*Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 2, стр. 139 – 142 20 января 1974 г.*

# БЫСТРЫЙ СКЕЙЛИНГ В МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

*Л. Э. Гендентшейн*

Интенсивно проводящиеся сегодня многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что предположение о скейлинге [1], состоящее в том, что инклюзивный спектр $Ed^3\sigma/d^3p$ зависит при больших энергиях только от доли импульса $x = p_{\parallel}/p_{max}$, уносимой детектируемой частицей и не зависит от полной энергии, является весьма нетривиальным.

Хотя предположение о скейлинге относилось к асимптотическим энергиям, оказалось, что во многих случаях оно приближенно справедливо уже при $E \sim 10 - 30$ *Гэв* (быстрый скейлинг), например, в реакциях $p \to p$, $p \to K^+$, $p \to \pi$, $\pi \to \pi$. Мы опускаем обозначение мишени, поскольку основное внимание будет уделяться области фрагментации. При $E \sim 10 - 30$ *Гэв*, когда уже имеет место быстрый скейлинг, практически весь инклюзивный спектр состоит из фрагментаций. В то же время есть реакции, например, $p \to \bar{p}$, $p \to K^-$, в которых тенденция к скейлингу обнаруживается только при энергиях ISR ($E \sim 10^3$ *Гэв*) [2].

Вопрос о быстром скейлинге представляется сейчас весьма актуальным и активно исследуется, поскольку, в отличие от "асимптотического" скейлинга, мало чувствительного к выбору теоретической модели, быстрый скейлинг является довольно критичным.

Для получения условий быстрого скейлинга привлекались обычно соображения дуальности с учетом обменного вырождения в диаграммах Мюллера – Канчели [3] (см. обзоры [4]). На рис. 1 изображены соответствующие диаграммы для области фрагментации ($a$) и центральной области ($b$). Как правило, эти условия выражались в требовании, чтобы определенная совокупность частиц ($ab$, $b\bar{c}$, $a\bar{c}$ или $ab\bar{c}$) характеризовалась *экзотическими* квантовыми числами ($a$, $b$ – начальные частицы, $c$ – детектируемая, см. рис. 1). До сих пор, однако, не было найдено простого условия для быстрого скейлинга, которому удовлетворяла бы вся совокупность экспериментальных данных. Приходилось привлекать дополнительные аргументы, трудно поддающиеся оценке (типа "пороговых" эффектов), благодаря чему ситуация с быстрым скейлингом оставалась весьма неопределенной. В качестве примеров приведем спектры $pp \to \bar{p}$, $pp \to K^-$, где выполнены все требования "экзотичности", а быстрого скейлинга нет, и спектр $p\pi^+ \to \pi^+$, для которого быстрый скейлинг, безусловно, есть, хотя ни одно из перечисленных условий "экзотичности" не выполнено.

В этом письме мы сформулируем простое правило, естественно объясняющее все экспериментальные данные по быстрому скейлингу, используя только основные предположения мультипериферической модели (МПМ) [5] [1].

---

[1] Рассмотрение условий для быстрого скейлинга в рамках МПМ было проведено также в работе Кайдалова и Кондратюка [6].

Мы рассматриваем согласие этого правила с опытом, как одно из важных подтверждений МПМ.

Инклюзивный спектр в области фрагментации описывается [7] с помощью диаграммы 2. В верхнем блоке происходит рассеяние начальной частицы $a$ на виртуальной частице $f$, идущей вдоль мультипериферической цепи, с образованием системы $cd$. Нижний блок соответствует полному сечению взаимодействия виртуальной частицы $f$ с мишенью $b$.

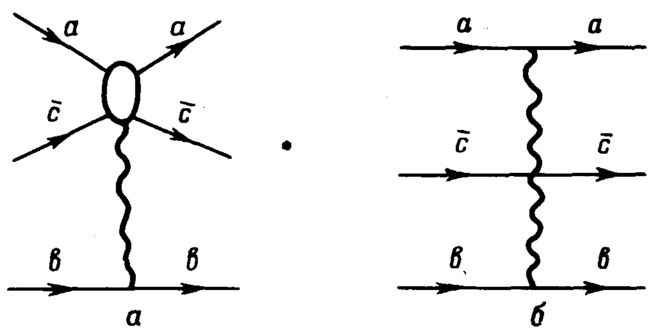


Рис. 1

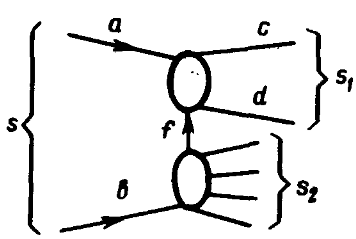


Рис. 2

Для дифференциала сечения процесса рис. 2 имеем:

$$d\sigma = \frac{1}{2^4\pi^3}\,\frac{\sqrt{\lambda(s_2,\,t,\,m_b^2)\,\lambda(s_1,\,t,\,m_a^2)}}{\lambda(s,\,m_a^2,\,m_b^2)}\,\sigma_2(s_2)\,ds_2\,d\sigma_1\,ds_1\,F^2(t)\,dt, \qquad (1)$$

где $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + yz + zx)$, $F(t)$ – обобщенный пропагатор виртуальной частицы $f$ (его конкретный вид здесь несущественен).

Обозначим $a = x_c + x_d$ (в с.ц.м.). При небольших $p_\perp$ и достаточно высоких энергиях $a = a(s_1, x_\circ)$; $s_2 \approx s(1 - a)$. С учетом этого получаем из (1) выражение для инклюзивного спектра

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} \backsim x_c\frac{d\sigma}{dx_c} \backsim x_c \int ds_1\,dt\,d\Omega\,(1 - a)\sqrt{\lambda(s_1,\,t,\,m_a^2)}\,\sigma_2(s_2)\,F^2(t)\,\frac{d\sigma_1}{d\Omega}\,\frac{\partial a}{\partial x_c}, \qquad (2)$$

где интегрирование по $t$ ведется до $t_{min} \approx -\dfrac{1-a}{a}(s_1 - am_a^2)$. Формула (2) будет давать скейлинг-инвариантное выражение для спектра, когда, во-первых, в подынтегральном выражении будут существенно большие $s_2 >> m^2$ (при которых $\sigma_2(s_2) = \sigma_2[s(1-a)] \approx \mathrm{const}$), и, во-вторых, когда пределы интегрирования по $s_1$ не зависят от $s$. Оба эти условия выполняются при $s \to \infty$ ("асимптотический" скейлинг в МПМ). Легко видеть, однако, что они выполняются и при сравнительно небольших энергиях (быстрый скейлинг), *если рассеяние в верхнем блоке имеет резонансный характер*. В этом случае $\sigma_1(s_1 \sim m^2) >> \sigma_1(s_1 >> m^2)$, и основной вклад в интеграл (2) дает область $s_1 \sim m^2$. Поскольку в МПМ $s_1 s_2 \sim m^2 s$, в интеграле существенны $s_2 \sim s$, и мы вправе ожидать приближенного скейлинга уже при энергиях, соответствующих $\sigma(s) \approx \mathrm{const}$ ($E \sim 10 - 30$ *Гэв*). В этом случае скейлинг будет выполняться с той же точностью, с которой $\sigma(s) \approx \mathrm{const}$, то есть, с точностью до членов порядка $s^{-1/2}$. Отметим, что именно эти поправочные члены обычно обсуждаются при рассмотрении вопроса о быстром скейлинге. Величина этих членов всегда *положительна*, что соответствует положительному, суммарному вкладу вторичных траекторий. Наличие таких членов и их сравнительные величины для различных спектров определяются зависимостью $\sigma_2(s_2)$ сечения пиона на мишени в нижнем блоке при условии резонансного взаимодействия в верхнем блоке. Можно убедиться, что обычно рассматриваемые условия "экзотичности" $ab\bar{c}$ связаны с этим обстоятельством. При $s \gtrsim 50$ *Гэв*$^2$ величина этих поправочных членов порядка точности экспериментов. Ниже будет показано, что, если условие резонансного рассеяния в верхнем блоке не выполнено, нельзя ожидать даже приближенного скейлинга при энергиях $E \sim 10 - 10^2$ *Гэв*. Легко проверить также, что один из пределов интегрирования по $s_1$ является функцией $x_c$, а второй несущественен, если $\sigma_1(s_1)$ имеет резонансный характер. Отметим, что приближения, использованные при выводе (2), применимы только в случае $s_2 >> s_1$

Для того, чтобы $\sigma_1(s_1)$ было сосредоточено вблизи малых $s_1$, необходимо, чтобы канал $af$ был неэкзотическим, и чтобы $d$ имело неэкзотические квантовые числа (в противном случае в спектре масс $d$ существенны большие массы). В частном случае, состояние $d$ может вообще отсутствовать. Учтем теперь, что частица $f$, идущая вдоль мультипериферической цепи, в основном – нестранный (изовекторный) мезон ($\pi$ и $\rho$ приводят к одинаковым следствиям, поскольку "экзотичность" определяется только аддитивными квантовыми числами), и поэтому канал $af$ всегда может быть неэкзотическим. По квантовым числам имеет место символическое равенство $d = af\bar{c}$, и мы приходим к конечному результату – простому правилу для быстрого скейлинга в области фрагментации – *квантовые числа системы $a\pi\bar{c}$ должны быть неэкзотическими*. Можно убедиться, что этому правилу удовлетворяют все имеющиеся эксперименты (см выше). Любопытно, что быстрый скейлинг в $\pi \to \pi$ будет как в случае экзотического канала $a\bar{c}(\pi^{\pm} \to \pi^{\mp})$, так и неэкзотического ($\pi^{\pm} \to \pi^{\pm}$), так как система $\pi\pi\pi$ всегда может быть выбрана неэкзотической. Отметим, что полученное правило может объяснить и более тонкие эффекты – например, более быстрый скейлинг в $p \to \pi^+$ по сравнению с $p \to \pi^-$ (благодаря высокому и острому пику $\Delta$ (1236)-изобары в упругом $\pi^+ p$-рассеянии).

В то же время для спектров, например, $p \to \bar{p}$ или $p \to K^-$ система $d$ имеет экзотические квантовые числа и большую эффективную массу (поэтому $s_1 >> m^2$), что приводит к $s_2 << s$, и наступление скейлинга очень сильно (на порядки) отодвигается по энергии. В этом случае приближения, использованные для получения формулы (2) ($s_2 >> m^2$, $s_1$) неприменимы при $E \sim 10^2$ *Гэв*, и инклюзивный спектр будет испытывать значительный рост до энергий, при которых $\sigma(\sqrt{s}) \approx \mathrm{const}$ ($s \sim 10^3$ $Гэв^2$), благодаря росту фазового объема (в том числе приходящегося на верхний блок и позволяющего испускание более тяжелых состояний $d$).

Выведенное правило для быстрого скейлинга (*неэкзотичность* $a\pi\bar{c}$) принципиально отличается от упоминавшихся выше (*экзотичность* $ab$, $b\bar{c}$, $a\bar{c}$, $ab\bar{c}$), полученных в пренебрежении структурой динамики множественного рождения частиц. Наряду с требованием отсутствия экзотических резонансов (или обменным вырождением) чрезвычайно существенной является подавленность странных частиц и барионов в качестве частиц, идущих вдоль мультипериферической цепи, и, как было показано, это может диаметрально изменить предсказания.

В заключение отметим, что изложенные соображения остаются существенными и при рассмотрении спектров в центральной области вплоть до энергий $E \sim 10^2 - 10^3$ *Гэв*, и приводят к аналогичным следствиям и в этой области.

Автор благодарен А.И.Ахиезеру за внимание к работе и А.Б.Кайдалову за интересные обсуждения.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
4 декабря 1973 г.

## Литература

[1] R.P.Feynmann. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.

[2] A compilation of date on inclusive reactions. Preprint LBL-80, 1972.

[3] A.H.Mueller. Phys. Rev., D2, 2963, 1970; О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397, 1970.

[4] P.H.Frampton. Preprint TH. 1497-CERN, 1972; M.B.Einhorn. Proceedings of the XVI Internatinal Conference on High Energy Physics, NAL edition, 1972, p. 417.

[5] D.Amati, A.Stanghellini, S.Fubini. Nuovo Cim., 26, 896, 1962.

[6] A.B.Kaidalov, L.A.Kondratjuk. Nucl. Phys., B57, 100, 1973.

[7] Л.Э.Генденштейн, А.Б.Кайдалов. ЯФ, 16, 1307, 1972.