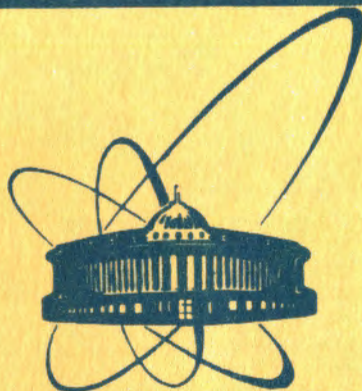


9/VI-80



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2471/2-80

2-80-142

С.А.Хорозов

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  
ПО ЧИСЛУ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НУКЛОНОВ  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1980

Метод, которым мы воспользуемся для нахождения  $\sigma_k$  -сечений взаимодействий  $k$  и только  $k$  нуклонов падающего ядра в ядре-мишени, основан на предположении о независимом взаимодействии нуклонов сталкивающихся ядер и сходен с методом вычисления полных неупругих сечений взаимодействия ядер, использованным в работе /1/.

Рассмотрим столкновение релятивистского ядра  $A_1$  с ядром  $A_2$ . Плотности ядер  $\rho_{A_1}(r)$  и  $\rho_{A_2}(r)$  нормированы на полное число нуклонов:

$$\int_0^{\infty} \rho_A(r) d^3r = A. \quad /1/$$

Нам понадобится также "одночастичная" плотность  $\rho_{A'}(r)$  ядра  $A_1$ , определяемая как  $\rho_{A_1}(r)/A_1$ . Такое условное "однонуклонное ядро" будет в дальнейшем обозначаться  $A'$ . Если ядро  $A'$  движется вдоль оси  $z$  /в прямоугольной системе координат/ с прицельным параметром  $b$  относительно ядра-мишени, расположенного в начале координат, то вероятность прохождения без взаимодействия можно записать так:

$$W(b) = \exp \left[ -\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_{A_2}(\sqrt{x^2+y^2}) \cdot T_{A'}(\sqrt{(b-x)^2+y^2}) dx dy \right]. \quad /2/$$

Здесь  $\sigma$  - сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, а  $T_{A_2}$  и  $T_{A'}$  - функции толщины ядер  $A_2$  и  $A'$  соответственно:

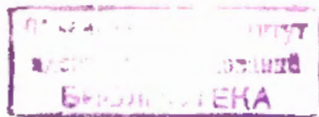
$$T_{A_2}(\sqrt{x^2+y^2}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{A_2}(\sqrt{x^2+y^2+z^2}) dz, \quad /3/$$

$$T_{A'}(\sqrt{(b-x)^2+y^2}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{A'}(\sqrt{(b-x)^2+y^2+z^2}) dz.$$

Теперь, предполагая, что нуклоны ядра  $A_1$  взаимодействуют в ядре  $A_2$  независимо друг от друга, мы можем записать сечение  $\sigma_k$  взаимодействия  $k$  и только  $k$  нуклонов ядра  $A_1$  в ядре  $A_2$ :

$$\sigma_k = \pi \left( \frac{A_1}{k} \right)^2 \int_0^{\infty} [1 - W(b)]^k \cdot [W(b)]^{A_1 - k} db^2. \quad /4/$$

Сечение реакции  $\sigma_R$  /т.е. сечение, соответствующее взаимодействию хотя бы одного нуклона ядра  $A_1$  в ядре  $A_2$  / определяется выражением



$$\sigma_R = \pi \int_0^{\infty} \{1 - [W(b)]^{A-1}\} db^2. \quad /5/$$

При этом, конечно,  $\sum_k \sigma_k = \sigma_R$ . При проведении численных расчетов плотность  $\rho$  бралась в виде распределения Гаусса для ядер с  $A < 30$ :

$$\rho(r) = C_1 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad a^2 = \frac{R_{rms}^2}{1.5},$$

где  $C_1$  - нормировочная константа, а  $R_{rms}$  - среднеквадратичный радиус ядра. Для ядер с  $A > 30$  плотность была взята в виде распределения Ферми

$$\rho(r) = \frac{C_2}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{t}\right)},$$

где  $C_2$  - нормировочная константа, а  $c$  и  $t$  - радиус половинной плотности и параметр диффузии соответственно.

Параметры  $R_{rms}$ ,  $c$  и  $t$ , использованные в расчетах, взяты из работ /2,3/ и приведены в табл.1.

Таблица 1

Параметры распределения плотности ядер /2,3/, использованные в расчетах

Ядро	$R_{rms}$	$c$	$t$
$^4\text{He}$	1,63		
$^6\text{Li}$	2,45		
$^{12}\text{C}$	2,46		
$^{20}\text{Ne}$	3,00		
$^{27}\text{Al}$	3,05		
$^{63,5}\text{Cu}$		4,20	0,545
$^{207}\text{Pb}$		6,48	0,545

Вопрос о том, какое сечение нуклон-нуклонного взаимодействия /полное или неупругое/ надо подставлять в формулу /4/ для численного расчета парциальных сечений, решается в зависимости от того, что мы хотим найти. Если нас интересует распределение по числу нуклонов в зоне стриппинга падающего ядра, то  $\sigma = \sigma_{NN}^{tot}$ . Это соответствует представлению о стриппинговых нуклонах как о частицах, не испытавших в ядре-мишени никакого взаимодействия. Если же мы хотим знать распределение по числу нуклонов падающего ядра, испытавших неупругое взаимодействие,

то, естественно, должны взять  $\sigma = \sigma_{NN}^{in}$  /заметим, что при упругом рассеянии падающего нуклона его энергия практически не меняется/. Результаты расчетов парциальных вероятностей  $W_k = \sigma_k / \sigma_R$ , средних чисел взаимодействующих нуклонов  $\langle k \rangle$  и дисперсий числа взаимодействующих нуклонов  $D_k^2 = \langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2$  для взаимодействий ядер  $^4\text{He}$  с ядрами  $\text{Li}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$  и  $\text{Pb}$  приведены в табл.2. Значения  $\sigma_{NN}^{tot}$  и  $\sigma_{NN}^{in}$  при импульсе нуклонов /4÷5/ ГэВ/с взяты соответственно равными 42 и 28,5 мб / по данным работ /4,5/ /.

Таблица 2

Вероятности  $W_k = \sigma_k / \sigma_R$  взаимодействия  $k$  и только  $k$  нуклонов  $^4\text{He}$  в ядрах, вычисленные по формуле /4/ /см. текст/ с  $\sigma_{NN}^{tot} = 42$  мб и  $\sigma_{NN}^{in} = 28,5$  мб. Приведены также  $\langle k \rangle = \sum k W_k$  и  $D_k^2 = \langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2$ .

		Li	C	Ne	Al	Cu	Pb
$W_1$	$\sigma^{tot}$	0,49	0,39	0,36	0,33	0,25	0,17
	$\sigma^{in}$	0,58	0,44	0,41	0,37	0,29	0,18
$W_2$	$\sigma^{tot}$	0,28	0,24	0,22	0,20	0,17	0,11
	$\sigma^{in}$	0,29	0,26	0,25	0,23	0,19	0,16
$W_3$	$\sigma^{tot}$	0,17	0,21	0,21	0,20	0,18	0,13
	$\sigma^{in}$	0,18	0,20	0,20	0,20	0,21	0,15
$W_4$	$\sigma^{tot}$	0,06	0,17	0,21	0,27	0,40	0,59
	$\sigma^{in}$	0,03	0,10	0,14	0,20	0,31	0,51
$\langle k \rangle$	$\sigma^{tot}$	1,80	2,18	2,27	2,41	2,73	3,14
	$\sigma^{in}$	1,64	1,96	2,07	2,23	2,54	2,99
$D_k^2$	$\sigma^{tot}$	0,86	1,21	1,34	1,44	1,50	1,36
	$\sigma^{in}$	0,61	1,04	1,17	1,32	1,45	1,39

Используя данные табл.2 и предположение о равенстве полных сечений протон-протонного и нейтрон-протонного взаимодействий, нетрудно получить распределение по заряду в зоне стриппинга падающего ядра:

$$W(z_{\text{стр}} = 0) = \frac{1}{6} W_2 + \frac{1}{2} W_3 + W_4 .$$

$$W(z_{\text{стр}} = 1) = \frac{1}{2} W_1 + \frac{2}{3} W_2 + \frac{1}{2} W_3 .$$

$$W(z_{\text{стр}} = 2) = \frac{1}{2} W_1 + \frac{1}{6} W_2 .$$

Видно /рис.1/, что результаты расчетов неплохо согласуются с экспериментальными данными /6/.

Для сравнения расчетов с экспериментальными данными /7/ по множественному рождению отрицательных пионов в He+A взаимодействиях рассмотрим вопрос о нормировке. В рамках рассматриваемого приближения можно предположить, что средняя множественность рожденных пионов пропорциональна среднему числу нуклонов, испытавших неупругое взаимодействие. Поэтому сопоставление результатов расчета следует проводить в нормировке /как это сделано в /7/ / на  $\sigma_{\text{prod}}$  - сечение рождения хотя бы одного пиона. На рис.2 приведена зависимость средней множественности  $\langle n_- \rangle$  отрицательных пионов /7/ от расчетного значения  $\langle k \rangle$  - среднего числа нуклонов  $^4\text{He}$ , испытавших неупругое взаимодействие. Видно, что экспериментальные данные неплохо описываются зависимостью  $\langle n_- \rangle = C \cdot \langle k \rangle$ , причем коэффициент C в пределах ошибки совпадает со средней множественностью отрицательных пионов в нуклон-нуклонном взаимодействии, равной  $0,64 \pm 0,06$  /по данным /5,8/ /.

Для оценки дисперсии  $D_{A_1 A_2}$  распределения по множественности рожденных в столкновениях ядер  $A_1$  и  $A_2$  пионов можно использовать формулу, вытекающую из предположения о независимом взаимодействии нуклонов:

$$D_{A_1 A_2}^2 = \langle k \rangle \cdot D_{NN}^2 + \langle n \rangle_{NN}^2 \cdot D_k^2 .$$

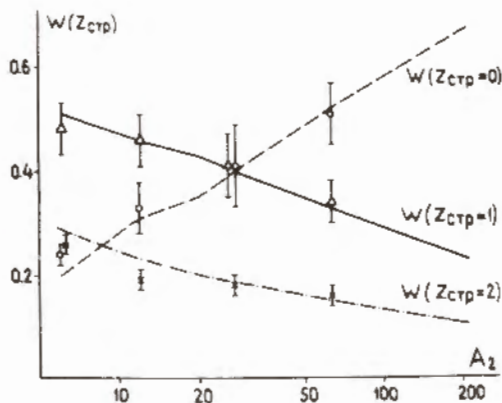
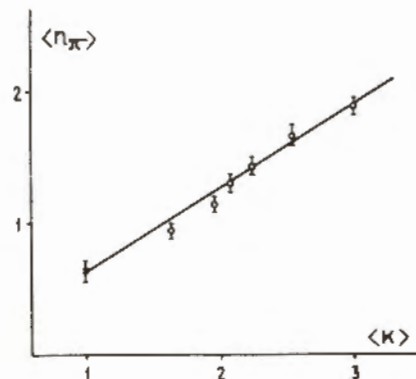


Рис.1. Вероятности появления в зоне стриппинга зарядов 0, 1 и 2 в He+A взаимодействиях. Экспериментальные значения - данные работы /6/. Линии - расчет по формулам /6/- см. текст.

Рис.2. Зависимость средней множественности  $\langle n_- \rangle$  отрицательных пионов /6/ - данные по He+A взаимодействиям /7/ / от рассчитанного среднего числа  $\langle k \rangle$  нуклонов  $^4\text{He}$ , испытавших неупругое взаимодействие.  $\bar{n}$  - средняя множественность отрицательных пионов в нуклон-нуклонном взаимодействии /4,5/. Прямая линия -  $\langle n_- \rangle = 0,64 \cdot \langle k \rangle$ .



Здесь  $\langle n \rangle_{NN}$  и  $D_{NN}$  - средняя множественность и дисперсия распределения по множественности пионов в нуклон-нуклонном взаимодействии. Отметим, что применять формулу /7/ для расчета дисперсии отрицательных пионов, вообще говоря, нельзя, так как из-за существенно отличающейся средней множественности отрицательных пионов в pp- и pp-взаимодействиях понятие  $D_{NN}$  становится неопределенным /точнее, в этом случае  $D_{NN}$  не является постоянной величиной, а зависит от атомных весов сталкивающихся ядер/. Тем не менее формула /7/ дает грубое описание экспериментальных значений /7/ дисперсии распределения по множественности /рис.3/.

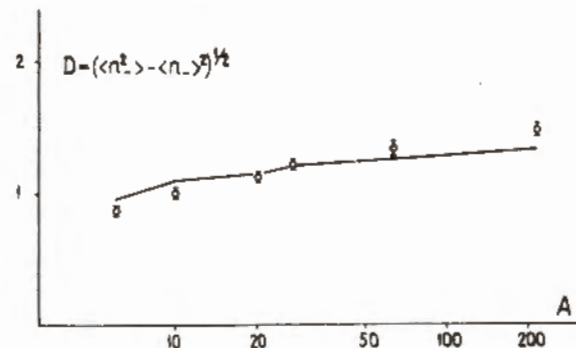


Рис.3. Дисперсия распределения по множественности отрицательных пионов в  $^4\text{He}+A$  взаимодействиях в зависимости от A мишени.  $\bar{n}$  - данные работы /7/, линия - расчет по формуле /7/- см. текст.

Применим рассмотренное приближение для предсказания некоторых характеристик "центральных" взаимодействий ядер. Критерием "центральности" /см., например, /9/ / является отсутствие быстрых фрагментов в зоне стриппинга ядра-снаряда. В соответствии с этим можно ввести сечения "центрального" взаимодействия:  $\sigma(Z_{\Phi=0})$ , когда нет заряженных фрагментов, и  $\sigma(N_{\Phi=0})$ , когда нет никаких фрагментов ядра-снаряда в зоне стриппинга. Из формулы /4/ следует

$$\sigma(Z_{\Phi=0}) = \pi \int_0^{\infty} [1 - W(b)]^Z db^2, \quad /8/$$

$$\sigma(N_{\Phi=0}) = \pi \int_0^{\infty} [1 - W(b)]^A db^2,$$

где  $Z$  и  $A$  - число протонов и нуклонов в ядре-снаряде. В табл. 3 приведены результаты расчетов сечений по формулам /8/ для ядра  $^{12}\text{C}$ , взаимодействующего с  $\text{C}, \text{Ne}$  и  $\text{Al}$ . Видно, что сечения "центральных" взаимодействий быстро растут с ростом  $A_2$ , что, впрочем, интуитивно вполне понятно. Отметим, что результаты расчета сечений "центральных" взаимодействий весьма чувствительны к выбору среднеквадратичных радиусов ядер. Так, изменение  $R_{\text{rms}}$  для углерода всего на 5% приводит к изменению  $\sigma(Z_{\Phi=0})$  более чем на 20%, а  $\sigma(N_{\Phi=0})$  - более чем на 50%.

Таблица 3

Сечения /мб/ "центральных" взаимодействий  $\sigma(Z_{\Phi=0})$  и  $\sigma(N_{\Phi=0})$  /см. текст/, вычисленные по формулам /8/ для столкновения  $^{12}\text{C}$  с  $\text{C}, \text{Ne}, \text{Al}$ .

	C	Ne	Al
$\sigma(Z_{\Phi=0})$	38	97	167
$\sigma(N_{\Phi=0})$	8,3	37	89

нее число взаимодействующих неупруго нуклонов  $\langle k \rangle = 8,5$ , а дисперсия  $D_k = 1,4$ . Поскольку  $D_{NN} \approx \langle n \rangle_{NN}$ , то в формуле /7/ членом  $\langle n \rangle_{NN}^2 D_k^2$  можно пренебречь /естественно, что при отборе "центральных" по отсутствию всех фрагментов  $D_k$  будет еще меньше/. Полагая  $\langle n \rangle_{A_1 A_2} = \langle k \rangle$ , получаем  $D_{A_1 A_2} \sim \langle n \rangle_{A_1 A_2}^{1/2}$ , что существенно отличается от аналогичной зависимости в соударениях "элементарных" адронов, где  $D \sim \langle n \rangle$ .

Выше уже говорилось о том, что приведенный метод расчета основан на предположении о независимом взаимодействии нуклонов

ядра-снаряда и ядра-мишени. Это, в частности, означает, что вероятность взаимодействия нуклона из  $A_1$  в ядре  $A_2$  не зависит от того, взаимодействуют в  $A_2$  или нет остальные нуклоны ядра  $A_1$ . Такое предположение разумно при  $A_1 \ll A_2$ . Когда же  $A_1 = A_2$ , следовало бы учитывать то обстоятельство, что нуклоны ядра  $A_1$  могут взаимодействовать с нуклонами  $A_2$ , уже испытавшими взаимодействие /т.е. взаимодействие может идти при другой энергии в системе центра масс и, следовательно, с другими сечениями и множественностями/. На парциальные вероятности  $W_k$  это, по-видимому, сильно не повлияет: полные и неупругие сечения изменяются с энергией довольно медленно, но изменение в средней множественности может быть более значительным. Для оценки влияния этого эффекта были проведены расчеты для  $\text{He} + \text{A}$  взаимодействия в предположении, что нуклон каждого ядра может взаимодействовать неупруго не более одного раза. Другими словами, это означает, что потеря нуклоном импульса при неупругом столкновении приводит к невозможности в повторном взаимодействии рождасть пионы - нуклон выбывает из игры. Результаты расчетов /они приводились также в /7/ / показывают, что среднее число неупруго взаимодействующих нуклонов при этом уменьшается /по сравнению со значениями, приведенными в табл. 2/ на 10% для  $\text{He} + \text{Li}$  взаимодействий, на 4% для  $\text{He} + \text{C}$  взаимодействий и с дальнейшим ростом атомного веса мишени разница быстро исчезает.

Автор благодарен Н.Н.Воробьевой за проведение расчетов на ЭВМ и А.И.Голохвастову и Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения рассмотренных вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Carol P.J. Phys.Rev., 1975, C11, p.1203.
2. Fey G. et al. Zeitschr.Phys., 1973, 265, p.401.
3. Uberall H. Electron Scattering from Complex Nuclei. New York - London, Acad.Press, 1971.
4. Bracci E. et al. CERN/HERA 73-1, 1973.
5. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, 1-8565, Дубна, 1975.
6. Aksinenko V. et al. JINR, E1-12730, Dubna, 1979.
7. Aksinenko V. et al. Nucl.Phys., 1979, A324, p.266.
8. Albin E. et al. Nuovo Cim., 1976, 32A, p.101.
9. Otterlund I. Central Heavy Ion Reactions at 1-1000 GeV/nucleon. LUIP-7810, Lund, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 февраля 1980 года.