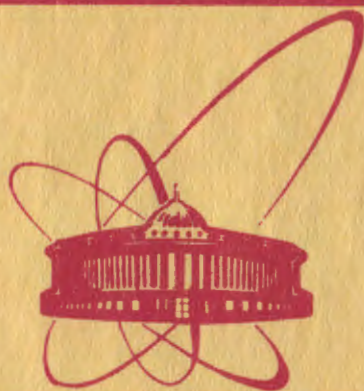


8.90/82

22/11-82



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P2-81-780

В.В.Ужинский

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ  
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ЛЕГКИХ ЯДЕР

*Направлено в ЯФ*

1981

Исходя из основных принципов эйконального приближения, нетрудно установить, что сечение рождения новых частиц в соударениях двух ядер определяется следующим выражением:

$$\sigma_{AB}^p = \int d^2b \{ 1 - \langle \Psi_A \Psi_B | \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (1 - \sigma \cdot g(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{r}_j)) | \Psi_B \Psi_A \rangle \} \quad /1/$$

$$\sigma \cdot g(\vec{b}) = \gamma(\vec{b}) + \gamma^*(\vec{b}) - \gamma(\vec{b})\gamma^*(\vec{b}) \quad \int g(\vec{b}) d^2b = 1,$$

в котором  $A$  и  $B$  - массовые числа ядер,  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$  - волновые функции основных состояний ядер,  $\{s_A\}$  ( $\{r_B\}$ ) - множество прицельных координат нуклонов ядра  $A(B)$ ,  $\gamma$  - амплитуда упругого NN - взаимодействия в представлении прицельного параметра, а  $\sigma$  - неупругое нуклон-нуклонное сечение. Используя же вероятностную трактовку членов ряда /1/, также нетрудно представить  $\sigma_{AB}^p$  в виде суммы сечений соударений определенной кратности /1/:

$$\sigma_{AB}^p = \sum_{\nu=1}^{AB} \sigma_{\nu} \quad \sigma_{\nu} = \frac{(-1)^{\nu+1}}{\nu!} \frac{d^{\nu}}{d\sigma^{\nu}} \sigma_{AB}^p \quad /2/$$

Гораздо сложнее выразить каждую величину  $\sigma_{\nu}$  в виде суммы сечений определенных процессов:

$$\sigma_{\nu} = \sum_i \sigma^{(i)} \quad /3/$$

Алгоритм решения последней задачи был предложен в /1/. В настоящей работе он использован при расчетах сечений различных процессов в соударениях двух ядер  ${}^4\text{He}$ .

В качестве "входной информации" взяты следующие параметризации:

$$|\Psi_{\alpha}|^2 = C \cdot \delta \left( \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i / 4 \right) \prod_{i=1}^4 \rho(r_i^2), \quad \rho(r) = \frac{1}{(\pi R_{\alpha}^2)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{R_{\alpha}^2}}, \quad R_{\alpha} = 1,37 \text{ фм},$$

$$g(\vec{b}) = \frac{a}{\pi} e^{-ab^2}, \quad a = 0,811 \text{ фм}^{-2}, \quad \sigma = 33,6 \text{ мб}.$$

При расчетах учитывались все члены ряда /1/, каждый из которых вычислялся по методу, изложенному в работах /2,3/. Каждому члену ряда /1/ ставилась в соответствие диаграмма рассеяния - помеченный двураскрашенный граф, заданный матрицей смежностей.

Таблица 1

$\nu$	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\sigma_{\nu}$ (мб)	120,9	63,78	36,42	19,91	10,06	4,63	1,93	0,73	0,251	$7,82 \cdot 10^{-2}$
$\nu$	11	12	13	14	15	16	$\bar{\nu} = 2,08$			
$\sigma_{\nu}$ (мб)	$2,19 \cdot 10^{-2}$	$5,46 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$2,11 \cdot 10^{-4}$	$2,77 \cdot 10^{-5}$	$1,98 \cdot 10^{-6}$	$\sigma_{AB}^P = 258,7$			

Таблица 2\*

$i$	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\sigma^{(i)}$	120,9	19,95	21,91	21,91	3,50	3,50	6,86	6,86	13,74	1,96	0,283
$i$	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
$\sigma^{(i)}$	0,283	0,639	0,639	2,90	2,90	0,307	0,307	3,86	1,32	1,92	1,92
$i$	23	24	25	26	27	28					
$\sigma^{(i)}$	0,602	0,602	1,38	0,053	1,17	1,04					

\*  $i$  - номер диаграммы рис.1, а  $\sigma^{(i)}$  - сечение соответствующего процесса.

К таким матрицам, вернее, к их существенным частям, применялся алгоритм работы /1/. При этом были получены результаты, представленные в табл.1,2. Из них видно, что:

1/ Отношение средней множественности рожденных частиц в  $\alpha\alpha$ -взаимодействиях к средней множественности частиц в NN-соударениях не может превышать 2. Величина  $R_{\gamma}$  в центральной области также не может быть больше двух /при асимптотически высоких энергиях эти величины были бы равны  $\bar{\nu}$  /.

2/ В подавляющем большинстве случаев неупругих взаимодействий ядер  $^4\text{He}$  имеют место процессы, аналогичные процессам в адрон-ядерных соударениях /диаграммы 1-8, 10-14, 17, 18, 20, 23, 24, 26, рис.1/.

3/ Процессы квазинезависимых нуклон-нуклонных соударений /диаграммы 2, 10, 26/ не доминируют в соударениях высших кратностей с  $\nu \geq 2$ .

4/ Процессы квазинезависимого каскадирования нуклонов /диаграммы 5-8, 10-14, 17, 18, 20, 23, 24, 26/ не доминируют в многократных соударениях с  $\nu > 2$ .

5/ В многократных соударениях или в центральных ядро-ядерных взаимодействиях доминируют процессы, не имеющие аналога в адрон-ядерных взаимодействиях /диаграммы 9, 15, 16, 19, 21, 22, 25, 27, 28/.

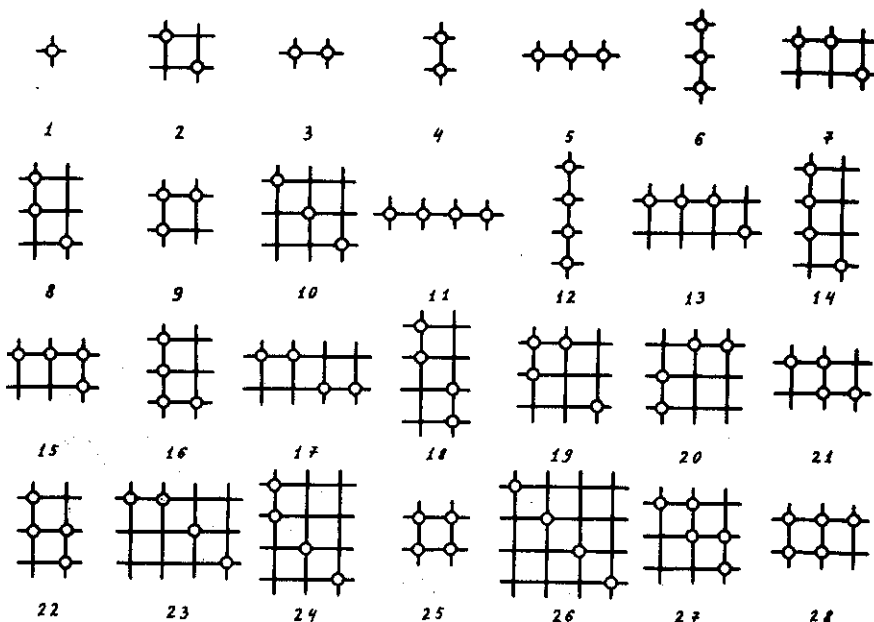


Рис. 1

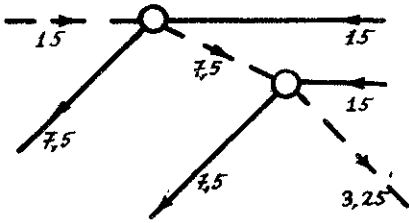


Рис. 2

Представляет интерес выяснить, как эти особенности могут проявиться в наблюдаемых характеристиках, таких, как распределения по множественности, двухчастичные корреляционные функции, инклюзивные одночастичные распределения и т.д. В полном объеме решить эту задачу в данный момент затруднительно. Поэтому рассмотрим только распределение вторичных частиц по быстротам.

Для расчета быстрых распределений выберем распределение вторичных частиц в NN-взаимодействиях в простейшем виде

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_{NN} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{2\pi L}} e^{-\frac{y^2}{2L}} \quad /4/$$

$$L = \ln \frac{\sqrt{s_{NN}}}{2m_N}, \quad \bar{n} = c \cdot s_{NN}^{\delta}, \quad \delta = 0,33.$$

Здесь  $y$  - быстрая, определенная в системе центра масс, а  $\bar{n}$  - средняя множественность частиц в NN-соударениях.

Кроме того, необходимо выбрать процедуру деления энергии в актах последовательных соударений. Поскольку в эйкональной теории адрон-ядерных взаимодействий до сих пор не выяснено, какая из них лучшая<sup>4/</sup>, воспользуемся для оценок простейшим вариантом, а именно - будем считать, что нуклоны, участвующие в элементарных соударениях, теряют ровно половину первоначального импульса в системе центра масс двух  $\alpha$ -частиц. В таком предположении процесс, представленный, например, диаграммой 3 рис.1, можно условно представить рис.2, на котором цифры у линий дают значения импульсов нуклонов до и после элементарных взаимодействий. Можно, конечно, отказаться от такого грубого приближения, если учитывать только процессы независимого каскадирования нуклонов. В этом случае вычисления можно провести, строго следуя рецептам эйкональных моделей адрон-ядерных взаимодействий. Однако в соударениях высших кратностей доминируют процессы, не имеющие аналога в адрон-ядерных соударениях. Они еще не рассматривались в эйкональных подходах. Поэтому из существующих рецептов деления энергии выбран простейший. Использование его при количественных оценках характеристик ядерных реакций позволяет "обойти" теоретические неопределенности. /Вопрос о делении энергии в процессе, представленном диаграммой 9 рис.1, достаточно интересен для дальнейшего теоретического рассмотрения./

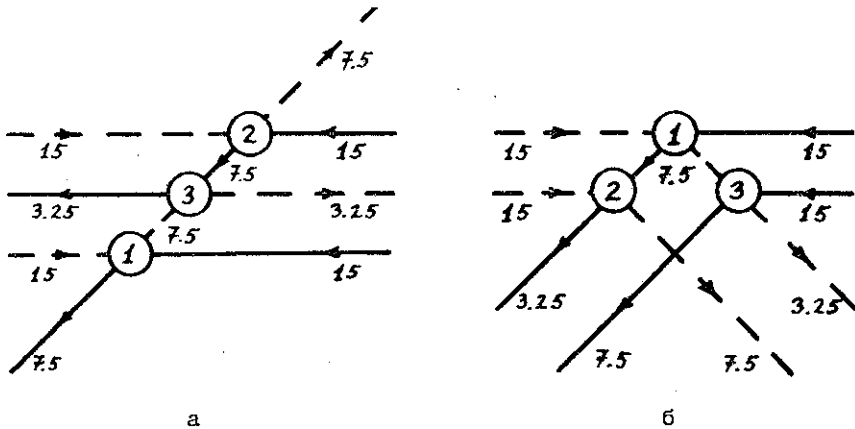


Рис. 3

Необходимо также ввести процедуру упорядочения элементарных взаимодействий по времени для вычисления характеристик процессов, представляемых диаграммами 9, 15, 16, 19, 21, 22, 25, 27, 28 на рис. 1 и подобных им. То есть, например, при рассмотрении процесса, представленного диаграммой 9 рис. 1, необходимо рассмотреть 3! диаграмм с различной нумерацией точек. При этом оказывается, что сечение процесса, представленного диаграммой 9 рис. 1, определяется как

$$\sigma^{(9)} = \sigma_a + \sigma_b, \quad \sigma_a = \frac{2}{3!} \sigma^{(9)}, \quad \sigma_b = \frac{4}{3!} \sigma^{(9)},$$

где  $\sigma_a$  и  $\sigma_b$  - сечения процессов (a,b) соответственно, представленные на рис. 3а,б, на котором цифры в кружках отражают временную последовательность элементарных взаимодействий.

Теперь, после определения необходимых процедур и выбора необходимых параметризаций, можно вычислить распределение по быстротам. Расчет величины  $R_y = \left(\frac{dn}{dy}\right)_{aa} / \left(\frac{dn}{dy}\right)_{NN}$  представлен на рис. 4 в сравнении с экспериментальными данными [5] по отрицательно и положительно заряженным частицам /а и б соответственно/, нескорректированными на систематические ошибки /с учетом систематических ошибок  $R_y(0) = 1,74 \pm 0,09$ / [5]. Кривые 1-4 - вклады однократных; однократных и двукратных; однократных, двукратных и трехкратных; однократных, двукратных, трехкратных и четырехкратных соударений. Как видно, теория не предсказывает какой-либо структуры в центральной области, что в пределах ошибок согласуется с экспериментальными данными по отрицательно заряженным частицам. Величина же  $R_y$  для положительно заряженных частиц, которым приписывалась масса  $\pi$  -

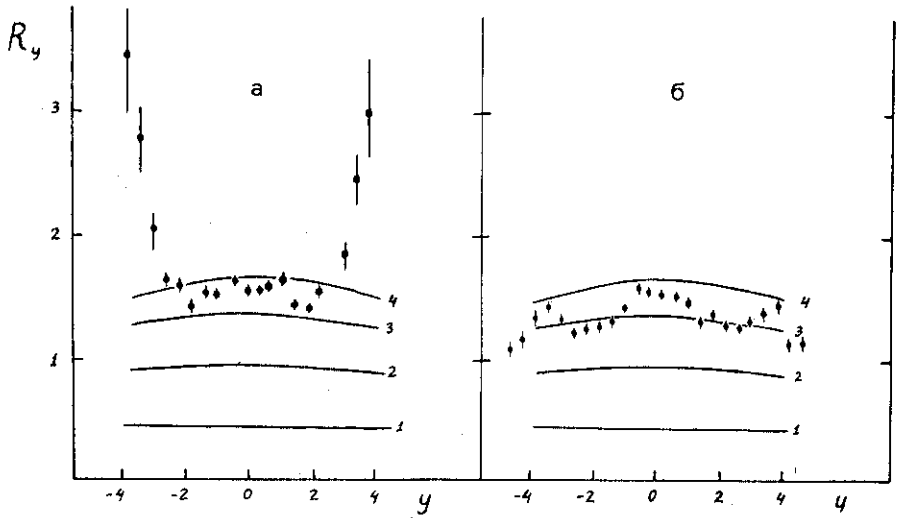


Рис. 4

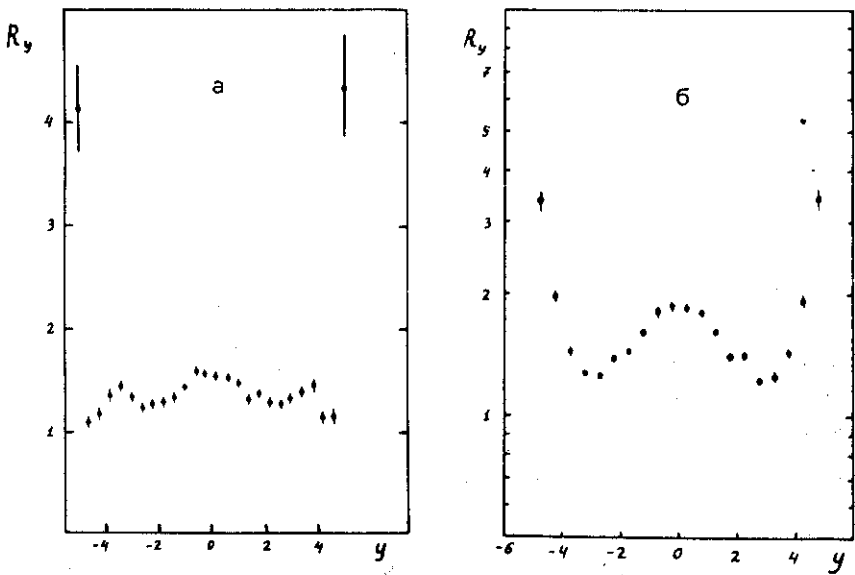


Рис. 5

мезона<sup>/5,6/</sup>, обладает характерной структурой. Для ее анализа сравним данные работы<sup>/5/</sup> по положительно заряженным частицам с аналогичными данными<sup>/8/</sup> по частицам с  $p > 0,2$  ГэВ/с /см. рис.5а,б соответственно/. Как видно, пики, наблюдаемые в данных работы<sup>/5/</sup>, при  $2,5 \leq |y| \leq 5$ , обусловлены положительно заряженными частицами с  $p < 0,2$ . Естественно возникает вопрос - не являются ли они протонами, испытанными по крайней мере одно неупругое соударение? Чтобы ответить на него, рассмотрим на качественном уровне спектр лидирующих протонов, следуя работе<sup>/7/</sup>.

Допустим, что спектр протонов в  $pp$ -взаимодействиях имеет вид

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx} = 1, \quad x = \frac{2p_L}{\sqrt{s_{NN}}}$$

Тогда распределение этих протонов по величине  $y = \ln \frac{x\sqrt{s_{NN}}}{m_{\perp}}$ , определится как

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \approx \frac{m_{\perp}}{\sqrt{s_{NN}}} e^y$$

Распределение же протонов, испытавших двукратное соударение в процессе, представленном на рис.-2, будет иметь вид

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx} = \ln 1/x \quad \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} = \frac{m_{\perp}}{\sqrt{s_{NN}}} \left( \ln \frac{\sqrt{s_{NN}}}{m_{\perp}} y \right) e^y$$

Поэтому суммарное распределение протонов в одно-и двукратных соударениях имеет вид кривой /рис.6/. Как видно, оно обладает требуемыми структурными элементами. Поэтому вполне естественно заключить, что пики, наблюдаемые в экспериментальных данных работы<sup>/5/</sup> в центральной области и в областях  $2,5 \leq |y| \leq 5$ , скорее всего обусловлены именно протонами.

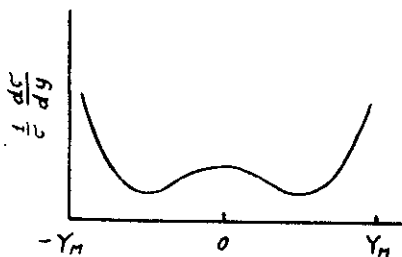


Рис.6

Конечно, окончательное слово в этом вопросе принадлежит эксперименту. Хотелось бы только заметить, что теоретические предсказания о характере спектра протонов модельно зависимы\*. Поэтому экспериментальные данные о протонах и, особенно, о выходе тяжелых барионных резонансов, крайне желательны для развития теории.

\* Согласно, например, кварковой модели адрон-ядерных взаимодействий /см. ссылки в обзоре<sup>/8/</sup>/, следует ожидать преимущественный выход протонов с  $x \sim 2/3$ , а не в центральной области.



Автор благодарен Л.И.Липидусу и Ж.Ж.Мусульманбекову за плодотворные обсуждения и ценные замечания по содержанию статьи, а также П.П.Сычеву за помощь, оказанную при выполнении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ужинский В.В. ОИЯИ, Е2-81-331, Дубна, 1981.
2. Kofoed-Hansen O. Nuovo Cim., 1969, 60A, p.621.
3. Formanek J. Nucl.Phys.B., 1969, vol.12, p.441.
4. Шабельский Ю.М. ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1070.
5. Bell W. et al. CERN, EP/81-61, Geneva, 1981.
6. Faessler M.A. CERN, EP/81-74, Geneva, 1981.
7. Алавердян Г.Б. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.1342.
8. Николаев Н.Н. УФН, 1981, т.134, с.369.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1981 года.