

Б-24

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-349

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ И ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ  
СТОЛКНОВЕНИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ

Дубна 1959 год

P - 349

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул

**ЦЕНТРАЛЬНЫЕ И ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ  
СТОЛКНОВЕНИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ**

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

### А н н о т а ц и я

Столкновения центральных областей нуклонов составляют  $\approx 83\%$  случаев от всех неупругих нуклон-нуклонных столкновений при энергии  $E = 9$  Бэв. Для расчета таких "центральных столкновений" использованы методы статистической теории множественного рождения частиц. За исключением области малых углов и событий с малым числом рождающихся частиц результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

Периферические столкновения  $Z > Z_0 = 0,6 \cdot 10^{-13}$  см составляют  $\approx 17\%$  случаев. Данные о столкновениях периферических  $\bar{K}$ -мезонов с нуклоном можно получить из статистической теории и из опытов по  $(\bar{K}N)$ -столкновениям при энергии  $E \geq 1$  Бэв. Средняя потеря энергии нуклона и средняя множественность частиц, рождающихся в  $(NN)$ -столкновениях, согласуются с экспериментом. В системе центра инерции сталкивающихся нуклонов вычисленное отношение числа заряженных частиц, летящихся вперед, к числу заряженных частиц, летящихся назад, оказывается близким к экспериментальному значению.

Учет периферических столкновений улучшает также согласие теоретических и экспериментальных угловых распределений заряженных частиц, образовавшихся при  $(NN)$ -столкновении.

## 1. Введение

В зависимости от величины параметра удара среди неупругих  $/pp/$  и  $/pp/$  - столкновений можно выделить столкновения центральных областей нуклонов и столкновения периферии одного нуклона с центральной областью другого нуклона  $/1/ - /3/$ . Диаграммы на рис. 1-3 иллюстрируют эти два возможных типа  $/NN/$  - столкновений<sup>1/</sup>. Для описания "центральных столкновений" /см. рис.1/ можно использовать статистическую теорию множественного рождения<sup>2/</sup>, в случае же периферических столкновений /см. рис.2 и 3/ необходимо более детальное квантовомеханическое рассмотрение.

Важную информацию об этих двух типах столкновений можно получить, изучая угловые распределения заряженных частиц, рождающихся в  $(NN)$  - столкновениях, и относительные числа образующихся при этом звезд с малым и большим числом лучей. В настоящее время еще преждевременно говорить о сколько-нибудь полном анализе. Нашей целью является выявить те пункты, в которых уже сейчас проявляется расхождение теории и эксперимента, чтобы получить отправные точки для возможного развития теории, а также обратить внимание на те пункты, где прежде всего следует выполнить точные измерения.

## 2. Анализ экспериментальных данных. Центральные столкновения

В работах<sup>4/</sup> сравнивалось с опытом рассчитанное по статистической теории множественного рождения угловое распределение быстрых заря-

---

1/ В работе<sup>1/</sup> отмечена возможность при больших параметрах удара также третьего типа  $/NN/$ -столкновений, когда сталкиваются периферии обоих нуклонов. Применяемый далее способ расчета величины сечения периферических столкновений автоматически учитывает этот вклад. Более детально столкновения пионных оболочек нуклонов мы пока рассматривать не будем.

2/ Столкновения, которые мы условно называем "центральными" могут еще, конечно, различаться по величине параметра удара  $b$  от 0 до  $2r_0$ , где  $r_0$  - радиус центральной части нуклона /см.далее/. Лобовые "столкновения" с параметром удара  $b \approx 0$  являются частью "центральных столкновений".

женных частиц<sup>3/</sup>, рождающихся при столкновениях нуклонов с энергией  $E \approx 9$  Бэв<sup>4/</sup>. В пределах ошибок эксперимента было установлено удовлетворительное согласие экспериментальной и теоретической кривых за исключением области малых углов.

В настоящее время имеется возможность сравнить более точно рассчитанную теоретическую кривую с экспериментальными данными, полученными на значительно более полном экспериментальном материале<sup>6/ 5/</sup>.

На рис. 4 приведена экспериментальная гистограмма для  $(NN)$ -столкновений, полученная по данным из работы<sup>6/</sup> /как среднее для  $(pp)$ - и  $(pn)$ -столкновений/. В пределах экспериментальных ошибок эта гистограмма хорошо согласуется с теоретической гистограммой, приведенной на этом же рисунке. Однако, в области малых углов  $\theta \leq 10^\circ$  экспериментальные значения /взятые из<sup>7/</sup> /значительно превосходят теоретические. При этом отношение экспериментальных и теоретических значений всего лишь на 15% - 20% ниже, чем это было ранее получено в<sup>4/</sup>. Имеются экспериментальные указания, что расхождения в основном связаны с протонами<sup>4/</sup>. Если с помощью импульсного спектра заряженных частиц, рассчитанного в рамках статистической теории /ср.<sup>4/</sup> /, пересчитать экспериментальное угловое распределение, полученное в работе<sup>6/</sup>, из лабораторной системы координат в систему центра масс сталкивающихся нуклонов, то в этой системе координат угловое распределение оказывается анизотропным. /Этот факт был отмечен также для углового распределения, полученного в работе<sup>4/</sup> /.

- 
- 3/ То есть,  $\pi^+$ -мезонов с энергией  $E_\pi \geq 0,08$  Бэв и протонов с энергией  $E_p \geq 0,5$  Бэв.
- 4/ Теоретические значения величин для энергии  $E = 9$  Бэв получены интерполяцией соответствующих величин, вычисленных в /5/ для  $E = 5; 7; 10$  Бэв.
- 5/ 115 случаев  $(pp)$  и 83 случая  $(pn)$  - столкновений против 39  $(pp)$  и 11  $(pn)$  - столкновений, анализировавшихся в /4/. Кроме того, следует отметить, что в работе /6/ применены более жесткие критерии отбора  $(NN)$ -взаимодействий. По сравнению с работой<sup>4/</sup> в теоретической кривой мы учли также вклад  $\pi^\pm$ -мезонов и протонов, рождающихся в реакциях со странными частицами. /Ср. /5//.

На рис. 5 приведено отношение экспериментального числа нуклон-нуклонных звезд с различным числом лучей к числу звезд, рассчитанному по статистической теории<sup>/5/ 6/</sup>. Заметное расхождение со статистической теорией имеет место лишь для малолучевых звезд.

Кроме указанных, имеется еще одно очень важное расхождение эксперимента и статистической теории: экспериментальное отношение числа заряженных частиц, испущенных в системе центра масс сталкивающихся протона и нейтрона в переднюю полусферу, /т.е. в направлении движения первичного протона/ к числу заряженных частиц, испущенных в заднюю полусферу ( $\rightarrow/\leftarrow$ ) =  $1,6 \pm 0,2$  /по данным работы<sup>/7/, /8/</sup>; ошибка - средняя статистическая /в то время, как все расчеты по статистической теории дают для этого отношения величину ( $\rightarrow/\leftarrow$ ) = 1,0.

Отметим, что зарядовая асимметрия ( $\rightarrow/\leftarrow$ ) > 1 наблюдалась также в работе<sup>/9/</sup> для неупругих ( $p\pi$ ) -столкновений при энергии  $E = 1,5$  Бэв.

Таким образом, сравнение экспериментальных результатов с расчетами по статистической теории множественного рождения указывает на значительные различия в области малых углов и событий с малым числом рождающихся частиц. Так как угловые распределения, усредненные по большим угловым интервалам /см. рис.4/, среднее число рождающихся частиц /см.<sup>/3/, /4/ /, а также средняя потеря энергии налетающим нуклоном в одном акте ( $NN$ ) - столкновения /см.<sup>/12/ / оказываются близкими к величинам, рассчитанным по статистической теории<sup>/5/</sup>, то следует заключить, что основная часть ( $NN$ ) - столкновений является столкновениями центральных частей нуклонов.</sup></sup>

### 3. Периферические столкновения

Для грубой оценки вклада периферических столкновений мы ограничимся рассмотрением лишь "одномезонных диаграмм"  $a$  и  $b$  на рис. 2 и 3. Более сложные процессы с обменом двумя мезонами, например, соответствующие диаграммам  $c$  на рис. 2 и 3, мы пока рассматривать не будем.

---

<sup>6/</sup> При вычислениях для простоты мы не учитывали вклад рождающихся заряженных странных частиц и антипротонов, который составляет ~10%.

Сечение периферических  $(NN)$  - столкновений

$$\sigma_p = 2 \int_M^{\epsilon^*} \sigma(\epsilon) Q(\epsilon) d\epsilon, \quad /1/$$

где  $M$  - масса  $\pi$  - мезона;  $\epsilon^* = E - \sqrt{\frac{1}{2}M(E+M)}$ ,  $E = \gamma M$   
 $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$ ,  $E$  - полная энергия нуклона,  $M$  - его масса;  $\sigma(\epsilon)$  - полное сечение  $(\pi N)$  - взаимодействий при энергии  $\epsilon$ ;  $Q(\epsilon)$  - энергетический спектр периферических мезонов, движущихся вместе с нуклоном.

На рис. 6 приведены значения  $q(\epsilon) = \frac{\gamma^2}{f^2} Q(\epsilon)$ , где  $f^2 = 0.08$  для случая, когда нуклон движется с энергией  $E = 9$  Бэв, вычисленные методом, предложенным Гайтлером и Пенгом в работе /10/. При этом для минимального параметра удара, т.е. для радиуса центральной области нуклона, мы выбрали  $\tau_0 = 0,6 \cdot 10^{-13}$  см. Это значение получено из сопоставления различных экспериментальных данных по взаимодействию нуклонов с нуклонами при энергии  $E > 1$  Бэв /11/, /12/. Столкновения нуклонов с параметрами удара  $\tau > \tau_0$  далее будем рассматривать как периферические.

Для вычисления  $Q(\epsilon)$  необходимо знать распределение мезонного облака в нуклоне при всех значениях  $\tau > \tau_0$ . В работах /2/, /13/ показано, что пренебрежение вкладом двухмезонных состояний может привести к заметным ошибкам, если мы рассматриваем мезонное облако нуклона на расстояниях  $\tau \leq 10^{-13}$  см от центра нуклона. Асимптотические же выражения мезонного поля в нуклоне, использованные в работе /10/ справедливы, строго говоря, лишь при  $\tau \gg 10^{-13}$  см. Однако, при оценке величины средней энергии периферических мезонов  $\bar{\epsilon}$  можно использовать эти выражения для грубой аппроксимации точных выражений и на расстояниях  $\tau \approx 0,6 - 1,0 \cdot 10^{-13}$  см. При этом, как видно из рис. 6,  $\bar{\epsilon} \approx 3$  Бэв /см. также в 5/.

Так как сечение  $(\pi N)$  - взаимодействий  $\sigma(\epsilon)$ , при энергиях  $E \gg 1$  Бэв дающее основной вклад в  $\sigma_p$ , остается почти постоянным / $\sigma \approx 30$  мб /, то

$$\sigma_p \approx 2\sigma \int_M^{\epsilon^*} a(\epsilon) d\epsilon \approx \frac{1}{\beta^2} \cdot 5 \mu\sigma \quad /2/$$

что составляет 17% от сечения неупругих  $NN$ -взаимодействий и согласуется с результатами оптического анализа  $NN$ -взаимодействий при энергиях  $E > 1$  Бэв<sup>/12/</sup>. Величина  $\sigma_p$  почти не меняется при изменении энергии первичного протона, так как  $\beta \approx 1$ . Так как мы использовали экспериментальное значение сечения  $\pi N$ -столкновений, одновременно учитывающее столкновения налетающего  $\pi$ -мезона с ядром нуклона и его периферической  $\pi$ -мезонной оболочкой, то в вычисленное сечение периферических столкновений /2/ автоматически включен вклад как столкновений  $\pi$ -мезонной оболочки с ядром, так и вклад столкновений одних только  $\pi$ -мезонных оболочек сталкивающихся нуклонов  $\pi\pi$ -столкновений.

#### 4. Зарядовая асимметрия в неупругих $pN$ -столкновениях

Для оценки среднего числа заряженных частиц, рождающихся при столкновении периферического мезона налетающего нуклона с покоящимся нуклоном, мы использовали статистическую теорию множественного рождения, что вполне оправдано, так как результаты расчетов  $\pi N$ -столкновений в области  $E = 1 \div 5$  Бэв хорошо согласуются с экспериментальными данными<sup>/17/, /15/</sup>. Все статистические вычисления выполнены в тех же предположениях и теми же методами, что и в работе<sup>/15/</sup>.

В таблице 1 приведены рассчитанные таким образом средние числа рождающихся в  $(\pi N)$ -столкновениях протонов и  $\pi^\pm$ -мезонов  $\langle E_\pi = \bar{E} = 3$  Бэв/.

Учитывая относительные вероятности различных каналов, реакцию, соответствующую сумме диаграмм  $a$  и  $b$  на рис.2, можно записать в виде:

$$\vec{p} + \vec{n} \rightarrow \frac{1}{3} \{ \vec{p} + (\vec{\pi}^0 + \vec{n}) \} + \frac{2}{3} \{ \vec{n} + (\vec{\pi}^+ + \vec{n}) \} + \frac{1}{3} \{ (\vec{p} + \vec{\pi}^0) + \vec{n} \} + \frac{2}{3} \{ (\vec{p} + \vec{\pi}^-) + \vec{p} \} \quad /3/$$

Стрелками здесь отмечены направления скорости частиц в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Круглыми скобками выделены частицы, при столкновении которых происходит множественное рождение вторичных частиц



и дифракционное рассеяние. Зарядовая асимметрия в расчете на один акт неупругого  $(\pi N)$  - столкновения

$$(\rightarrow/\leftarrow) = \vec{n}/\overleftarrow{n}, \quad /4/$$

где

$$\vec{n} = (\vec{n}_d \sigma_d + \vec{n}_{in} \sigma_{in}) / (\sigma_d + \sigma_{in}), \quad /5/$$

$$\overleftarrow{n} = (\overleftarrow{n}_d \sigma_d + \overleftarrow{n}_{in} \sigma_{in}) / (\sigma_d + \sigma_{in}), \quad /6/$$

$\vec{n}_d$  и  $\overleftarrow{n}_d$  числа заряженных частиц, рождающихся при дифракционном рассеянии периферического мезона на нуклоне и летящих в системе центра масс сталкивающихся нуклонов соответственно в переднюю, заднюю полусферы;  $\vec{n}_{in}$  и  $\overleftarrow{n}_{in}$  - то же для неупругого столкновения периферического мезона с нуклоном;  $\sigma_d$  - сечение дифракционного  $(\pi N)$  -рассеяния;  $\sigma_{in}$  - сечение неупругого  $(\pi N)$  -рассеяния. В  $\vec{n}_d$  и  $\overleftarrow{n}_{in}$  включены частицы, рождающиеся при распаде изобары.

Используя данные таблицы 1, получим  $(\rightarrow/\leftarrow) \simeq 1$  ( $(\rightarrow/\leftarrow) \simeq 0,8$  и  $\simeq 1,0$  для протонов и  $\pi^\pm$  -мезонов в отдельности / 7/.

Таким образом, в рассматриваемом случае заметной зарядовой асимметрии в направлении вперед получить не удастся. Этот вывод не меняется при варьировании в широких пределах значения средней энергии периферического мезона  $\bar{E}$ , или, что эквивалентно, величины  $\tau_0$ .

Учет диаграммы 2с также не может изменить этот вывод, так как в обоих  $(\pi N)$  - столкновениях рождается близкое число заряженных частиц.

Однако, если учесть, что в связанной с нуклоном системе координат средняя энергия виртуальных мезонов в облаке нуклона при  $\tau > 0,6 \cdot 10^{-13}$  см, близка к резонансной, то взаимодействие нуклона с мезоном будет в основном осуществляться в "изобарном состоянии"  $T = p = 5/2$ . После того, как периферический мезон провзаимодействует с другим нуклоном, изобара распадается

---

7/ При этом мы учли, что в существенной для нас области энергий  $\sigma_d/\sigma_{in} = (1/2 \div 1/3)$ . Без учета дифракционного  $(\pi N)$  -рассеяния  $(\rightarrow/\leftarrow) \simeq 0,9$ .

на нуклон и  $\pi$ -мезон<sup>8/</sup>:

$$N^{++} \rightarrow (p\pi^+)$$

$$N^+ \rightarrow \frac{2}{3} (p\pi^0) + \frac{1}{3} (n\pi^+)$$

$$N^0 \rightarrow \frac{1}{3} (p\pi^-) + \frac{2}{3} (n\pi^0)$$

17/

$$N^- \rightarrow (n\pi^-)$$

с временем жизни в лабораторной системе координат

$$\tau \sim \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2} = \tau_0 (E-\bar{E}) / m' \sim 15\tau_0 \gg \tau_0.$$

18/

Здесь  $\tau \sim 3\tau_0$  - время жизни изобарного состояния, известного из опытов с мезонами при энергиях в несколько сотен Мэв;  $\tau_0$  - среднее время взаимодействия сталкивающихся частиц;  $\beta$  - скорость изобары;  $m' = 1,32 m_N$  - масса изобары.

Этому случаю соответствуют диаграммы *a* и *b* на рис. 3. Учитывая относительные вероятности различных каналов реакции, получим:

$$\begin{aligned} \vec{p} + \vec{n} \rightarrow & \frac{1}{2} \{ \vec{N}^{++} + (\vec{\pi}^- + \vec{n}) \} + \frac{1}{3} \{ \vec{N}^+ + (\vec{\pi}^0 + \vec{n}) \} + \frac{1}{6} \{ \vec{N}^0 + (\vec{\pi}^+ + \vec{n}) \} + \\ & + \frac{1}{2} \{ (\vec{p} + \vec{\pi}^+) + \vec{N}^- \} + \frac{1}{3} \{ (\vec{p} + \vec{\pi}^0) + \vec{N}^0 \} + \frac{1}{6} \{ (\vec{p} + \vec{\pi}^-) + \vec{N}^+ \}. \end{aligned}$$

19/

Используя результаты статистического расчета из таблицы I<sup>9/</sup> и соотношения /4/-/7/, получим  $(\rightarrow/\leftarrow) = 1,4$ ,  $((\rightarrow/\leftarrow) \approx 3,3$  и  $\approx 1,0$  для протонов и  $\pi^\pm$ -мезонов в отдельности<sup>10/</sup>. Понятно, что в силу симметрии в случае /PP/ - столкновений  $(\rightarrow/\leftarrow) = 1$ .

8/ Индексы сверху означают заряд изобары.

9/ Резонансное взаимодействие рождающихся в  $(\pi N)$ -столкновении  $\pi$ -мезонов и нуклонов автоматически учтено при статистическом расчете данных таблицы 1 /ср. /14/, /15//.

10/ При этом мы снова положили  $\sigma_d/\sigma_{int} = (\frac{1}{2} \div \frac{1}{3})$ . Без учета дифракционного  $(\pi N)$ -рассеяния  $(\rightarrow/\leftarrow) = 1,3$ .

Зарядовая асимметрия  $(\rightarrow/\leftarrow) > 1$  обусловлена, в основном, протонами, рожденными при распаде изобары /в особенности  $N^{++}$ /. Выделенная роль протонов соответствует экспериментальным указаниям<sup>11/</sup>.

Как и при расчете процессов, соответствующих диаграммам  $a$  и  $b$  на рис. 2, варьирование в широком пределе значения средней энергии периферического мезона  $\bar{\varepsilon}$  /или, что эквивалентно,  $-\tau_0$ / не меняет вывода о зарядовой асимметрии в направлении вперед. Эта асимметрия заметно уменьшается лишь для малых  $\tau_0$ , когда в  $(\pi N)$ -столкновениях рождается очень много заряженных частиц.

Протоны, образующиеся при распаде изобары, а также протоны из процессов с диффракционным рассеянием периферического мезона летят в системе центра масс сталкивающихся нуклонов под малыми углами<sup>12/</sup>. Как следует из рис. 4, заряженные частицы, рождающиеся при центральных столкновениях, распределены в этой системе координат приблизительно изотропно. Поэтому, несмотря на то, что периферические столкновения в целом составляют  $\sim 17\%$  от центральных столкновений, зарядовая асимметрия в области малых углов может быть целиком обусловлена периферическими столкновениями. Если учесть, что заряженные частицы, образовавшиеся в актах множественного рождения при периферических  $(\pi N)$ -столкновениях, распределены также в более широком угловом интервале, чем протоны от распада изобары и из процессов с диффракционным  $(\pi N)$ -рассеянием, то зарядовая асимметрия еще несколько возрастет.

С увеличением угла  $\theta$  теоретическое значение отношения  $(\rightarrow/\leftarrow)$  приближается к единице. На опыте это отношение значительно превосходит

11/ Нетрудно показать в общем виде, что отношение  $(\rightarrow/\leftarrow)$ , обусловленное только  $\pi^\pm$ -мезонами, равно единице. Для этого надо лишь учесть, что после замены  $p \leftrightarrow n$  большее число заряженных частиц будет лететь в обратную сторону. Но при такой замене одновременно надо сделать замену  $\pi^0 \leftrightarrow \bar{\pi}^0$ ,  $\pi^\pm \leftrightarrow \bar{\pi}^\mp$ ; при этом число заряженных мезонов, летящих вперед или назад, не меняется.

12/ Учитывая, что в системе координат, связанной с изобарой, средний импульс образовавшихся при ее распаде протонов равен приблизительно 0,23 Бэв/с, нетрудно убедиться, что в системе центра масс сталкивающихся нуклонов большинство этих протонов будет вылетать под углами  $\theta < 15^\circ$ .

единицу  $1,8 \pm 0,2$  даже при  $\theta = \pi/2$ . Однако заключения о зарядовой асимметрии в работах <sup>17/, 18/</sup> основаны на пересчете экспериментального углового распределения рождающихся частиц из лабораторной системы координат в систему центра масс сталкивающихся нуклонов. Так как в настоящее время экспериментальный энергетический спектр рождающихся в  $(NN)$ -столкновении частиц почти неизвестен, то переход в систему центра масс, выполненный в работах <sup>17/, 18/</sup>, связан с ошибками. По-видимому, эти ошибки меньше в области малых углов; однако, говорить о каких-либо количественных результатах еще преждевременно <sup>13/</sup>. Экспериментальное изучение величины  $(\rightarrow/\leftarrow)$  в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  представляет принципиальный интерес. Возможно окажется необходимым уменьшить величину  $Z_0$ .

#### 5. Среднее число частиц, рождающихся в неупругих столкновениях нуклонов

В нашей грубой модели периферических столкновений, когда для расчетов использовалось среднее значение энергии периферических мезонов  $\bar{\epsilon}$ , можно надеяться получить со сравнительно небольшой ошибкой лишь оценки эффектов, связанных со средним числом рождающихся в этих столкновениях частиц. Для периферических столкновений с малым числом рождающихся частиц среднее значение энергии  $\bar{\epsilon}$  ниже использованного нами  $\bar{\epsilon} = 3$  Бэв, так как статистические веса процессов с малым числом частиц в  $(\pi N)$ -столкновениях уменьшаются с ростом энергии. Наоборот, для событий с большим числом частиц, рождающихся в  $(\pi N)$ -столкновениях, среднее значение энергии  $\bar{\epsilon}$  выше, так как статистические веса таких процессов возрастают с энергией.

Среднее число заряженных частиц, рождающихся в периферическом  $(pn)$  столкновении  $n_p = \bar{n} + \bar{\bar{n}} \approx 3,1$ , что близко к числу заряженных частиц  $n_c = 3,2$ , рождающихся при центральных столкновениях.

---

<sup>13/</sup> Например, в наиболее интересной области малых углов статистическая ошибка достигает величины самого эффекта. Так  $(\rightarrow/\leftarrow) = 1,3 \pm 0,3$  для равновеликих угловых интервалов  $0^\circ \leq \theta \leq 26^\circ$  и  $154^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ . Однако, имеются экспериментальные указания, что зарядовая асимметрия имеет место, в основном, для углов  $\theta < 60^\circ$  и, соответственно,  $\theta > 120^\circ$  <sup>17/</sup>.

Теоретические значения чисел заряженных частиц, рождающихся в одном акте неупругого  $(pp)$  и  $(pn)$  - столкновений,  $n_{(pp)} = 3,5$  и  $n_{(pn)} = 3,2$  несколько превосходят соответствующие экспериментальные значения  $n_{(pp)} = 3,22 \pm 0,12$  и  $n_{(pn)} = 2,82 \pm 0,13$ <sup>17/</sup>. Однако в настоящее время нельзя придавать серьезного значения этому различию. Очень возможно, что оно обусловлено тем, что частицы, родившиеся при столкновении первичного протона с квазисвободным нуклоном на периферии атомного ядра, могут поглотиться в этом ядре и вызвать его распад. Критерии отбора  $(NN)$  - столкновений, использованные в работах<sup>14/, 16/, 17/</sup> автоматически исключают такие события. Для  $(NN)$  - звезд с большим числом лучей угловое распределение родившихся частиц является более широким и, следовательно, поглощение частиц в ядре более вероятным<sup>17/</sup>. Поэтому следует ожидать, что наблюдавшаяся в работах<sup>14/, 16/, 17/</sup> число многолучевых звезд несколько завышено. Этот эффект более вероятен для  $(pn)$  - столкновений, так как большая часть  $(pp)$  - столкновений является столкновениями с ядрами водорода в то время, как во всех  $(pn)$  - столкновениях нейтрон является квазисвободным. Эти соображения подтверждаются также тем, что отношение  $[n_{(pn)теор.} - n_{(pn)эксп.}] / n_{(pn)эксп.}$  для  $(pn)$  - столкновений оказывается большим соответствующего отношения для  $(pp)$  - столкновений.

Рассмотренная нами модель позволяет также вычислить среднее число заряженных частиц, вылетающих в лабораторной системе координат в заданный интервал телесного угла. Как показали расчеты, с учетом периферических столкновений теоретическое число частиц, вылетающих в области малых углов  $\theta < 10^\circ$ , оказывается близким к экспериментальному /ср. выше § 2 и<sup>14/</sup>/. Однако, этот вопрос требует более тщательного изучения, так как использованная нами модель еще слишком груба. Возможно, что в угловые распределения частиц в малолучевых звездах заметный вклад даст учет закона сохранения момента количества движения.

### 6. Заключение

Таким образом, совместным рассмотрением центральных и периферических столкновений удастся объяснить все имеющиеся в настоящее время

основные экспериментальные результаты по неупругому ( $pp$ ) - и ( $p\pi$ ) - взаимодействию<sup>14/</sup>. Во второй части работы /будет опубликовано/ мы подробно рассмотрим средние потери энергии в центральных и периферических столкновениях /Предварительные результаты см. в<sup>12/</sup>/.

В заключение мы выражаем нашу глубокую благодарность Д.И.Блохинцеву за обсуждение и ценные советы, а также В.И.Векслеру за обсуждения и ценные критические замечания, стимулировавшие нашу работу. Мы благодарны также Н.П.Богачеву и И.М.Граменицкому за обсуждение результатов экспериментальных работ<sup>16/, 17/</sup>.

Т а б л и ц а 1

Сталкивающиеся частицы	Среднее число протонов	Среднее число $\bar{K}^+$ -мезонов
$\pi^- p$	0,41	1,69
$\pi^+ p$	0,75	1,87
$\pi^0 p$	0,59	1,69
$\pi^- n$	0,25	1,87
$\pi^+ n$	0,59	1,69
$\pi^0 n$	0,41	1,69

14/ Отметим, что разделение неупругих столкновений на центральные и периферические применимо также и для ( $\pi N$ ) -столкновений. Периферические столкновения в этом случае обусловлены ( $\pi\pi$ ) -взаимодействием. Оптический анализ ( $\pi N$ ) -столкновений при энергиях  $E = 1 \div 5$  Бэв указывает на заметный вклад таких столкновений в полное сечение рассеяния /17/.

Л и т е р а т у р а

1. D.I.Blokhintsev, CERN Symposium; 2, 155 (1956);
2. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов; УФН /в печати/.
3. В.С.Барашенков, "Множественное образование частиц в опытах с девятибэвными протонами". Материалы всесоюзной межвузовской конференции по квантовой теории поля и теории элементарных частиц. Ужгород, 2-6 октября 1958 г.
4. V.S.Barashenkov, V.A.Belyakov, E.G.Bubelev, Wang Shou Feng, V.M.Maltsev, Ten Gyn, K.D.Tolstov; Nucl.Phys. 9, 74 (1958).  
В.С.Барашенков, Ван Шу-фень, К.Д.Толстов. Атомная энергия, 5, 453 /1958/.
5. V.S.Barashenkov, B.M.Barbashov, E.G.Bubelev, Nuovo Cim. 7, Suppl. n.I, II7 (1958).  
V.S.Barashenkov, B.M.Barbashov, E.G.Bubelev, B.M.Maksimenco, Nucl.Phys. 5, I7 (1957).
6. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Ю.П.Мерекон, В.М.Сидоров, ДАН, 121, 617 /1958/.
7. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мерекон, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдендорж /будет опубликовано/.  
И.М.Граменицкий, доклад на рабочем совещании по неупругим /*sw* / - взаимодействиям, Дубна, март, 1959 г.
8. В.И.Векслер, доклад на 2-й международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958.
9. W.B.Forwler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittermere; Phys.Rev. 95, n.4, 1026 (1954).
10. W.Heltler, H.W.Peng; Proc. RIA 40, 101 (1943).
11. В.С.Барашенков "Оптический анализ взаимодействия быстрых нуклонов и пионов с нуклонами и ядрами"; Материалы всесоюзной межвузовской конференции по квантовой теории поля и теории элементарных частиц, Ужгород, 2 - 6 октября 1958 .

12. В.С. Барашенков, В.А. Беляков, Ван Шу-фень, В.В. Глаголев, И. Долхажав, Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебедев, В.М. Мальцев, П.К. Мереков, К.Д. Толстов, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Яо Цын-се, Nucl.Phys. /в печати/.
13. D.I. Blokhintsev, V.S. Barashenkov, B.M. Barbashov, Nuovo Cim. /в печати/.
14. С.З. Беленький, В.М. Максименко, А.И. Никишов, И.Л. Розенталь, УФН, 62, 1 /1957/;  
В.М. Максименко, ЖЭТФ, 35, 1302 /1958/.
15. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, Phys. Polonica, 17, 177 (1958).
16. R.C. Whitten, M.M. Blogk; Phys. Rev. III, 1676 (1958).  
Здесь же приведена библиография для  $E = 1 \div 5$  Бэв.
17. D.I. Blokhintsev, V.S. Barashenkov, V.G. Grishin; Nuovo Cim. ЖЭТФ, 35, 311 /1958/.

Примечание при корректуре

В.И. Векслер нас информировал, что И.Е. Тамм для объяснений угловой асимметрии при столкновении нуклонов также рассматривал модель с остаточной изобарой. При этом предполагалось, что при столкновении периферического мезона с другим нуклоном рождается либо один нуклон, либо только одна изобара. Модель И.Е. Тамма близка к рассматривавшейся нами в [3] /также Е. Михул; не опубликовано/. В дальнейшем мы отказались от этой модели, так как вероятность образования в  $(\pi N)$ -столкновении всего лишь одной частицы мала /см. выше/.

Работа поступила в издательский отдел 13 мая 1959 года.



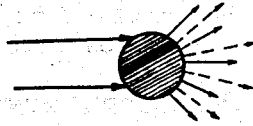


Рис 1.

Неупругое центральное столкновение нуклонов. Сплошные линии - нуклоны; пунктирные линии  $\pi$ -мезоны. Заштрихованный узел рассчитывается с помощью статистической теории.

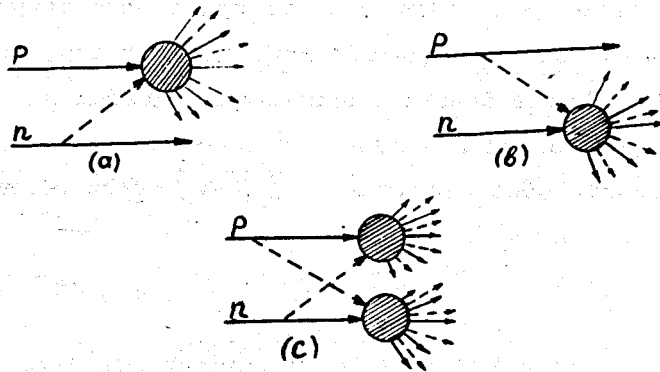


Рис 2.

Неупругое периферическое столкновение. Сплошные линии - нуклоны; пунктирные линии  $\pi$ -мезоны.

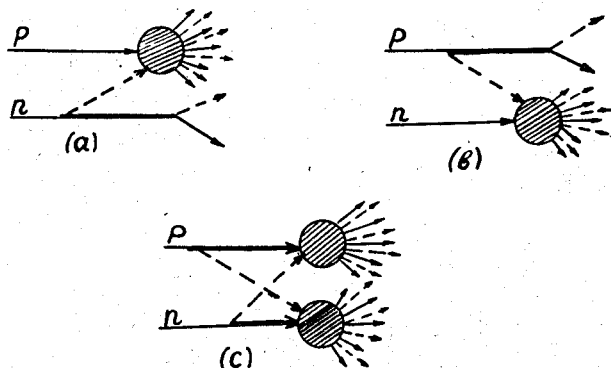


Рис 3.

Неупругое периферическое столкновение нуклонов. Нуклон, испустивший  $\pi$ -мезон, переходит в изобарное состояние. Тонкие сплошные линии - нуклоны; толстые сплошные линии - изобары; пунктирные линии -  $\pi$ -мезоны.

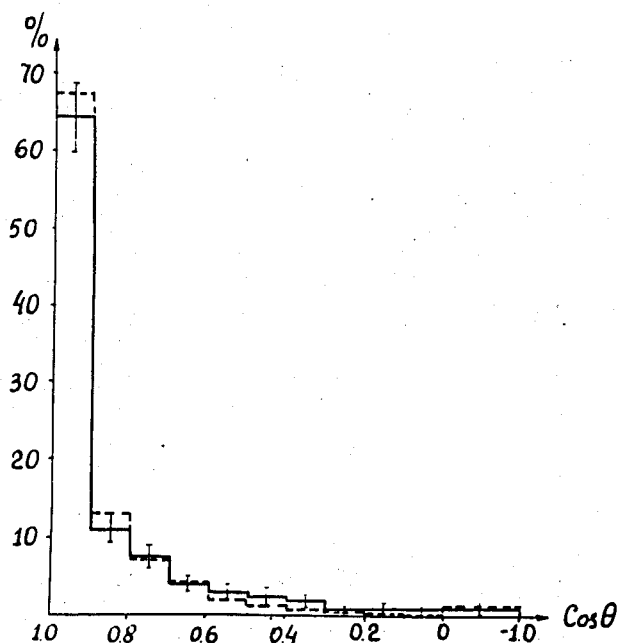


Рис. 4.

Угловое распределение заряженных частиц, испущенных в  $NN$ -столкновениях в телесный угол  $\Delta\Omega = \Omega(\theta_2) - \Omega(\theta_1)$  в процентах/.

Сплошная кривая - экспериментальная гистограмма. Указаны средние статистические ошибки. Пунктирная кривая - теоретическая гистограмма. Лабораторная система координат.

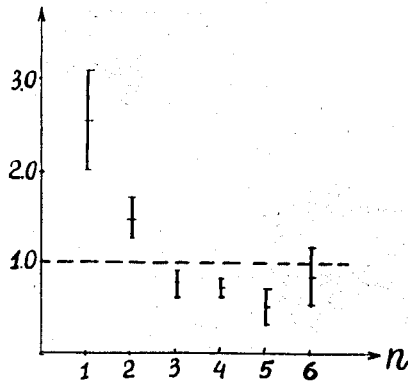


Рис 5.

Отношение экспериментального числа звезд с различным числом лучей к рассчитанному по статистической теории. На оси абсцисс указано число лучей в звезде. Четное число лучей -  $PP$ -столкновения; нечетное число лучей -  $PP$ -столкновения. Указаны средние статистические ошибки.

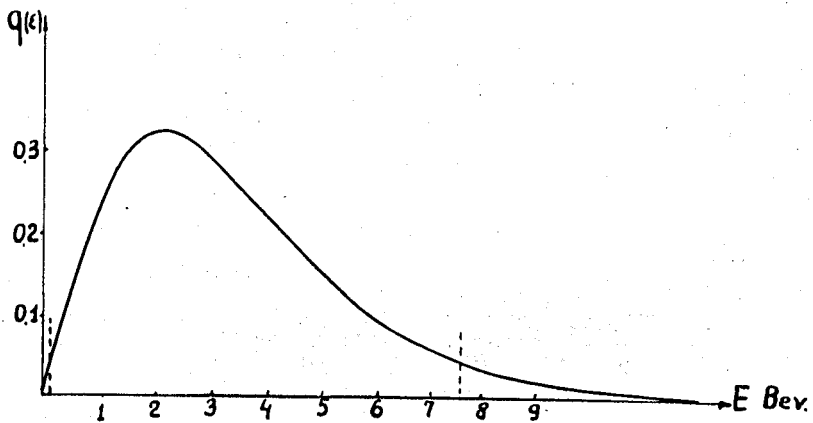


Рис 6.

Энергетический спектр периферических мезонов нуклона, движущегося в лабораторной системе координат с кинетической энергией  $E=9$  Бэв. По оси абсцисс отложена энергия мезона в Бэв. Пунктиром отмечены пределы интегрирования  $\epsilon = \mu$  и  $\epsilon = \epsilon^*$ .