

СКЕЙЛИНГ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НУКЛОНОВ
ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. А. Сморгдин

Недавно и в опытах на ускорителях /1,2/ было замечено, что в неупругих процессах правая часть спектра рождающихся частиц является однородной функцией, зависящей только от отношения $X = p/P_0$. Явление скейлинга (scaling) привлекло внимание экспериментаторов и теоретиков. Началась вторая жизнь явления, давно известного в космических лучах.

В космических лучах последние годы скейлинг в рождении нейтральных и заряженных пионов изучался при энергиях 10^{11} – 10^{12} эв, что соответствует энергии взаимодействующих нуклонов 10^{12} – 10^{14} эв. В докладе на Ташкентской конференции 1968 г. /3/ резюмирован и проанализирован мировой экспериментальный материал по этому вопросу. Существенны следующие результаты:

1. Интегральные данные о составе к.л. в атмосфере.

1. Тождественность спектра γ -квантов, а следовательно и спектра рождающихся π^0 -мезонов спектру нуклонов.

2. Интенсивность рождения π^0 -мезонов характеризует величина /4/

$$\alpha_0 = \int_0^1 \Delta_0^{1,7} W(\Delta_0) d\Delta_0 = 0,02 - 0,03, \quad \Delta_0 = E_{\pi^0}/E_0.$$

3. Спектр мюонов таков, что спектр рождающихся π^{+-} -мезонов тождественен спектру нуклонов, их порождающих /4/.

4. Отношение интенсивности рождения $N_{+-}/N_0 = 2,4 \pm 0,4$, т.е. соответствует зарядовой симметрии /4/. В работах /5,6,7/ энергетический спектр мюонов был получен той же методикой, что и спектр γ -квантов. Теперь можно проследить (4) и (3) до энергии 10^{13} эв.

5. Величина положительного избытка $N_+/N_- = 1,25$ и не меняется с энергией /8/. Работа /9/ позволяет распространить этот результат до энергии $5 \cdot 10^{12}$ эв.

II. Данные об образовании π^0 -мезонов в отдельных взаимодействиях, извлекаемые из изучения семейств γ -квантов.

I. Независимость множественности в семействах от энергии семейств ΣE_γ /10, 11/.

2. Независимость от энергии энергетического спектра квантов в семействах. Спектр экспоненциален: $N(>f) = A \exp(-f/a)$ ($f = E_\gamma / \Sigma E_\gamma$). Величина $a = 0,15$, $\pm 0,01$ и постоянна в пределах погрешностей 20% для энергий ΣE_γ от 0,5 до 50 Тэв /10, 11/.

3. Угловое распределение γ -квантов соответствует изотропному разлету в некоторой системе с лоренц-фактором γ_S , всего в несколько раз меньшим лоренц-фактора нуклона до взаимодействия γ_0 .

Изучение семейств /3, 10, 11/ устанавливает физические причины скейлинга: I. При взаимодействии образуется быстрая система адронов, причем $\gamma_S = k \gamma_0$. 2. Распределения масс таких систем и моды распада определяются их внутренней природой и потому не меняются при изменении энергии взаимодействия.

Анализ данных /3/ выясняет основные параметры образующихся кластеров: 1) Масса $M_{\pi\pi}$, уносимая пионами, близка к 3 Гэв. 2) Среднее число пионов близко к 7. 3) Изотропный разлет пионов. 4) Импульсное распределение типа Планка с температурой $\approx m_\pi$

$$\frac{d^2N}{NdQdp^*} = \frac{1}{4\pi F_2(z)} \cdot \frac{p^{*2}}{\exp(z\varepsilon^*) - 1}, \quad z = 1/kT.$$

5) Если налетающей частицей являются протон, то в среднем положительные пионы уносят лишние 0,5 заряда.

Последние результаты /12, 13, 14/ указывают, что при энергиях выше 10^{14} эв скачком растут массы образующихся систем и множественность. При этих энергиях масштаб скейлинга изменится и произойдет укручение спектра пионов в атмосфере.

Партоновая модель взаимодействий Фейнмана /15/ и гипотеза предельного дробления Янга /16/ рассматривают скейлинг как фундаментальное явление, отражающее суть процесса неупругого

взаимодействия. С их точки зрения налетающая частица представляет собою динамический пакет неких **частиц-партонов**, фрагментов, распределение которых определяется внутренними, присущими данной частице законами. Взаимодействие же в существенной части сводится к переводу **партонов** из виртуального состояния в реальное, физическое. При этом физические частицы стремятся сохранить то распределение, которое имело место в момент **соударения для виртуальных частиц пакета**.

Чем выше энергия взаимодействия, тем меньше искажения этого внутреннего распределения. В пределе распределения совпадают. Таким образом, распределение партонов, характерное для данной частицы, может быть изучено на опыте.

Эти же представления лежали в основе концепции "масс мишеней" /17/. В ней уменьшение с ростом энергии искажений связывалось с тем фактом, что чем короче удар, тем меньше сказывается энергия связи между отдельными частями мишени.

В /15/ и /16/ предельное распределение строится на основе ускорительных данных, в частности, росте множественности. Логарифмическая расходимость числа рождающихся частиц и конечность суммарной энергии **приводят** к предельному распределению типа $1/x$.

Использованный экспериментальный материал имеет два недостатка: недостаточно высоки энергии, нет возможности **выделить** частицы, не связанные с фрагментацией. Обсуждаемые данные к.л. этих недостатков лишены. **Распределения** остаются неизменными на двух порядках по энергии, что позволяет считать их предельными.

Эти данные приводят к выводу, что партонная структура нуклона в основной доле событий проста. Это - пионное облако Бозе-газа с температурой, близкой к m_π , со средним числом пионов около 7. Не кажется случайным, что это число **близко** к отношению масс - M_N/m_π . Анализ флуктуаций /3/ позволяет **думать**, что они близки к статистическим.

Более сложные возможности, которые можно было бы ожидать, исходя из представлений о "зашнуровке", не обнаруживаются на опытах с космическими лучами, т.к. осуществляются с вероятностью, не превышающей $1/10$.

Такая партонная модель не ведет к каким-либо **феноменологическим** отличиям **сравнительно с моделью тяжелой изобары**,

рассмотренной в /3/. В рамках последней нужно, однако, объяснить, почему в широком интервале энергий образуются одни и те же изобары.

Используя расчеты /18/ и принимая в соответствии с экспериментальными данными значения $k = 1/4$, $Z = 1,4$, $M_{\pi} = 3$ Гэв/с², получим скейлинг-инвариантный спектр рождения пионов в нуклонных взаимодействиях в виде (рис.1).

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\xi} = \frac{1}{2Z^2 F_2(Z)} \left[\frac{Z}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) + 1 \right] \exp \left[- \frac{Z}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \right], \quad (1)$$

$$\xi = \frac{p}{m_{\pi} \gamma_S} = \frac{p(M_N + M_{\pi})}{\gamma_0 m_{\pi} M_N} = X \frac{M_N + M_{\pi}}{m_{\pi}}$$

Сопоставление предсказываемой (1) интенсивности образования пионов с экспериментальной (1,2) приводит к выводу, что сечение рассматриваемого процесса составляет $(1/2)\sigma_{\text{неупр}}$, т.е., что в большинстве случаев возбуждается только один из взаимодействующих нуклонов. Об этом свидетельствует и малая доля дугорбовых событий.

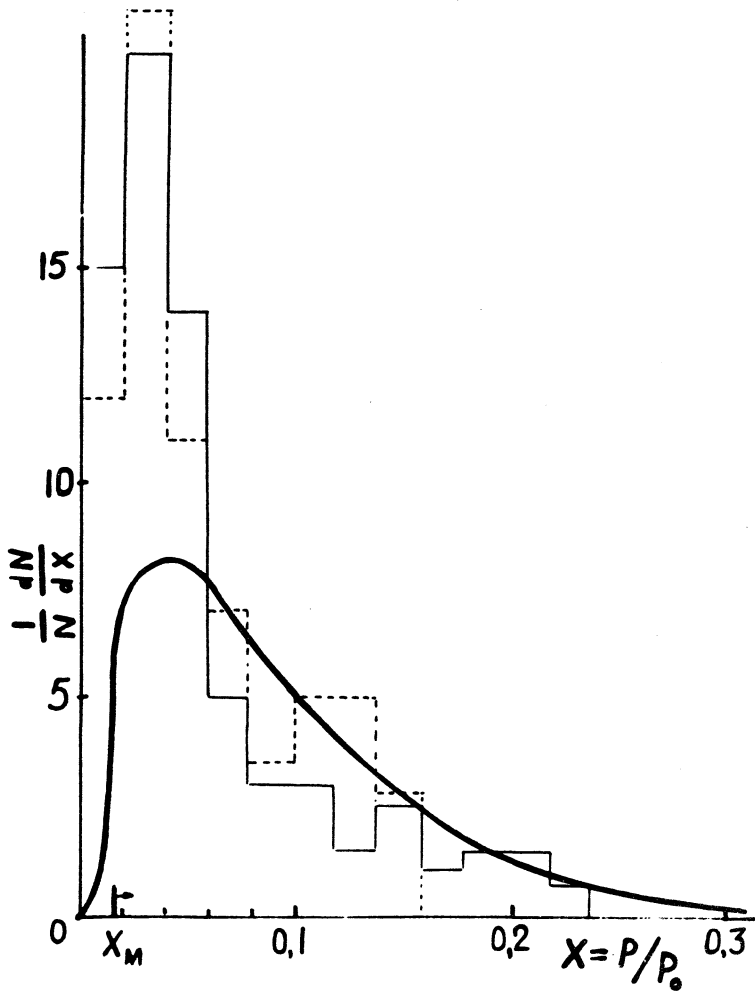
В ЦЕРНе на встречных пучках изучено /2/ инвариантное сечение рождения π^+ -мезонов. Используя /18/, найдем

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dQdp} = \frac{\sigma_N}{4\pi F_2(z)} \frac{\epsilon^*}{\exp(z\epsilon^*) - 1}, \quad (2)$$

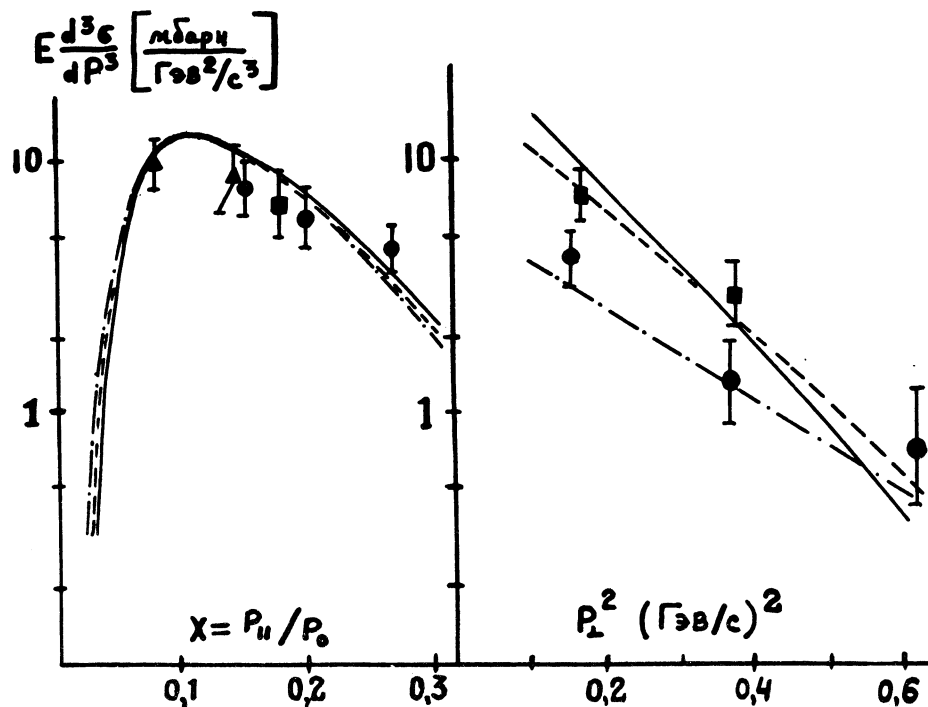
$$\epsilon^* = \frac{\gamma_S}{m_{\pi}} \left(\sqrt{p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2} + 1 - \beta_S p_{\parallel} \right), \quad \gamma_S = \gamma_0 \frac{M_N}{M_N + M_{\pi}}$$

На рис. 2 видно, что (2) передает особенности поведения сечений.

Используя /18/, получим угловое распределение пионов. В шкале $\lambda = -\log \text{tg} \theta$ распределение $dN/d\lambda$ близко к гауссову с дисперсией $\sigma(\gamma_S, z)$. Центр тяжести распределения лежит при значении $\bar{\lambda} = \log \left[\gamma_0 M_N / (M_N + M_{\pi}) \right] + \alpha(\gamma_S, z)$. Значения $\alpha(\gamma_S, z)$ и $\sigma(\gamma_S, z)$ даны в /18/. Для больших γ_S $\alpha = 0,14$, $\sigma = 0,32$. Среднее распределение дается суммой двух гауссовских кривых, смещенных на $2\bar{\lambda}$. Таким же будет распределение и в случае возбуждения обоих нуклонов.

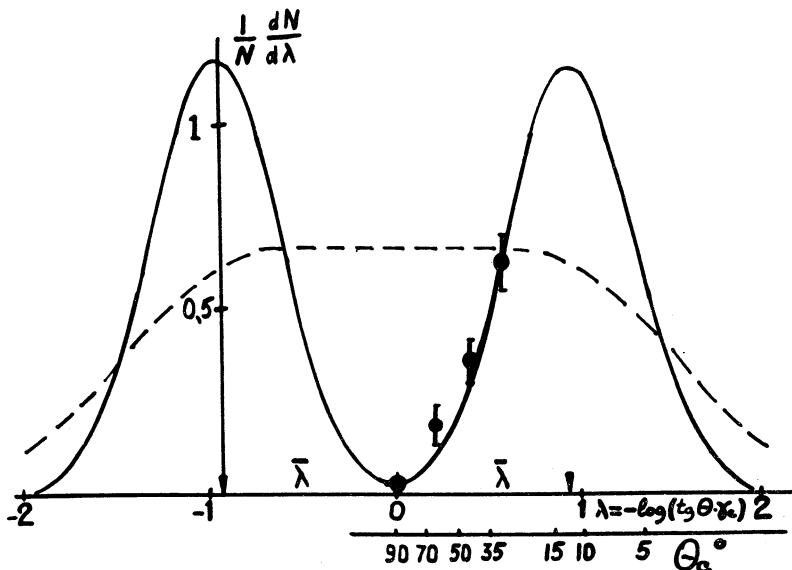


Р и с. 1. Скейлинг-инвариантный импульсный спектр пионов. x_M -порог в опытах с семействами γ -квантов. Гистограммы - спектр пионов заднего конуса ($N_{+-} = 6,4$) при $E_0 = 200$ Гэв /2I/. — - одногорбовые события, - - - - двугорбовые.



Р и с. 2. Инвариантное сечение $E(d^3\sigma/dp^3)$ для π^+ -мезонов. Кривые - расчет, точки - эксперимент /2/; \triangle - $E_0 = 1500$ ГэВ, \blacksquare - 1100 ГэВ, \bullet - 500 ГэВ,

На рис.3 расчет сопоставлен с опытом на встречных пучках при энергии 1500 Гэв /19/. Экспериментальные данные противоречат скейлингу Фейнмана /20/ и согласуются с изобарным скейлингом, хотя положение максимума еще не определено.



Р и с. 3. Угловые распределения при $E_0 = 1500$ Гэв. — — расчет в соответствии с изобарным скейлингом; - - - - расчет /20/ согласно скейлингу Фейнмана; $\bar{\lambda}$ - эксперимент /19/. $dN/d\lambda = 2,3(dN/d\cos\theta) \times \cos\theta \sin^2\theta$. Нормирована правая точка.

Интересно проследить характер нарушения скейлинга при уменьшении энергии. Интегральные данные к.л. (1) не обнаруживают нарушения еще на одном порядке по энергии от 10^{12} до 10^{11} эв.

На рис.1 приведены спектры рождения пионов в нуклон-ядерных взаимодействиях при энергии 200 Гэв /21/. Если спектры, относящиеся к пионам заднего конуса, правильно передают и быстрый конус, то смещение максимума спектра влево обнаруживает процесс пионизации. Представляется открытой возможность рассматривать пионизацию в рамках представлений Фейнмана, как вымирающий с энергией процесс взаимодействия wee партон.

Поступила в редакцию
12 ноября 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Liland, H. Pilkuhn. *Phys. Letters*, 29 B, 663 (1969).
2. L. G. Rather, R. J. Ellis, et al. *Phys. Rev. Letters*, 27, 68 (1971).
3. А. В. Апанасенко, Л. Т. Барадзей, Ю. А. Смородин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 1429 (1969).
4. Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев. Тр. Ташкентской конф. по косм. лучам., ч. I, в. I, стр.60, 1969 г.; М. В. Соловьев. Диссертация, ФИАН, Москва, 1969 г.
5. K. Mizutani et al. XII Int. Conf. Cosm. Rays, 6, 1352 (1971).
6. L. T. Baradzei et al. XII Int. Conf. Cosm. Rays, 6, 2397 (1971).
7. T. P. Aminova et al. XII Int. Conf. Cosm. Rays, 6, 2387 (1971).
8. P. K. Mac Keown, A. W. Wolfendale. *Proc. Phys. Soc.*, 89, 553 (1966).
9. G. W. Kouffel et al. XII Int. Conf. Cosm. Rays, 6, 1359 (1971).
10. A. V. Apanasenko, L. T. Baradzei, Yu. A. Smorodin, M. V. Solov'ev. *Acta Phys. Acad. Scient. Hungaricae*, 29, S.3, 85 (1970).
11. Japan Brasil Collaboration. *Canad. Journ. Phys.*, 46, 660 (1968).
12. Japan Brasil Em. Cham. Group. INS Report, 155, То-кьо (1970).
13. A. V. Apanasenko et al. XII Int. Conf. Cosm. Rays, 6, 2353 (1971).
14. Г. Б. Жданов, А. В. Подгурская и др. Доклад на XII Межд. конф. по косм. лучам, Австралия, 1971 г.
15. R. Feinman. *Phys. Rev. Letters*, 23, 1415 (1969).
16. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, E. Yen. *Phys. Rev.*, 188, 2159 (1969).
17. Н. Г. Бургер, Ю. А. Смородин. *ЖЭТФ*, 37, 1355 (1959); *Nucl. Phys.*, 30, 350 (1962).
18. В. М. Максименко. Препринт ФИАН, А-14, Москва, 1965 г.
19. Bombay - CERN - Cracow Collaboration. Preprint, July 1971.
20. L. Michejda. *Nucl. Phys.* (to be published).

21. Н. Г. Зелевинская, С. А. Славатинский и др. Доклад на конф.
по косм. лучам, Тбилиси, 1971 г.