

СКЕЙЛИНГ В РОЖДЕНИИ ПИОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ
И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Д. Т. Барадзей, Ю. А. Смородин

УДК 539.171.017.

Резимируются данные о рождении пионов, кото-
рые в космических лучах, вместе с данными ускорител-
ей свидетельствуют о существовании скейлинга в
области энергий $10^{11} - 10^{14}$ эв.

Их рассмотрение приводит к заключению, что
изменения скейлинга связаны с возникновением тя-
желых и сверхтяжелых кластеров, что можно объяс-
нить фрагментацией партонов, составляющих нуклон.

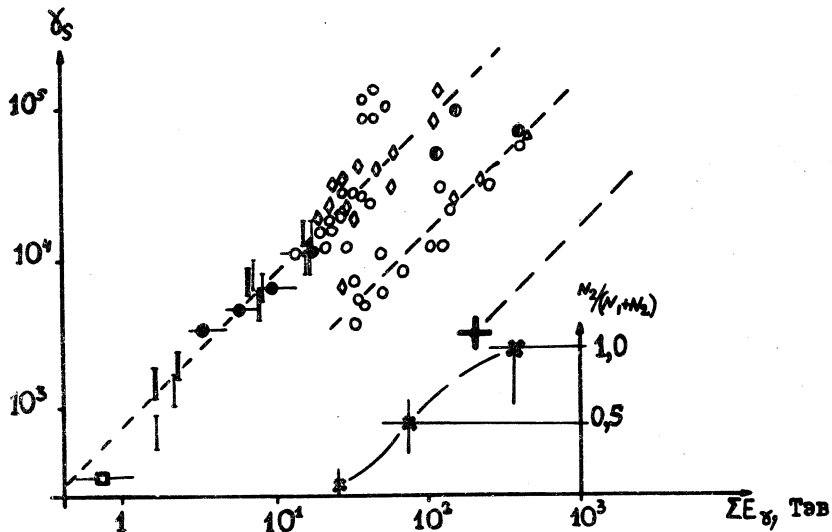
Большое внимание привлекает известный в космических лучах
около 20 лет, начиная с работ /1,2/, скейлинг — однородность
правой части спектра рождения пионов. Не отвечая на вопрос, как
и почему происходит множественное рождение, скейлинг определя-
ет изменение с энергией, точнее, инвариантность спектра рождающих-
ся частиц.

В докладах /3,4/ на конференциях 1968 и 1971 г.г. резимиро-
ваны эффекты, обусловленные скейлингом в космических лучах. Он яр-
ко проявляется в генезисе пионной, мюонной и фотонной компонент,
обуславливая совпадение показателей степени спектров γ -квантов
и нуклонов, соответствие спектра мюонов на уровне моря степенно-
му спектру рождения пионов с показателем нуклонного спектра, постое-
яство положительного избытка мюонной компоненты.

Указанные особенности прослежены в экспериментах до энер-
гий пионов несколько выше 10^{13} эв, что соответствует энергии взаимо-
действия $E_0 \approx 10^{14}$ эв.

Скейлинг четко выявляют и результаты исследований отдельных
актов рождения π^0 -мезонов (семейств γ -квантов): независимость
множественности γ -квантов от энергии семейств, экспоненциаль-
ный спектр рождения ($a = 0,14 \pm 0,02$) и его независимость от энер-
гии взаимодействия, постоянство распределений по поперечному им-
пульсу, изотропия углового распределения.

Эти данные показывают /3/, что физической причиной скейлинга является то обстоятельство, что процесс множественного рождения происходит стадиями кластеров с массами и модами распада, не зависящими от энергии, движущихся с Лоренц-фактором γ_n , пропорциональ-



Р и с. I. Сводные данные о зависимости Лоренц-фактора кластера γ_n от ΣE_π - энергии, уносимой π^0 - мезонами. Для $\Sigma E_\pi < 20$ Тэв представлены усредненные данные: I, I - из работы /3/, -□-, -○-, -○- - из работы /12/. Выше 20 Тэв - результаты анализа отдельных взаимодействий: ◇ - данные авторов, ○ - из работы /12/, △ - из работы /20/, ● - из работ /21/, + - из работы /13/, $\frac{1}{2}$ - усредненная зависимость от энергии отношения $\sigma_2/(\sigma_1 + \sigma_2)$

ным Лоренц-фактору нуклона до взаимодействия γ_0 (рис. I). Количественно указанные результаты могут быть сформулированы /3/ в виде положений модели быстрого кластера (изобар).

Особенности, характеризующие разлет ионов: 1. Изотропия.

2. Импульсный спектр - планковский для изучения бозе. 3. Температурный параметр распределения $z = \mu/kT = 1,2$. 4. Множественность определяется массой кластера, так как средняя энергия опре-

деляется температурой ($n_x = M_x / \langle \epsilon \rangle = M_x / 2,8\mu$). 5. Имеет место зарядовая симметрия. Избыточный заряд уносится пионами.

Параметры кластера: 1. Масса $\langle m_x \rangle = 2,3$ Гэв (множественность $\langle n_x \rangle = 6,6$). 2. Распределение масс — гауссово с полушириной 30%. 3. Лоренц-фактор кластера $\gamma_s = \gamma_0 M_N / (M_x + M_N)$. Кластер вместе с нуклоном уносят всю энергию. Энергия процесса пионизации черпается из левой части спектра рождающихся из кластера пионов. 4. Сечение образования кластера — около половины полного. 5. Избыточный электрический заряд для взаимодействий протон — ядро равен $+ 1/2$, для протон — протонных взаимодействий — $+ 1$.

Расчеты /3,5/ описывают при учете флуктуирующей все данные космических лучей о нейтральных пионах и правильно предсказывают соотношение между нейтральными и заряженными пионами при разных критериях отбора по первым результатам /6/. Показано /7/, что и данные ISR о средних инклюзивных сечениях рождения заряженных и нейтральных пионов при $X \geq 0,05$, вплоть до зависимости отношения n_{π^+} / n_{π^-} от X , количественно согласуются с расчетами.

Таким образом в рождении пионов мы имеем дело с одним и тем же явлением скейлинга. Он устанавливается от энергий 10^{10} – 10^{11} эв и продолжается до энергий $\approx 10^{14}$ эв. Инвариантность спектра рождения пионов устанавливается /8/ вначале для области больших X и затем с ростом энергии распространяется на все меньшие и меньшие X .

При энергиях $\approx 10^{14}$ эв только в отдельных взаимодействиях спектр прослеживается до $X < 0,01$ (напр./9/), и изучение спектра рождения пионов слева от максимума в области перехода к спектру пионизационных пионов остается задачей экспериментов в космических лучах.

Область энергий, где имеет место указанный скейлинг, по-видимому, должна быть названа областью высоких энергий. Инвариантность сечений фрагментационного рождения пионов в этой области поразительна и требует объяснений.

В соответствии с мультипериферической концепцией /10/ быстрый кластер является одним из ряда кластеров, обусловленных мультипериферическими взаимодействиями. В угловом распределении между кластерами должны возникать провалы. Кластер живет достаточно долго для установления статистического равновесия. При этом рождение и торможение заряженных частиц вызывает остановочное электромагнитное излучение /11/.

Согласно представлениям о партонах быстрый кластер есть результат фрагментации партонного пакета нуклона /4/. Предельные скейлинг-инвариантные особенности рождения пионов отражают предельную фрагментацию. Близость предельной множественности к отношению масс нуклона и пиона ($\langle n_{\pi} \rangle \approx 6,6 \approx M_N/\mu$) не представляется при этом случайной. Наблюдаемые на опыте распределения рождающихся частиц обусловлены распределениями партонов и могут не соответствовать статистическим. Так как распределения устанавливаются среди партонов — виртуальных частиц, то остановочного электромагнитного излучения нет.

Подчеркнем, что, безотносительно к деталям, остановочное излучение дает ответ на вопрос, происходит ли установление распределений рождающихся частиц в реальном, временно подобном мире или среди партонов в виртуальном состоянии. Взаимодействие в последнем случае сводится к переходу частиц в реальное состояние.

Характер выхода на скейлинг со стороны малых энергий, первые данные о качественном составе рождающихся частиц, не обнаруживающие статистического равновесия, неудачи в поиске остановочного излучения говорят в пользу второй концепции, хотя решение вопроса впереди.

С точки зрения партонных представлений пионизация, устраняющая возникающие при реализации частиц возмущения вакуума, обусловлена взаимодействующими между собой wee партонами. Доля энергии, расходуемая на пионизацию, должна падать. О том, как изменяется с энергией число рождающихся частиц, заранее ничего сказать нельзя. Оно может как продолжать логарифмически расти, образуя стол в распределении по быстротам, так и падать, приводя к провалу в распределении.

Фундаментальный вопрос установления верхней границы скейлинга стоит перед физикой космических лучей. Он может быть до конца решен опытами с большими рентгенэмульсионными камерами с адронными блоками, регистрирующими не только нейтральные, но и заряженные пионы.

Рассматривая современное состояние области сверхвысоких энергий, отметим следующие экспериментальные обстоятельства, устанавливаемые современными опытами с разной степенью достоверности.

1. Образование тяжелых кластеров с массой 20 Гэв и множественностью 30-40 при энергиях $\geq 10^{14}$ эв /12,9/ (рис. 1). 2. Образование сверхтяжелых систем с рождением ≈ 200 квантов и стольких же заряженных пионов, с полной массой около 200 Гэв /13/. (Пункты 1 и 2 представляет собой достоверные факты, зарегистрированные на фототрипах.) 3. Указания на группировку масс вокруг массы нормального (2,5 Гэв) и тяжелого (20 Гэв) кластеров /12/. Возможность того, что массы образуют геометрическую прогрессию (2,5, 20, 200 Гэв) со знаменателем, близким к отношению M_p/μ /9/. 5. Возможность наличия на фоне изотропии некой субкластеризации /12,14/, лежащей в пределах статистических ошибок. 6. Возможность увеличения поперечных импульсов квантов при переходе к более тяжелым кластерам /12/. 7. Обнаружение в эмulsionных стопках, содержащих тяжелые ядра, случаев образования тяжелых кластеров при энергиях $\approx 10^{13}$ эв /14,15/.

Выскажем соображения, развивающие представления о скейлинге из области высоких энергий на область энергий сверхвысоких, для чего оценим энергии, при которых устанавливается предельная фрагментация. Используем положение Дрелла /16/, согласно которому партоны проявляют себя, когда время взаимодействия T меньше времени существования партонного состояния τ . Такие представления были положены в основу концепции "массы мишени" еще в работе /17/.

Согласно принципу неопределенности время жизни виртуального пиона $t = \hbar/\mu c^2$. По величине магнитного момента нейтрона, равно как и по величине сечения взаимодействия нуклона оцениваем /10/, что вероятность состояния с одним виртуальным пионом $w_1 = 0,35 - 0,45$.

В соответствии с экспериментальными данными наиболее вероятно партонное состояние нуклона с 6-7 пионами, $\langle n_p \rangle = 6,6$. Время жизни такого состояния, если считать образование партонов независимым, составит

$$\tau_1 = t \cdot w_1^n \quad (1)$$

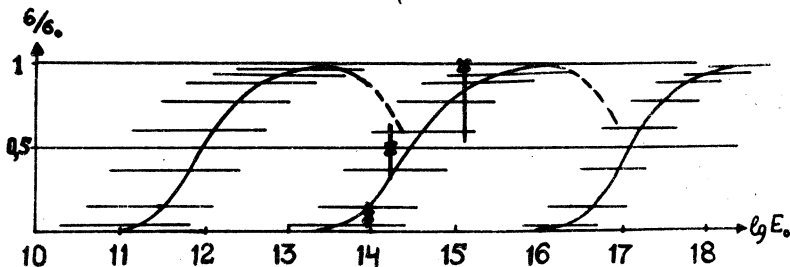
Примем, как обычно, что сечение экспоненциально зависит от отношения времен

$$\sigma = A \exp(-T/\tau). \quad (2)$$

Лоренц-фактор нуклона, при котором устанавливается предельная фрагментация, оценивается при этом соотношением

$$\gamma_{\text{Гр}} \cdot w_1^2 = 1. \quad (3)$$

На рис. 2 представлена схема зависимости вероятности фрагментации нуклона от энергии. Приведены вероятности, учитывающие тридцатипроцентные флуктуации в п.



Р и с. 2. Схематическая зависимость вероятности фрагментации от энергии взаимодействия. Точки \times - экспериментальные оценки величины σ_2 согласно рис. 1.

Нет оснований полагать, что партоны первого поколения не испускают кванты поля, т.е. партоны второго поколения. Нужно считать, что партоны первого поколения, в свою очередь, становятся центрами партонных структур, аналогичных структурам первого поколения.

Процесс образования таких структур идет одновременно, и время жизни структур второго поколения можно оценить, возведя вероятность в (I) в квадрат. Считаем, что партонная структура пионов мало отличается от структуры нуклонов, что соответствует первым указаниям эксперимента [19]. Подобная оценка для структур третьего поколения содержит вероятности в кубе. При величине $w_1 = 0,4$, получаем, учитывая при оценке масс увеличение импульсов пионов,

I структура	II структура	III структура
$\langle n_{\pi} \rangle = 6,6$	$\langle n_{\pi} \rangle = 40$	$\langle n_{\pi} \rangle = 300$
$\langle M_{\pi} \rangle = 2,3 \text{ Гэв}$	$\langle M_{\pi} \rangle = 20 \text{ Гэв}$	$\langle M_{\pi} \rangle = 200 \text{ Гэв}$
$E_{\text{Гр}} = 4 \cdot 10^{11} \text{ эв}$	$E_{\text{Гр}} = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ эв}$	$E_{\text{Гр}} = 3 \cdot 10^{16} \text{ эв}$

Флуктуации в величине n размывают зависимости.

При взаимодействии с ядрами фрагментация осуществляется единственный раз, но вероятность фрагментации увеличится пропорционально числу нуклонов в трубке, так как пролетающий пакет испытывает воздействие со стороны каждого нуклона трубки.

Таким образом, партонные представления позволяют описать данные о множественном рождении пионов как в области высоких, так и сверхвысоких энергий.

Поступила в редакцию
6 сентября 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Т. Зацепин. Диссертация. ФИАН, Москва, 1954 г.
2. Н. Л. Григоров. Диссертация. МГУ, Москва, 1954 г.
3. А. В. Апанасенко, Л. Т. Бардзей, Д. А. Смородин и др. Изв. АН СССР, Сер. физ., **33**, 1429 (1968).
4. А. В. Апанасенко, Л. Т. Бардзей, Д. А. Смородин и др. Изв. АН СССР, Сер. физ., **36**, 1632 (1972).
5. А. В. Апанасенко, Д. А. Смородин, Е. А. Солопов. Доклад на 13-й межд. конф. по косм. лучам, Денвер, 1973 г.
6. Памирская коллаборация. Доклад на всеобщной конференции по косм. лучам, в Харькове, 1973 г.
7. Д. А. Смородин. Ядерная физика (в печати). Доклад на 13-й межд. конф. косм. лучам, в Денвере, 1973 г.
8. М. Джакоб. Доклад на 16-ой конф. по физике высоких энергий. Батавия, 1972 г.
9. А. В. Апанасенко, Л. Т. Бардзей, Д. А. Смородин, Е. А. Солопов. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 25 (1971).
10. Е. Л. Фейнберг. Physical Reports, **5**, 237 (1972).
11. Е. Л. Фейнберг. Изв. АН СССР, сер. физ., **34**, 1987 (1970).
12. Японо-Бразильская коллаборация. Препринт института ядерных исследований № 195, Токио, 1970 г. Доклад на 13-ой межд. конф. по косм. лучам, Денвер, 1973 г.
13. Н. И. Фоулер. Доклад на 8-й межд. конф. по косм. лучам, **5**, 182, 1963 г.

14. К. И. Алексеева, Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова и др. Труды 12-й межд. конф. по косм. лучам, 6, 2250, 1971 г.
15. К. Ниу. Доклад на 12 межд. конф. по косм. лучам, Хобарт, 1971г.
16. С. Дрелл. УФН, 106, 331 (1972).
17. Н. Г. Биргер, В. А. Смородин. ЖЭТФ, 37, 1355 (1959).
18. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ, 26, 161 (1954).
19. В. К. Будилов и др. Доклад на всесоюзной конференции по космическим лучам, Харьков, 1973 г.
20. С. И. Никольский, К. Е. Чердынцева. Доклад на всесоюзной конференции по космическим лучам, Апатиты, 1972 г.
21. Памирская коллаборация. Доклад на всесоюзной конференции по космическим лучам, Апатиты, 1972 г.