды Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля, Протвино, ИФВЭ, 1980, т. I, с. 304.
7. Amaglobeli N.S., Darbaidze Ya.Z., Sissakian A.N., Slepchenko L.A., Tevzadze Yu.V.—Correlation analysis in the framework of the many-fold KNO-scaling. Preprint JINR E2-82-107, Dubna, 1982.
8. Дарбаидзе Я. З., Сисакян А. Н., Слеченко Л. А., Торосян Г. Т.—Препринт ОИЯИ P2-82-297, Дубна, 1982; Препринт ОИЯИ P2-83-312, Дубна, 1983.
9. Дарбаидзе Я. З., Тевзадзе Ю. В., Слеченко Л. А.—Автомодельность в (n_f, n_c) — корреляциях при пределе большого числа коррелированных компонент. Сообщение АН ГССР, 1984, т. 113, с. 289.
Дарбаидзе Я. З.—Сообщение АН ГССР, 1984, т. 114, с. 285.
10. Darbaidze Ya. Z., Sissakian A. N., Slepchenko L. A., Torosian G. T.—Fortschr. der Phys., 1985, v. 33, p. 299.
11. Bialas A., Peschanski R.—Nucl. Phys., 1988, B308, p. 857.
12. Ajinenko I. V. et al. (NA22 collab.)—Phys. Lett., 1989, v. B222, p. 306.
13. Holynski R. et al. (KLM collab.)—Phys. Rev., 1989, C40, p. R2449.
14. Albajar C. et al. (UA1 collab.)—Nucl. Phys., 1990, v. B345, p. 1.

15. Sengupta F. et al.-Phys. Lett., 1990, v. B236, p. 219.
16. Buschbeck B., Lipa P. -Mod.Phys.Lett. 1989. v. A4, p. 1871.
17. Braunschweig W. et al. (TASSO collab.) -Phys. Lett., 1989, v. B231, p. 548.
18. Derado I. et al.-Preprint MPI-PAE/EXP, E1.221, Munchen, 1990.
19. Abreu B. et al.(DELPHI collab.) -Preprint CERN-EP/90-78, 1990.
20. Seibert D., Voloshin S.-Preprint TPI-MINN-90/5-T, 1990.
21. Seibert D., Voloshin S.-Preprint TPI-MINN 90/25-T, 1990.
22. Дарбаидзе Я. З., Ростовцев В. А.-ЭЧАЯ, 1991, т. 22, вып. 3.
Darbaidze Ya. Z.-Intermittency in associative approach.
В сб.: XIII Международный семинар по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, июль, 1990.
М.: Наука, 1991.
23. а. Darbaidze Ya. Z., Rostovtsev V. A.-Preprint JINR E2-89-286, Dubna, 1989;
б. Darbaidze Ya. Z., Rostovtsev V. A.-Preprint JINR E2-89-622, Dubna, 1989;
в. Дарбаидзе Я. З., Ростовцев В. А.-Препринт ОИЯИ P2-90-103, Дубна, 1990.
24. Darbaidze Ya. Z., Merebashvili Z. V., Rostovtsev V. A.
-Fortschr. der Phys., 1990, v. 38, p. 717.
25. Дарбаидзе Я. З., Махалдиани Н. В., Слепченко Л. А.-Труды ТГУ, 1978, т. 203, с. 40.
26. Абрамовиц М. и Стиган И.-Справочник по специальным функциям.
М.: Наука, 1979, с. 323.
Рыжик И. М., Градштейн И. М.-Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1991 года.

Сисакян А.Н. и др.

P2-91-258

Переमेжаемость в пределе большого числа
коррелированных компонент

Рассмотрено явление перемежаемости множественных распределений. Показано, что такие нерегулярности возникают естественным образом в многокомпонентном описании корреляционных характеристик.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Sissakian A.N. et al.

P2-91-258

Intermittency in the Limit of a Large Number
of Correlated Components

The phenomena of intermittency in multiple distributions is considered. It is shown that such irregularities arise naturally in the multicomponent description of correlation characteristics.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991

27 коп.

Редактор Е.К.Аксенова. Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 1.7.91.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,91.
Тираж 490. Заказ 44450.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.