



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 8387

Б-854

БОУС

Эрнст Гербертович

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ
АДРОНОВ В ПРОТОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ, ДОСТИЖИМЫХ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

1 - 8387

Работа выполнена в лаборатории элементарных частиц
Института физики высоких энергий Академии Наук Казахской ССР

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР М.Г. МЕЩЕРЯКОВ

доктор физико-математических наук, профессор В.С. МУРЗИН

доктор физико-математических наук, профессор И.Л. РОЗЕНТАЛЬ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики
(г.Москва)

Автореферат разослан "___" _____ 1974 года

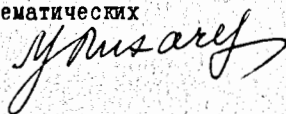
Защита состоится "___" _____ 1974 года

в ___ час. на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна, Московской обл., Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

наук



М.Ф. ЛИХАЧЕВ

БОУС

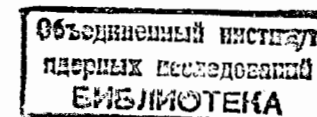
Эрнст Гербертович

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ
АДРОНОВ В ПРОТОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ, ДОСТИЖИМЫХ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Важную роль в физике высоких энергий играют исследования неупругих протон-нуклонных взаимодействий, поскольку среди адронов протоны являются единственными элементарными частицами, которые могут быть непосредственно ускорены в самом широком диапазоне импульсов. После запуска крупнейших ускорителей (ОИЯИ, Дубна - 10 ГэВ/с; ЦЕРН, Женева - 24 ГэВ/с; ИФВЭ, Серпухов - 76 ГэВ/с; FNAL, Батавия - 100-400 ГэВ/с; ЦЕРН, Женева, ISR - 500-2000 ГэВ/с) стало возможным изучать эти взаимодействия в области энергий, ещё недавно исследовавшейся с помощью космических лучей. Широкий диапазон энергий, который при этом охватывается, создаёт уникальные возможности проверки предсказаний моделей, созданных к настоящему времени для описания множественных процессов. В интервале импульсов 10-24 ГэВ/с (ОИЯИ, Дубна; ЦЕРН, Женева) существенный вклад в сечения неупругих реакций вносят события небольшой множественности ($n_{ch} < 6$). Здесь основное внимание уделяется исследованию резонансных состояний адронов, квазидвухчастичных реакций, выделяемых из событий с известным числом частиц в конечном состоянии (эксклюзивные реакции). С ростом начального импульса ускоренных протонов увеличивается доля многолучевых событий, а выделение эксклюзивных реакций становится менее эффективным и позволяет использовать лишь незначительную часть информации, содержащейся в наблюдаемых взаимодействиях. Однако до основополагающих теоретических работ А. Логунова ^{/1/} и Р. Фейнмана ^{/2/} исследованиям многочастичных процессов не уделялось достаточного внимания, поскольку считалось, что сложность конечных состояний не позволяет получить существенную для теории информацию. Исследование таких реакций стало быстро расширяться после предсказания масштабной инвариантности сильных взаимодействий ^{/1,2/}, заключающейся в том, что в инклюзивных реакциях $A+B \rightarrow c + \text{"все остальные"}$ структурная функция $f = \epsilon \frac{d^3\sigma}{d^3p}$ перестаёт в асимптотической

области энергий зависят от S , если использовать переменные P_{\perp} и $x = \frac{2P_{\perp}}{\sqrt{S}}$, где \sqrt{S} — полная энергия соударяющихся адронов в СЦМ, P_{\parallel} — продольный импульс частиц сорта "с" в СЦМ. Выясняется, что в предельных интервалах изменения Фейнмановской переменной $x \ll 1$ (область пионизации) и $1 - x \ll 1$ (область фрагментации) различные модели дают вполне определенные предсказания для инклюзивных спектров частиц разной природы и их асимптотического поведения. Определенные свойства масштабирования проявляются и в полуинклюзивных реакциях, где фиксировано только число вторичных заряженных частиц (KNO -скейлинг). Все это вызвало необходимость всестороннего анализа накопленного экспериментального материала.

Настоящая работа посвящена исследованию множественного рождения пионов в протон-нуклонных соударениях с помощью двух методик — камерной и эмульсионной. С участием автора проведен анализ неупругих pp - и $p\bar{n}$ -взаимодействий на снимках, полученных в ЦЕРНе с 80-сантиметровой водородной пузырьковой камеры Сакле и с 200-сантиметровой камеры ЦЕРНа с водородным и дейтериевым наполнением, облученных протонами с импульсами 10; 19,1 и 19,2 ГэВ/с соответственно. Эти данные сопоставляются с результатами измерений неупругих $p\bar{n}$ -взаимодействий в ядерных эмульсиях при импульсе $p_{\perp} = 19,8$ ГэВ/с, а также с некоторыми данными, полученными франко-советским сотрудничеством при обработке pp -взаимодействий в водородной пузырьковой камере "Мирабель" (pp -взаимодействия, 69 ГэВ/с) и эмульсионными коллаборациями (Алма-Ата-Дубна-Ленинград-Москва-Ташкент-Улан-Батор, $p\bar{n}$ -взаимодействия, 67 ГэВ/с; Алма-Ата-Ленинград-Москва-Ташкент, $p\bar{n}$ -взаимодействия, 200 ГэВ/с), в работе которых автор принимал участие.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

Первая глава целиком посвящена описанию использованных методик обработки и анализа событий в ядерных фотозэмульсиях и на снимках в

водородных и дейтериевых пузырьковых камерах. Во введении (§ 1) к этой главе рассмотрены сравнительные характеристики обсуждаемых методик. В § 2 подробно разобран фотометод. Описаны уточненные критерии отбора взаимодействий протонов с квазисвободными нуклонами^{/3-5/}. Здесь приводится описание способа измерения плотности ионизационных потерь вторичных релятивистских заряженных частиц в условиях неравномерной проявки эмульсионных слоев^{/6/}. Рассматриваются различные методы определения импульсов таких частиц по измерениям многократного кулоновского рассеяния^{/7/}. На основе этих методов показана возможность идентификации заряженных частиц вплоть до импульсов 20 ГэВ/с^{/8/}. Значительное место уделено разработке методики идентификации заряженных частиц по вторичным δ -электронам^{/9/}. В § 3 рассматривается методика идентификации частиц с помощью δ -электронов применительно к водородным пузырьковым камерам^{/10/}. Показано, что этот метод позволяет получить непосредственную информацию о природе заряженных частиц в области импульсов $p > 2$ ГэВ/с, где идентификация частиц по ионизационным измерениям невозможна^{/11/}. Выяснена эффективность метода и способы его дальнейшего усовершенствования. В этом параграфе приведено описание высокопроизводительного автоматического устройства (ТИП-1) для измерения плотности ионизационных потерь, созданного в ИФВЭ АН Каз.ССР^{/12/}, и проведен анализ различных методов оценки ионизационных параметров треков в пузырьковых камерах^{/13-16/}. При геометрической реконструкции событий, кинематической идентификации каналов реакций и анализе спектров эффективных масс^{/17-21/} был использован комплекс программ, разработанных в ЛВТА ОИЯИ (г. Дубна) и в ИФВЭ (г. Серпухов) применительно к отечественным вычислительным машинам БЭСМ-4 и БЭСМ-6.

Исследованию полуинклюзивных реакций посвящена вторая глава диссертации. В начале этой главы (§ 2) проведено сравнение лучево-

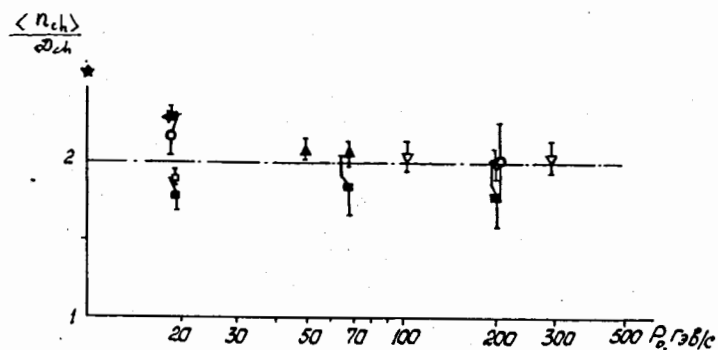


Рис.1. Зависимость отношения $\frac{\langle n_{ch} \rangle}{\mathcal{D}_{ch}}$ от первичного импульса. Неупругие pp -взаимодействия: \blacktriangle - ВПК "Миранель"; ∇ - ВПК, Бадтавия, NA1 [29]. Наши данные: \star - pp - ВПК ($P_0 = 10; 19,1$ ГэВ/с [22]), \circ - pp - Яд.эм. ($P_0 = 19,8$ ГэВ/с [5], $P_0 = 200$ ГэВ/с [27]). Неупругие p_n -взаимодействия: \square - ДПК ($P_0 = 19,2$ ГэВ/с [23]); \blacksquare - ядерные эмульсии [5, 26, 20, 27].

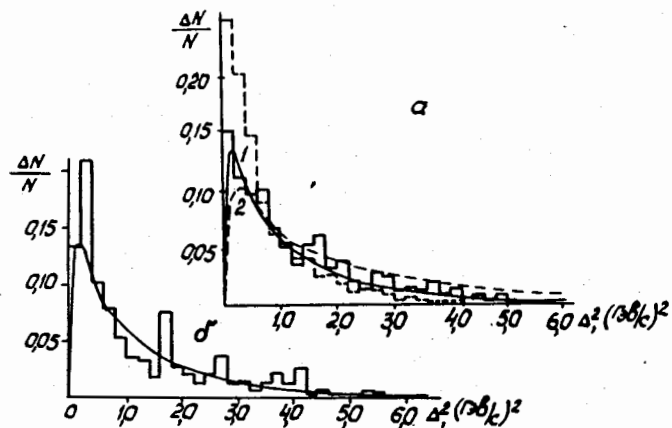


Рис.2. Распределение по переданным четырехимпульсам протонов из протон-нейтронных взаимодействий при импульсе 19,2 ГэВ/с, а - протоны из передней полусферы ($\theta_c^* < \frac{\pi}{2}$) ЦМ (сплошная гистограмма), пунктирная гистограмма - протоны из четырехлучевых pp -взаимодействий при импульсе $P_0 = 19,1$ ГэВ/с; б - протоны из обратной полусферы ($\theta_c^* > \frac{\pi}{2}$) испытывавшие перезарядку; кривые 1 и 2 получены в моделях периферических NN -взаимодействий соответственно без [44] и с возбуждением нуклонов [71].

го распределения неупругих протон-протонных и протон-нейтронных взаимодействий, зарегистрированных в эмульсии при импульсе 19,8 ГэВ/с (953 взаимодействия) и в 200-сантиметровой камере с водородным и дейтериевым наполнением при импульсах 19,1 и 19,2 ГэВ/с (14779 pp -взаимодействий и 4526 p_n -взаимодействий) [5, 20, 22, 23]. Оказалось, что после выделения когерентных событий на ядрах [24, 25] распределения p_n -взаимодействий по числу лучей, полученные разными методами, хорошо между собой согласуются [23]. Это позволило оценить ход топологических сечений для протон-нейтронных взаимодействий при импульсах 67 (594 соударения) и 200 ГэВ/с (707 взаимодействий), используя результаты эмульсионных работ [26, 27], полученные в сотрудничестве с другими институтами. Для нормировки при этом использованы сечения неупругих протон-нейтронных взаимодействий, измеренные электронными методами. Общая тенденция в поведении топологических сечений для p_n -взаимодействий такая же, как и в протон-протонных соударениях: в интервале первичных импульсов 19-200 ГэВ/с наиболее быстро вымирают события малой множественности, а у событий с $n_{ch} = 9$ происходит насыщение сечения при импульсе 200 ГэВ/с. Во взаимодействиях с $n_{ch} \geq 11$ наблюдается рост топологического сечения. При исследовании зависимости величины $\frac{\langle n_{ch} \rangle}{\mathcal{D}_{ch}} \sim n_{ch}$ от нормированной множественности $n_{ch} / \langle n_{ch} \rangle$ оказалось, что для p_n -взаимодействий в интервале $P_0 = 19-200$ ГэВ/с наблюдается универсальная закономерность ($K\sqrt{D}$ -скейлинг), которая хорошо описывается функцией, предложенной Слаттери [29] для описания pp -соударений.

Другим интересным обстоятельством, выясненным в работе, является различие в поведении отношения $\frac{\langle n_{ch} \rangle}{\mathcal{D}_{ch}}$, где $\mathcal{D}_{ch} = \sqrt{\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2}$ - дисперсия лучевого распределения (рис.1). Если в pp -соударениях с увеличением первичного импульса эта величина падает, стремясь к асимптотическому пределу ~ 2 [30] при импульсах > 100 ГэВ/с, то для p_n -соударений это отношение растёт

достигая асимптотического предела "снизу". Поскольку рассчитанные по отрицательным частицам интегральные корреляционные функции $f_- = \langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2 - \langle n_- \rangle$ совпадают для неупругих pp - и $p\bar{p}$ - взаимодействий, можно заключить, что отмеченное различие целиком определяется избыточным зарядом, "вносимым" нуклонами. В § 3 анализируются угловые распределения вторичных частиц из протон-нуклонных взаимодействий. В диапазоне первичных импульсов $10-200$ ГэВ/с наблюдается общая закономерность - с ростом множественности анизотропия углового распределения заряженных частиц в СЦМ уменьшается /26,27,33,34,36-39/. В интервале $p_0 = 67 \pm 200$ ГэВ/с для событий малой множественности ($n_{ch} < \bar{n}_{ch}$) получена оценка сечения процессов с асимметричным угловым распределением вторичных частиц в СЦМ ($\sigma \lesssim 2,5$ мбн). Возникновение таких событий объясняется дифракционным или изобарным возбуждением одного из сталкивающихся нуклонов. При начальном импульсе $19,8$ ГэВ/с образование асимметричных ливней можно объяснить статистическими флуктуациями /36,38/. Более тонкий анализ свойств бозонных систем (§ 4) в реакциях с двумя идентифицированными протонами в конечном состоянии подтверждает этот вывод при импульсах 10 и $19,8$ ГэВ/с /40-42/.

В § 5 приведены данные о числе вторичных заряженных частиц различной природы /19,20,22,43/. Полученные с помощью ядерных фотоэмульсий и пузырьковых камер (до импульсов $p_0 = 30$ ГэВ/с) экспериментальные результаты хорошо согласуются с предсказаниями статистической модели. Возникающие в работах отличия объясняются неоднородным разделением заряженных каонов и нуклонов: среднее число протонов в pp -соударениях колеблется в пределах $\langle n_p \rangle = 0,8 \pm 1,2$ при относительной стабильности суммы числа положительных частиц ($\sim 1,2$) с массой, превышающей массу пионов (K^+ - мезоны, протоны)

В интервале импульсов $p_0 = 19,1 \pm 19,8$ ГэВ/с /19,20,22,43/ изучается поведение кинематических характеристик вторичных частиц в событиях с различной множественностью (§ 6). С помощью эмульсионной

методики /19,20/ показано, что при изменении множественности от 2 до 8 в pp - и от 3 до 11 в $p\bar{p}$ - взаимодействиях в СЦМ наблюдается качественное отличие импульсных и угловых распределений для пионов и протонов: если импульсное распределение для вторичных пионов меняется незначительно, то для протонов оно смещается существенно в сторону меньших значений. В поведении угловых распределений этих частиц наблюдается обратная картина: с ростом n_{ch} угловое распределение пионов изменяется значительно быстрее и при $n_{ch} > 8$ уже становится изотропным в СЦМ, в то время как у протонов угловое распределение остается резко коллимированным в направлении движения первичных частиц даже для предельно больших множественностей /19,20/. Такой характер зависимости кинематических величин вторичных адронов от множественности не согласуется ни со статистической моделью, ни с моделью однопионного обмена. Этот результат качественно интерпретируется на основе партонной модели. В § 6 приведены результаты анализа неупругих протон-нейтронных взаимодействий, зарегистрированных в 200-сантиметровой дейтериевой камере при импульсе $19,2$ ГэВ/с (1132 события /43/). Показано, что протоны в результате этих взаимодействий значительно сильнее коллимированы относительно оси столкновения, чем заряженные пионы. В СЦМ оценены коэффициенты угловой асимметрии для заряженных пионов различных знаков: $\eta_{\pi^+} = 0,11 \pm 0,02$, $\eta_{\pi^-} = -0,10 \pm 0,02$. Вследствие методических трудностей, возникающих при идентификации частиц тяжелее пионов, можно лишь оценить интервал значений η для протонов: $-0,16 < \eta_p < 0,26$.

Из данных, полученных с помощью пузырьковых камер и ядерных эмульсий, следует, что при импульсах $p_0 = 19,1-19,8$ ГэВ/с отношение всей потерянной нуклонами энергии к энергии, уносимой заряженными пионами, заметно превышает $3/2$. При этом доля кинетической энергии в СЦМ, уносимая одним заряженным пионом, слабо зависит от мно-

жественности и составляет $\sim 15\%$, а средний коэффициент неупругости $\langle K_{pn} \rangle = 0,61 \pm 0,02$. На экспериментальном материале, полученном с использованием водородных пузырьковых камер, изучены кинематические характеристики вторичных протонов и пионов из четырехлучевых событий (1554 pp -взаимодействия при $P_0 = 10$ ГэВ/с и 775 pp -взаимодействий при $P_0 = 19,1$ ГэВ/с [22]), которые в этом диапазоне импульсов наиболее близко воспроизводят суммарные результаты. Исследованы корреляции в передаче четырехмерных импульсов от соударяющихся протонов p_{in} и p_t к вторичным протонам в реакции $p_{in} + p_t \rightarrow p_A + p_B + \text{"все остальное"}$. При вычислении значений $\Delta_{A(B)}^2 = (p_{in(t)}^4 - p_{A(B)}^4)^2$ предполагалось, что нуклоны в СЦМ не могут рассеяться от направления своего первоначального движения на углы, большие $\theta_c = \pi/2$. Наиболее существенное отклонение от однопионной обменной модели [44] наблюдается в области малых переданных импульсов Δ_A^2 и $\Delta_B^2 < 0,3$ (ГэВ/с) 2 , где экспериментальные величины значительно превышают теоретические значения. Такое "сверхпериферическое" поведение протонов (рис.2,а, пунктирная гистограмма соответствует $P_0 = 19,1$ ГэВ/с) указывает на существенное отклонение от предсказаний модели однопионного обмена. Эта гистограмма в работе сопоставляется с Δ^2 -распределениями, полученными для вторичных протонов, вылетающих из 1132 pn -взаимодействий при импульсе 19,2 ГэВ/с в переднюю ($\theta_c \leq \pi/2$, рис.2,а) и обратную ($\theta_c > \pi/2$, рис.2,б) полусферы. В случае "перезарядившихся" нейтронов мишени (рис.2,б) наблюдается сдвиг распределения в сторону больших значений Δ^2 , в сравнении с распределением "неперезарядившихся" протонов из передней полусферы (рис.2,а). Следует отметить, что и для "неперезарядившихся" протонов распределения существенно сдвинуты в сторону больших Δ^2 по сравнению с протонами из pp -взаимодействий: так, для pp -взаимодействий в области $\Delta^2 < 1$ (ГэВ/с) 2 содержится 75% всех вторичных протонов, а в pn - только 50%. Учитывая, что в обоих случаях использовалась одна и та же 200-сантимет-

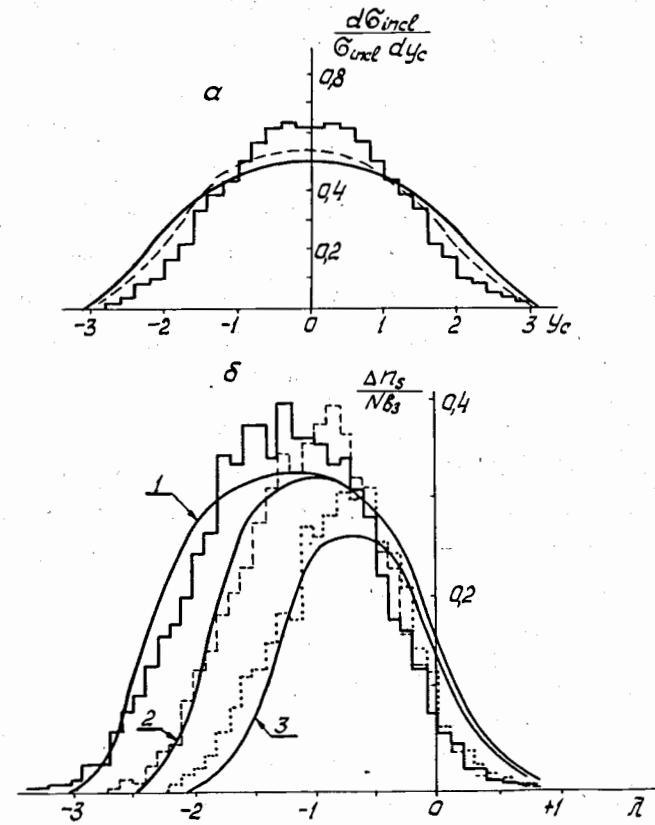


Рис.3,а. Распределение π^- -мезонов из реакции $pp \rightarrow \pi^- + \text{"все остальное"}$ при импульсе $P_0 = 69$ ГэВ/с по быстротам Y_c в СЦМ [45]. Кривые рассчитаны при значениях $\langle P_1^2 \rangle = 4 \mu^2$ (сплошная кривая) и $\langle P_1^2 \rangle = 1 \mu^2$ (пунктирная кривая).
 б. Распределения ливневых частиц из неупругих взаимодействий с квазисвободными нуклонами ядерных эмульсий по переменной $\lambda = \lg \tan \theta$, нормированные на одно соударение: 1 - $P_0 = 200$ ГэВ/с (1620 взаимодействий [27]); 2 - $P_0 = 67$ ГэВ/с (1403 взаимодействия [26, 39]) и 3 - $P_0 = 19,6$ ГэВ/с (732 взаимодействия [38]). Кривые 1, 2 и 3 рассчитаны при значениях $\langle P_1^2 \rangle = 4 \mu^2$ и $G_{in} = 32$ мбн.

ровая пузырьковая камера и идентичная методика обработки неупругих взаимодействий, можно заключить, что возможная примесь состояний с $T=0$ ($T_z = 0$) приводит в случае $p\bar{p}$ -взаимодействий к смещению спектров Δ^2 в сторону больших величин. Это качественно соответствует увеличению вклада центральных взаимодействий /43/.

Третья глава посвящена исследованию инклюзивных реакций типа $p\bar{p} \rightarrow \bar{p} + \text{"все остальное"}$ и $p\bar{p} \rightarrow p + \text{"все остальное"}$. В § 1 дается определение инклюзивных реакций. В § 2 изложены основные кинематические соотношения, полезные при изучении инклюзивных реакций, и рассматривается их поведение в различных кинематически разрешенных областях изменения фейнмановской переменной x . В § 3 обсуждаются следствия из различных модельных представлений, развитых к настоящему времени. В начале параграфа проводится сравнение распределений величин $\lambda = \lg \lg \theta$ для ливневых частиц из протон-нуклонных взаимодействий при импульсах 19,8; 67 и 200 ГэВ/с, из которого следует, что в области фрагментации нуклона-мишени ($\lambda \geq 0$, рис.3,б) эти распределения, нормированные к одному взаимодействию, совпадают. Таким образом, подтверждается идея скейлинга в области фрагментации нуклонов. Из моделей получены структурные функции $\rho(x, P_1^2, s) = \varepsilon \frac{d^3\sigma}{d^3P}$ и на их основе рассчитаны распределения вторичных частиц по различным кинематическим характеристикам. Согласно с экспериментом в рассмотренных модификациях термодинамических моделей в интервале первичных импульсов $P_0 = 69-200$ ГэВ/с не наблюдается. Основная причина состоит в том, что соответствующие структурные функции ρ скейлинг-инвариантны.

В § 3 рассмотрены и некоторые масштабно-инвариантные модели. Показано, что эмпирическая функция, предложенная в работе /47/ для описания кинематических характеристик вторичных частиц, не согласуется с экспериментальными данными. Приведено сравнение экспериментальных данных с интерполяционной формулой /48/, которая обладает тем свойством, что при $x \rightarrow 1$ переходит к известному

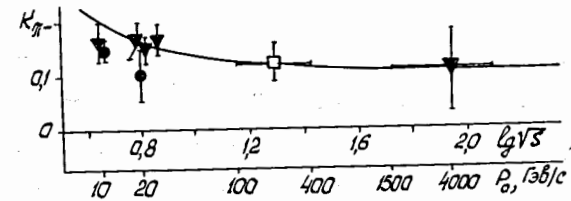


Рис.4. Коэффициент неупругости: • -наши данные/51/, полученные с помощью методики ВПК при $P_0 = 10$ и 19,1 ГэВ/с; ▼ -данные, полученные с помощью фотозуммиционной методики в работах: /37,52/ - $P_0 = 9$ ГэВ/с, /53/ - $P_0 = 19,8$ ГэВ/с, /54/ - $P_0 = 27$ ГэВ/с, /55,56/ - $P_0 \approx 4100$ ГэВ/с; □ -данные работы /57/, выполненной с помощью камеры Вильсона и ионизационного калориметра, $P_0 \approx 100+400$ ГэВ/с. Кривая рассчитана при $\langle P_1^2 \rangle = 6 \mu^2$ и $A^1 = 133.03$ (мбн ГэВ⁻² с²).

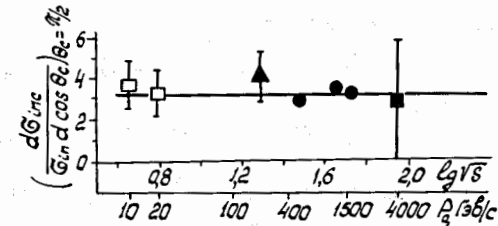


Рис.5. Зависимость дифференциального сечения $(\frac{dG_{inc}}{G_{inc} d \cos \theta_c})_{\theta_c = \pi/2}$ от первичной энергии: □ - $P_0 = 10$ и 19,1 ГэВ/с - наши данные/51/; ▲ - $P_0 = 100+400$ ГэВ/с /57/; • - $P_0 = 500, 1100, 1500$ ГэВ/с ISR /46/; ■ - $P_0 \approx 4100$ ГэВ/с /55,56/. Кривая рассчитана при значениях: $A^1 = 133.03 \frac{мбн}{гэв^2}$, $\langle P_1^2 \rangle = 6 \mu^2$, $G_{inc} = 30$ мбн.

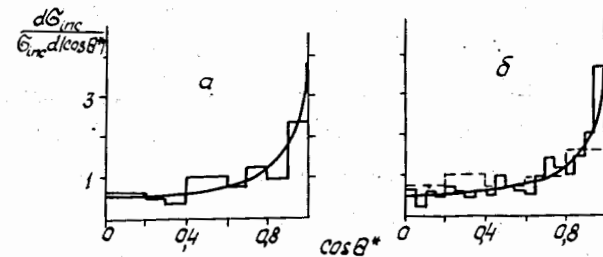


Рис.6. Угловое распределение отрицательных пионов в СЦМ при импульсах $P_0 = 10$ ГэВ/с (а) и 19,1 ГэВ/с (б) (сплошные линии /51/) и всех заряженных пионов при импульсе $P_0 = 19,8$ ГэВ/с (пунктирная гистограмма [38]). Кривые рассчитаны при $\langle P_1^2 \rangle = (4-10) \mu^2$.

трехреджонному пределу $\sim (1-x)^{1-2\alpha(\epsilon)}$, с моделью Nova, с кварковой моделью и показано, что экспериментальные данные, накопленные в диапазоне импульсов 10-1500 ГэВ/с, позволяют существенно сократить число моделей, пригодных для описания экспериментов. В такой ситуации естественно возникновение новых подходов. В § 4 приводится описание феноменологической модели, основывающейся на идее о том, что состояние пионов в реакции $p p \rightarrow \pi^+ +$ "все остальное" может быть описано волновой функцией гауссовского типа, минимизирующей соотношение неопределенности /49/. Для генерированных частиц это приводит к структурной функции вида

$$\rho_{\pi}(x, p_{\perp}^2) = A' \cdot \exp\left\{-\frac{1}{\langle p_{\perp}^2 \rangle} (p_{\perp}^2 + M^2 x^2)\right\}, \quad (1)$$

в которой содержится один параметр $\langle p_{\perp}^2 \rangle$, слабо зависящий от энергии. Для "сохранившихся" частиц (нуклонов) нами предложена формула /50/

$$\rho_{N}(p_{\perp N}^2, x_N) = B'_N \cdot \exp\left\{-\frac{1}{\langle p_{\perp N}^2 \rangle} [p_{\perp N}^2 + M^2 (x - \langle |x_N| \rangle)^2]\right\}, \quad (2)$$

в которой содержится два параметра $\langle p_{\perp N}^2 \rangle$ и средний коэффициент неупругости $\langle |x_N| \rangle \simeq (1 - \langle K_N \rangle)$ при $S \gg M^2$, который также не изменяется с ростом первичной энергии. Для вторичных пионов предлагаемая модель приводит к хорошему описанию пионных инклюзивных спектров. Далее в § 4 на основе структурных функций (1) и (2) выводятся распределения различных кинематических характеристик вторичных частиц из инклюзивных реакций. При $S \gg M^2$ получен ряд следствий, в частности, $\langle \epsilon_{\pi} \rangle \sim \frac{\sqrt{S}}{\ln S}$ и k'_{π} (доля энергии, уносимая π -мезонами) $\rightarrow \text{Const}$, $(\frac{d^6 \sigma_{ind}}{d\sigma_{in} d\cos\theta_e})_{\theta_e = \pi/2} \rightarrow \text{Const}$ и др., которые, как это видно из рисунков 4 и 5, хорошо согласуются с экспериментом /51/. Дифференциальные угловые распределения вторичных пионов (рис.6), рассчитанные с помощью (1), вообще слабо зависят от выбора величины параметра $\langle p_{\perp}^2 \rangle$. Достигается удовлетворительное описание распределений пионов по быстротам (рис.3,а) и по переменной Ландау $\lambda = \lg t_3 \theta$ (рис. 3,б). Из всех рассмотренных в § 4 распределений

Таблица 1.

Сечение каналов реакций (мбн) и число измеренных событий в pp -взаимодействиях при импульсе 10 Гэв/с (81 см ВПК Сакле) /58/

Реакция	σ	N	Реакция	σ	N	Реакция	σ	N
2^+ -лучевые	$24,7 \pm 1,2$	1553	4^+ -лучевые	$13,1 \pm 0,6$	1021	6^{++} -лучевые	$2,61 \pm 0,32$	273
$pp \rightarrow pp$	$8,9 \pm 0,9$	410	$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ (3)	$2,3 \pm 0,3$	249	$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (6)	$0,44 \pm 0,12$	44
$\rightarrow pp\pi^0$ (1)	$1,1 \pm 0,2$	96	$\rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ (4)	$2,3 \pm 0,3$	218	$\rightarrow pp\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ (7)	$0,50 \pm 0,14$	51
$\rightarrow p\pi\pi^+$ (2)	$4,1 \pm 0,5$	252	$\rightarrow p\pi\pi^+\pi^+\pi^-$ (5)	$2,5 \pm 0,3$	234	$\rightarrow p\pi\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (8)	$0,64 \pm 0,16$	68
$>I$ нейтр.	$9,5 \pm 0,7$	723	$>I$ нейтр.	$5,3 \pm 0,3$	1029	$>I$ нейтр.	$0,90 \pm 0,18$	104
V^0, κ^+	$1,1 \pm 0,3$	72	V^0, κ^+	$0,7 \pm 0,1$	91	V^0, κ^+, κ^-	$0,12 \pm 0,06$	6

Таблица 2.

Сечение каналов реакций и число измеренных событий в 4-лучевых pp -взаимодействиях при импульсе 19,1 Гэв/с (200 см ВПК ЦЕРНА) /68/

Реакция	σ	N	Реакция	σ	N	Реакция	σ	N
4^+ -лучевые	$13,4 \pm 0,4$	3692	$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ (4)	$2,0 \pm 0,2$	548	$>I$ нейтр.	$8,5 \pm 0,3$	2334
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ (3)	$1,1 \pm 0,1$	276	$\rightarrow p\pi\pi^+\pi^+\pi^-$ (5)	$1,8 \pm 0,2$	435	V^0, κ^+, κ^-	$0,36 \pm 0,07$	98

N - число измеренных событий до использования матрицы корреляций каналов реакций.

нет ни одного, где бы наблюдалось качественное расхождение с экспериментом. Для "сохранившихся" частиц (протонов) структурная функция (2) удовлетворительно описывает экспериментальные данные при значениях $\langle P_{1,n}^2 \rangle = 0,5$ ГэВ/с и $\langle K_n \rangle = 0,5$. В § 4 обсуждаются возможные пути улучшения предложенной модели, которые позволяют рассматривать её в качестве основы для хорошей параметризации экспериментальных данных.

Последняя, четвертая глава посвящена исследованию эксклюзивных реакций в pp -взаимодействиях при импульсах 10 (9020 зарегистрированных событий) и 19,1 ГэВ/с (17700 событий). Из табл. 1 и 2, где приведены сечения идентифицированных каналов реакций (§ 2), следует, что при увеличении первичного импульса от 10 до 19,1 ГэВ/с вклад реакций с рождением 2 и 3 пионов изменяется от 54% сечения 4-лучевых взаимодействий до 37% (топологические сечения четырехлучевых взаимодействий меняются слабо: $\sigma_4 = (13,1 \pm 0,6)$ мбн при $p_0 = 10$ ГэВ/с и $13,4 \pm 0,4$ мбн при $p_0 = 19,1$ ГэВ/с).

В § 3 изучены кинематические характеристики вторичных частиц при первичном импульсе 10 ГэВ/с для реакций, приведенных в табл. 1 /58/. Как и в полуинклюзивных реакциях, угловое распределение вторичных нуклонов мало изменяется при увеличении числа пионов по сравнению с изменением аналогичных распределений для пионов, в то время, как энергетический спектр пионов слабее зависит от числа частиц в реакции, чем спектр протонов. Доля энергии α , уносимая одним пионом, не зависит от знака заряда и слабо изменяется с увеличением числа пионов: $\langle \alpha \rangle = 0,23 \pm 0,02$ при рождении одного пиона и $\langle \alpha \rangle = 0,15 \pm 0,02$ при рождении 5 пионов (при $p_0 = 9$ ГэВ/с /37/ по нашим эмульсионным данным $\langle \alpha \rangle \approx 0,17$).

Если распределения вторичных нуклонов по величинам переданного четырехимпульса $\Delta^2 = 2 \cdot p_0 \cdot p (1 - \cos \theta)$ аппроксимировать экспоненциальной функцией $\frac{d\sigma}{d\Delta^2} = c \exp -A \cdot \Delta^2$, то можно отметить значитель-

но более быстрое изменение параметра наклона A у протонов ($A = 6,1 \pm 0,9$ (ГэВ/с) $^{-2}$ в реакции (1) и $0,6 \pm 0,2$ (ГэВ/с) $^{-2}$ в реакции (8)), чем у нейтронов ($A = 4,3 \pm 1,0$ (ГэВ/с) $^{-2}$ из реакции (2) и $3,6 \pm 1,0$ (ГэВ/с) $^{-2}$ из реакции (8)). Отношения продольных импульсов для пионов одного знака (например, $\frac{\langle P_{11}(19,1) \rangle_{\pi^+}}{\langle P_{11}(10) \rangle_{\pi^+}} = 1,63 \pm 0,13$, $\frac{\langle P_{11}(19,1) \rangle_{\pi^-}}{\langle P_{11}(10) \rangle_{\pi^-}} = 1,5 \pm 0,14$ из реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$) значительно превосходят величину 1,25, рассчитанную из скейлинг-инвариантной функции (1), из чего следует, что в диапазоне импульсов 10–19,1 ГэВ/с масштабная инвариантность для эксклюзивных реакций не соблюдается /60/. Отношение продольных импульсов, определенное в предположении доминирующей роли квазидвухчастичных реакций $pp \rightarrow N_1^* N_2^*$, лучше согласуется с экспериментом /60/.

Вместе с тем, отношения продольных импульсов частиц различной природы, вычисленные для фиксированной первичной энергии, в рассматриваемых эксклюзивных реакциях существенно не меняются при увеличении первичного импульса. В конце параграфа приведены средние значения других кинематических величин для эксклюзивных реакций.

В § 4 обсуждаются методы построения фоновых распределений для эффективных масс различных наборов частиц. Показано, что эмпирический способ, основанный на "перепутывании" частиц из измеренных событий, приводит к недооценке вклада резонансов /61/. Для выделения квазидвухчастичных реакций предложен метод, заключающийся в том, что в каждом событии рассматривается только один набор частиц, который в СЦМ уносит максимальный импульс /63,64/. При первичных импульсах $p_0 > 10$ ГэВ/с вероятность перепутывания пионов от распада резонансов с массами $M < 2$ ГэВ достаточно мала ($\leq 5\%$), что делает применение метода максимального импульса эффективным для событий с малой ($n_{\text{ч}} \leq 4$) множественностью. Показано, что вклад фоновых комбинаций в этом случае уменьшается в наборах (\sqrt{s}) в четыре, а в наборах (\sqrt{s}) в шесть раз /64/.

Таблица 3.

Частичные сечения (мбн) для реакции $pp \rightarrow nN\pi$

Реакция	N	Первичный импульс, ГэВ/с	
		$p_0 = 10$ ГэВ/с (наши данные /65/)	
		Методы исключения фона	
		I	2
$pp \rightarrow pp\pi^0$	96	1, 1 \pm 0,2	1, 1 \pm 0,2
$p\Delta_{1236}^+$		0,30 \pm 0,06	0,28 \pm 0,07
pN_{1400}^+		0,13 \pm 0,04	0,22 \pm 0,06
pN_{1520}^+		0,23 \pm 0,05	0,25 \pm 0,06
pN_{1688}^+		0,21 \pm 0,05	0,16 \pm 0,05
$(pp\pi^0)_{\text{некор}}$			0,19 \pm 0,05
$pp \rightarrow pn\pi^+$	252	4, 1 \pm 0,5	4, 1 \pm 0,5
$n\Delta_{1236}^{++}$		1,34 \pm 0,21	1,26 \pm 0,20
$n\Delta_{1550}^{++}$		0,48 \pm 0,12	0,25 \pm 0,09
$n\Delta_{1950}^{++}$		0,80 \pm 0,16	0,32 \pm 0,10
$p\Delta_{1236}^+$		0,68 \pm 0,15	0,60 \pm 0,14
pN_{1400}^+			0,25 \pm 0,09
pN_{1522}^+		0,80 \pm 0,16	0,43 \pm 0,12
pN_{1688}^+		0,51 \pm 0,12	0,41 \pm 0,11
$(pn\pi^+)_{\text{некор}}$			0,56 \pm 0,13

Примечание: Колонка I соответствует исключению фона, рассчитанного с помощью лоренц-инвариантного фазового объема с учетом вида анизотропного углового распределения вторичных нуклонов /18,62/, колонка 2 - после применения метода максимального импульса /63,64/.

В § 5 приведены данные о реакции $pp \rightarrow nN\pi$ при первичном импульсе 10 ГэВ/с /65/. Впервые рассмотрен канал $pp \rightarrow pp\pi^0$. В табл. 3 представлены сечения различных квазидвухчастичных процессов, которые составляют 85% сечения каналов реакций. Доминирует образование изобары Δ_{1236} , особенно в изотопически чистом состоянии. Спектр эффективных масс $p\pi^+$ -системы хорошо описывается полюсной рэджевской диаграммой с обменом пионной траекторией /66/. При подгонке к экспериментальному распределению четырехмерных переданных импульсов экспоненциальной зависимости $\frac{d\sigma}{d.t} = c \exp -At$ оказалось, что параметр наклона A в интервале $0,02 \leq t \leq 0,35$ (ГэВ/с) 2 /65/, зависит от изоспина и массы изобар ($pp \rightarrow p\Delta_{1236}^+$ - $A = 10,4 \pm 1,8$ (ГэВ/с) $^{-2}$; $pp \rightarrow pN_{1688}^+$ - $A = 5,2 \pm 2,8$ (ГэВ/с) $^{-2}$) и хорошо согласуется с результатами, полученными с помощью счетчиковой методики при близких первичных импульсах.

В § 6 выясняется вклад бозонных и барионных резонансов в реакциях $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ (3), $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ (4), $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^-\pi^0$ (5) при первичных импульсах 10 и 19,1 ГэВ/с /67,68/. При фитировании спектров эффективных масс требовалось выполнение следующих условий: использовались Брейт-Вигнеровские функции только для тех резонансов, которым соответствовали пики как в суммарном распределении, так и в распределениях наборов, предварительно отобранных по уносимому в СЦМ максимальному импульсу; для анализа использовались только наиболее надежно установленные в других экспериментах резонансы - Δ_{1236} , Δ_{1650} , $\sqrt{1470}$, $\sqrt{1520}$, $\sqrt{1688}$, $\sqrt{1870}$ и Δ_{1950} ; в случае близких масс $\sqrt{1470}$, $\sqrt{1520}$ результаты относятся к сумме вклада обоих резонансов; при выборе $\Delta_{3/2}$ или $\sqrt{1/2}$ - резонансов в интервале близких масс (Δ_{1650} или $\sqrt{1688}$) предпочтение отдавалось $\sqrt{1/2}$ резонансам, если $\Delta_{3/2}$ -изобара с близкой массой не проявлялась в наборах частиц ($p\pi^+\pi^0$, $p\pi^+$, $n\pi^-$ и т.д.) с проекцией изоспина $|T_2| = 3/2$, где вклад $\sqrt{1/2}$ -

резонанса исключен. В бозонных наборах частиц фитировались ω -, ρ - и A_2 -мезоны.

При этом выяснено, что в реакциях $\rho\rho \rightarrow \mathcal{N}\mathcal{N}2\pi$ и $\rho\rho \rightarrow \mathcal{N}\mathcal{N}3\pi$ доминирует образование барионных резонансов:

суммарное сечение образования барионных резонансов порядка сечения соответствующих каналов реакций (табл. 1 и 2); образование бозонных резонансов существенно подавлено (0+20% от сечения каналов реакций) в сравнении с вкладом нуклонных изобар;

среди барионных резонансов в интервале первичных импульсов 10-19,1 ГэВ/с доминирует образование Δ_{1236} - изобары, суммарное сечение образования которой составляет 91% и 41% сечения каналов реакции (3) при $p_0 = 10$ и 19,1 ГэВ/с, 88% и 46% - в канале реакций (4) и 79% и 60% - в канале реакции (5), причём наибольший вклад вносит чистое изотопическое состояние с $T_z = \pm 3/2$.

Используя полученные в каналах (4) и (5) сведения о реакциях $\rho\rho \rightarrow \Delta_{1236}(\mathcal{N}\pi) + (\mathcal{N}2\pi)$, с помощью коэффициентов Клебша-Жордана рассчитаны отношения сечений различных зарядовых состояний в предположении, что между нуклонными вершинами осуществляется обмен изовекторной частицей ($\Delta T=1$). В расчёте возникает пять вариантов распада $(\mathcal{N}\pi\pi)$ -системы, но отношение сечений $\frac{\sigma[\rho\rho \rightarrow \Delta^+(\mathcal{N}\pi^+)(\rho\pi^+\pi^-)]}{\sigma[\rho\rho \rightarrow \Delta^+(\rho\pi^0)(\rho\pi^+\pi^-)]} = 0,5$ не зависит от этих вариантов и согласуется с экспериментальными данными: $0,68 \pm 0,19^{0,26}$ при $p_0 = 10$ и $0,88 \pm 0,43^{0,79}$ при $p_0 = 19,1$ ГэВ/с, что можно рассматривать, как экспериментальное доказательство существенной роли обмена изовекторной (пионной) траекторией в рассматриваемых реакциях. Лучшее согласие с экспериментом даёт вариант распада $(\mathcal{N}\pi\pi)$ -системы по квазидвухчастичной схеме: $(\mathcal{N}\pi\pi) \rightarrow \pi + (\pi\mathcal{N})_{T=3/2}$. Это косвенно указывает на то, что роль связанных $(\mathcal{N}\pi)$ -систем незначительна при рассмотренных энергиях.

В заключительном § 7 исследуются квазидвухчастичные процессы $\rho\rho \rightarrow \mathcal{N}_1^* \mathcal{N}_2^*$. В табл. 4 представлены соответствующие сече-

Таблица 4.

Частичные сечения для квазидвухчастичных реакций (мбн)

Реакция	10, ГэВ/с	19, 1 ГэВ/с	Реакция	10, ГэВ/с	19, 1 ГэВ/с	Реакция	10, ГэВ/с	19, 1 ГэВ/с
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	$2,3 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,1$	$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^+\pi^-$	$2,3 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,4$	$pp \rightarrow pn\pi^+\pi^+\pi^-$	$2,5 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,5$
$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)\Delta_{1336}^0(p\pi^-)$	$0,27 \pm 0,05$	$0,06 \pm 0,02$	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)N_{1470}^0(p\pi^+\pi^0)$	$0,13 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,02$	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)N_{1570}^0(n\pi^+\pi^-)$	$0,08 \pm 0,03$	-
$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)N_{1520}^0(p\pi^-)$	$0,29 \pm 0,05$	$0,18 \pm 0,03$	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)N_{1693}^0(p\pi^+\pi^-)$	$0,10 \pm 0,03$	-	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)\Delta_{1650}^0(n\pi^+\pi^-)$	$0,09 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,05$
$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)N_{1698}^0(p\pi^-)$	$0,13 \pm 0,04$	-	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)\Delta_{1950}^0(p\pi^+\pi^0)$	$0,08 \pm 0,03$	-	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)\Delta_{1950}^0(n\pi^+\pi^-)$	$0,11 \pm 0,03$	-
$N_{1470,1520}^+(p\pi^+\pi^-)$	$0,38 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,03$	$\Delta_{1236}^{++}(p\pi^+)N_{1860}^0(p\pi^+\pi^0)$	-	$0,18 \pm 0,05$	$\Delta_{1236}^+(n\pi^+)N_{1470,1520}^+(p\pi^+\pi^-)$	$0,10 \pm 0,03$	-
$\rho\Delta_{1650}^+(p\pi^+\pi^-)$	$0,34 \pm 0,06$	-	$\Delta_{1236}^+(p\pi^+)N_{1470,1520}^+$	$0,16 \pm 0,04$	-	$\Delta_{1236}^+(n\pi^+)N_{1688}^+(p\pi^+\pi^-)$	$0,08 \pm 0,03$	-
$\rho N_{1860}^+(p\pi^+\pi^-)$	-	$0,38 \pm 0,05$	$\Delta_{1236}^+(p\pi^+)N_{1698}^+(p\pi^+\pi^-)$	-	$0,09 \pm 0,03$	$\Delta_{1236}^0(p\pi^+)\Delta_{1650}^{++}(n\pi^+\pi^-)$	$0,07 \pm 0,03$	-
$\rho\Delta_{1950}^+(p\pi^+\pi^-)$	$0,23 \pm 0,05$	-	$\Delta_{1236}^+(p\pi^+)\Delta_{1950}^+(p\pi^+\pi^-)$	$0,12 \pm 0,03$	$0,04 \pm 0,01$			
			$\Delta_{1236}^0(p\pi^+)\Delta_{1950}^{++}(p\pi^+\pi^0)$	$0,06 \pm 0,02$	-			
			$N_{1470,1520}^0(p\pi^+)\Delta_{1950}^{++}(p\pi^+\pi^0)$	$0,08 \pm 0,03$	-			

ния /67,69/. Из этих данных вытекает, что с увеличением числа генерированных частиц вклад квазидвухчастичных реакций уменьшается при фиксированном начальном импульсе; он уменьшается также с ростом первоначального импульса. Так, в канале (3) сумма сечений квазидвухчастичных реакций при импульсах $p_0 = 10$ и $19,1$ ГэВ/с составляет 76% и 69% сечения канала (табл. 1 и 2), в канале (4) соответственно 31% и 18% и в канале (5) - 23% и 10%; в рассматриваемом диапазоне импульсов с наибольшей вероятностью происходит возбуждение одного из нуклонов до резонанса Δ_{1236} ; в канале (3) заметную роль играют квазидвухчастичные процессы, в которых возбуждается один из нуклонов до больших масс, а второй нуклон остается в невозбужденном состоянии, причём с увеличением p_0 вымирают реакции $pp \rightarrow p \Delta_{1650}^+$ и $pp \rightarrow p \Delta_{1950}^+$. По данным табл. 4 при импульсе $p_0 = 10$ ГэВ/с уточнен механизм реакции $pp \rightarrow \Delta_{1236} \Delta_{1950}$. Вычисление отношений различных зарядовых состояний в реакции $pp \rightarrow \Delta_{1276} \Delta_{1950}$ /70/ показало, что, во-первых, хорошее согласие с экспериментом достигается, если использовать предположение об обмене изовекторной частицей ($\Delta T=1$) и, во-вторых, распад резонанса Δ_{1950} по схеме $\Delta_{1950} \rightarrow \pi + (\mathcal{N})_{T=3/2}$ лучше согласуется с экспериментом в сравнении с другими возможностями трехчастичного распада

$\Delta_{1950} \rightarrow \pi \pi \mathcal{N}$. Из этого следует вывод о существенной роли каскадного распада Δ_{1950} -резонанса на пион и более легкую изобару с тем же изоспином. Как и в двухчастичных реакциях с возбуждением одного нуклона, в бинарных реакциях типа $pp \rightarrow \mathcal{N}_1^* \mathcal{N}_2^*$ наблюдается корреляция между массами изобар, их изоспином и параметром A : если оба нуклона возбуждаются до резонансов с изоспином $T=3/2$, соответствующие значения A оказываются наибольшими. При $p_0=10$ ГэВ/с в реакциях $pp \rightarrow \Delta_{1236}^+ \Delta_{1236}^0$ и $pp \rightarrow \Delta_{1236}^+ \Delta_{1950}^+$ величины $A = 13,9 \pm 2,7$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $A = 11,6 \pm 1,9$ (ГэВ/с) $^{-2}$, при $p_0 = 19,1$ ГэВ/с - $A = 10,0 \pm 1,9$ (ГэВ/с) $^{-2}$ для реакции $pp \rightarrow \Delta_{1236}^{++} \Delta_{1236}^0$ и $A = 9,8 \pm 1,1$ (ГэВ/с) $^{-2}$ для реакции $pp \rightarrow \Delta_{1236}^{++} \Delta_{1650}^0$. Наимень-

шее значение $A = 4,6 \pm 1,1$ (ГэВ/с) $^{-2}$ получено в реакции $pp \rightarrow p\sqrt{1860}^+$, где изоспин обеих частиц $T=1/2$. В случае двухчастичных реакций типа $pp \rightarrow \sqrt{(T=1/2)}\Delta(T=3/2)$ величина A принимает промежуточные значения. При одинаковых изоспинах наклон t -распределений уменьшается с ростом массы изобар: так, для реакций $pp \rightarrow p\Delta_{1650}^+$ и $pp \rightarrow p\Delta_{1950}^+$ величина A меняется от $9,4 \pm 1,6$ (ГэВ/с) 2 до $5,5 \pm 1,1$ (ГэВ/с) $^{-2}$; для реакций $pp \rightarrow \Delta_{1236} \sqrt{1470, 1520}$ и $pp \rightarrow \Delta_{1236} \sqrt{1860}$ величины A соответственно равны $11,2 \pm 2,3$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $6,9 \pm 2,0$ (ГэВ/с) $^{-2}$.

В бинарных реакциях параметр A , несмотря на значительные ошибки, зависит от изоспина изобар и, соответственно, от величины изоспина ΔT , переносимого обменным реджионом или виртуальной частицей. Это согласуется с предсказаниями полюсной реджевской модели, в которой наклон вблизи $t=0$ для π^- , ρ^- и A_2^- -траекторий ($\alpha'(0) \sim \sim 0,9$ (ГэВ/с) $^{-2}$) значительно больше наклона для вакуумной траектории ($\alpha'_p(0) \approx 0,1$ (ГэВ/с) $^{-2}$). В рамках этой модели также можно объяснить различие в энергетической зависимости сечений бинарных реакций $\sigma = K \cdot |p_0|^n$: так с учётом полученных в работе данных $n = 2,03 \pm 0,23$ для реакций $pp \rightarrow \Delta_{1236}^{++} \Delta_{1236}^0$ и $n = 0,40 \pm 0,70$ для реакции $pp \rightarrow p\sqrt{1470, 1520}^+$. Соответствующие значения $\alpha(0) = 1 - \frac{n}{2} = -0,02 \pm 0,11$ для первой реакции и $\alpha(0) = 0,8 \pm 0,3$ для второй также хорошо согласуются с предположением об обмене соответственно пионной траекторией и полюсом Померанчука.

В заключении этого параграфа получены распределения других кинематических характеристик ($\cos \theta_c, b_*, p_{\perp}, \chi = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}}$) для изобар из квазидвухчастичных реакций и для частиц от распада этих изобар. Распределения по поперечным импульсам для изобар сильнее зависят от их массы. Они хорошо описываются универсальным распределением, полученным в III главе из минимизирующего волнового пакета, причём из соотношения неопределенности $\sqrt{\langle p_{\perp}^2 \rangle \langle \tau^2 \rangle} = \frac{\hbar}{k}$ вытекает, что "поперечный" размер области взаимодействия $\langle \tau^2 \rangle^{1/2}$ больше,

когда происходит обмен изовекторной частицей ($\Delta T=1$) в сравнении с обменом полюсом Померанчука ($\Delta T=0$).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработан метод идентификации заряженных частиц по измерениям импульсов и углов вторичных δ^- -электронов, оценены эффективность этого метода и перспективы его дальнейшего усовершенствования; показано, что применительно к водородным пузырьковым камерам эта методика позволяет получить информацию о природе заряженных частиц, импульсы которых ≥ 2 ГэВ/с.

2. Создана методика идентификации вторичных заряженных частиц с импульсами < 2 ГэВ/с на основе измерения плотности ионизационных потерь в водородной камере с помощью телевизионного сканирующего устройства ТИИ-1, созданного в ИФВЭ АН Каз.ССР; сопоставлены различные способы вычисления ионизационных параметров следов и получены конкретные рекомендации для проведения серийных измерений.

3. В диапазоне импульсов 10–200 ГэВ/с исследовано распределение неупругих протон-нуклонных взаимодействий по числу вторичных заряженных частиц и показано, что в протон-нейтронных соударениях, как и в pp -столкновениях, наблюдается универсальная зависимость величины $\frac{\sigma_{ch}}{\sigma_{in}} \cdot \langle N_{ch} \rangle$ от нормированной множественности $\frac{N_{ch}}{\langle N_{ch} \rangle}$. При этом, однако, возникает качественное отличие, которое заключается в том, что в pn -взаимодействиях отношение $\frac{\langle N_{ch} \rangle}{\Delta ch}$ не падает с ростом импульса, как в pp -соударениях, а растёт в интервале рассмотренных начальных импульсов, достигая при $p_0 = 200$ ГэВ/с значения $\frac{\langle N_{ch} \rangle}{\Delta ch} \approx 2$. Наблюдаемое отличие связано с "вносимым" нуклонами зарядом, поскольку для отрицательных частиц корреляционная функция f_- совпадает как в pp -, так и в pn -соударениях. Изменение f_- с увеличением начального импульса указывает на существенное отклонение лучевого распределения от функции Пуассона, предсказываемой, в частности, мультипериферической моделью. Возможно,

это объясняется дифракционным возбуждением одного из сталкивающихся нуклонов. Из анализа ливней с асимметричным в СЦМ угловым распределением получена оценка сечения подобных процессов в событиях с множественностью $N_{ch} \geq 4 - \sigma \lesssim 2,5$ мбн.

4. При импульсах 19,1–19,8 ГэВ/с с помощью методик ядерных эмульсий и пузырьковых камер с водородным и дейтериевым заполнением детально изучены кинематические характеристики вторичных частиц различной природы и установлено, что:

а) в полуинклюзивных реакциях импульсные распределения пионов и угловые распределения протонов мало чувствительны к изменению множественности;

б) наблюдается слабая корреляция между импульсами (энергиями, коэффициентами неупругости и т.д.) для вторичных нуклонов и углом их испускания в СЦМ – протоны остаются резко коллимированными по углам ($|\cos\theta| > 0,8$) даже при значительных потерях начальной энергии; эта особенность не согласуется с предсказаниями статистической или периферической обменной модели и качественно может быть объяснена на основе локального взаимодействия отдельных партонов, составляющих нуклоны;

в) в реакциях с двумя идентифицированными протонами в конечном состоянии на значительном статистическом материале, полученном с помощью ВПК при начальных импульсах 10 и 19,1 ГэВ/с, показано, что в 4-лучевых протон-протонных соударениях наблюдается избыток событий, в сравнении с предсказаниями однопионной обменной модели, когда оба протона уносят малые ($\Delta^2 < 0,3$ (ГэВ/с)²) четырехмерные импульсы. Это подтверждает существенную роль механизма дифракционного возбуждения нуклонов.

5. Распределения по величине четырехмерного переданного импульса Δ^2 , вычисленные для протонов из pn -взаимодействий при $p_0 = 19,2$ ГэВ/с, существенно смещены в сторону больших величин по

сравнению с соответствующими распределениями для протонов из pp - соударений. Поскольку в pp - взаимодействиях в S - канале реализуется чистое изотопическое состояние с $T=1$ ($T_z = +1$), можно в рамках справедливости изотопической инвариантности заключить, что в неупругих pn - соударениях примесь состояний с $T=0$ ($T_z = 0$) приводит к отмеченным различиям. Интервал возможных значений параметра угловой асимметрии протонов из pn - соударений ($-0,16 < \eta < 0,26$), установленный в эксперименте с дейтериевой камерой при импульсе $19,2$ ГэВ/с, не позволяет сделать определенных выводов о запоминании заряда нуклонами в СЦМ.

6. Для описания инклюзивных реакций предложена новая феноменологическая модель, в основе которой лежит предположение о том, что состояние вторичных частиц может быть описано волновыми функциями, минимизирующими соотношение неопределенности. Проведено широкое сопоставление с экспериментальными данными структурной функции и распределений различных кинематических характеристик вторичных частиц, рассчитанных на её основе. Показано, что в широком диапазоне энергий ($10-4 \cdot 10^3$ ГэВ) достигается хорошее качественное, а в ряде случаев и количественное описание экспериментальных данных в реакциях типа $pp \rightarrow "c" + "все\ остальное"$. Для описания генерированных частиц ($\pi^{\pm}, K^{\pm}, \tilde{p}$) в модели используется один параметр - $\langle P_1^2 \rangle$, а для "сохранившихся" или "лидирующих" частиц (p) - два параметра $\langle K \rangle$ и $\langle P_1^2 \rangle$, которые остаются постоянными во всей области рассмотренных энергий.

7. В протон-протонных взаимодействиях при импульсах 10 и $19,1$ ГэВ/с изучены реакции с фиксированным числом частиц в конечном состоянии. Показано, что:

а) изменение угловых и импульсных распределений вторичных пионов и протонов при увеличении числа генерированных пионов от 1 до 5 при $p_0 = 10$ ГэВ/с имеет тот же характер, что и в полунклюзивных реакциях.

б) распределение четырехмерных переданных импульсов, рассчитанное для вторичных нейтронов при $p_0 = 10$ ГэВ/с, слабо зависит от числа генерированных пионов (показатель экспоненты $A \approx 4$ (ГэВ/с) $^{-2}$), в то время как у протонов эта величина уменьшается от $A = 6$ (ГэВ/с) $^{-2}$ до $A \approx 0,6$ (ГэВ/с) $^{-2}$ при увеличении числа пионов от 1 до 5 ;

в) распределения поперечных импульсов для вторичных частиц, включая и нуклонные изобары, имеют универсальный вид, в то время, как распределения по продольным импульсам качественно различаются для пионов и протонов; масштабная инвариантность для эксклюзивных реакций не соблюдается, но отношения продольных импульсов для частиц различной природы ($\frac{P}{\pi^+}, \frac{P}{\pi^-}$) слабо зависят от энергии.

8. В каналах реакций с рождением $1, 2$ и 3 пионов определены сечения образования нуклонных и мезонных резонансов и установлено, что:

а) при импульсах $10-20$ ГэВ/с суммарные сечения образования нуклонных изобар порядка сечений каналов реакций, в то время как для мезонных резонансов они существенно меньше ($\leq 0,1$ мбн); среди нуклонных резонансов с наибольшей вероятностью образуется изобара Δ_{1236} , причём выделенным является изотопически чистое состояние с $T_z = \pm 3/2$;

б) с помощью развитого в работе метода максимального импульса показано, что с ростом числа вторичных частиц уменьшается вероятность возбуждения одного из сталкивающихся нуклонов до изобарного состояния, которое не сопровождается образованием пиона (наиболее заметен этот эффект для резонанса Δ_{1236}); отношение сечений различных зарядовых состояний изобары Δ_{1236} в реакции $pp \rightarrow \Delta_{1236} + (2\pi N)$ хорошо согласуется с гипотезой об обмене изовекторной частицей ($\Delta T=1$), причём из возможных способов распада трехчастичной системы ($\sqrt{2}\pi$) выделенными оказываются распады $(2\pi N) \rightarrow \pi + (\sqrt{2}\pi)_{1/2}$ и $(2\pi N) \rightarrow \pi + (\sqrt{2}\pi)_{3/2}$, в которых один из пионов связан с нуклоном.

9. Получены новые экспериментальные данные о сечениях квазидвухчастичных реакций с возбуждением одного или обоих сталкивающихся нуклонов до изобарных состояний и показано, что:

а) вклад квазидвухчастичных реакций при начальном импульсе 10 ГэВ/с уменьшается от 85% сечения канала реакции с рождением одного пиона до 27% от сечения канала реакций с рождением 3 пионов;

б) при увеличении первичного импульса от 10 до 19 ГэВ/с сечения квазидвухчастичных реакций уменьшаются от 76 до 69% в реакции $pp \rightarrow p p \pi^+ \pi^-$, от 31 до 18% в реакции $pp \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^0$ и от 23 до 18% в реакции $pp \rightarrow p p \pi^+ \pi^+ \pi^-$;

в) отношения сечений различных зарядовых состояний в реакции $pp \rightarrow \Delta_{1236} \Delta_{1950}$ при $p_0 = 10$ ГэВ/с хорошо объясняются гипотезой об обмене изовекторной частицей ($\Delta T=1$), причем можно отдать предпочтение каскадному распаду $\Delta_{1950} \rightarrow \pi + \Delta(\pi N)_{3/2}$, когда (πN) -система находится в связанном состоянии с изоспином $T=3/2$.

10. Установлена корреляция между изотопическими спинами изобар из квазидвухчастичных реакций и соответствующими параметрами A и n , характеризующими дифференциальные распределения по величине переданного четырехмерного импульса и зависимость сечений от начального импульса p_0 . Если в конечном состоянии образуются две изобары с изоспином $T=3/2$ ($pp \rightarrow \Delta_{3/2} \Delta_{3/2}$) или нуклон и изобара с $T=3/2$ ($pp \rightarrow N \Delta_{3/2}$), то значения $A \approx 10$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $n \approx 2$ значительно превышают величины, полученные в случае, когда $T=1/2$ ($pp \rightarrow N_{1/2} N^*_{1/2}$) - $A \approx 4+5$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $n \approx 0+0.4$. Реакции, в которых в конечном состоянии наблюдаются две изобары с различными изоспинами ($pp \rightarrow \Delta_{3/2} N^*_{1/2}$), характеризуются промежуточными величинами A и n . Эти результаты позволяют заключить, что в тех случаях, когда наблюдается обмен изоспином между взаимодействующими нуклонами ($\Delta T=1$), величины A и n больше соответствующих зна-

чений, когда $\Delta T=0$. Такой результат и данные об элементах спиновой матрицы плотности качественно согласуются с выводами полюсной реджевской модели, если предположить, что в первом случае доминирует обмен реджезованной пионной траекторией, а во втором - полюсом Померанчука.

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях по физике высоких энергий (Дубна, 1964; Киев, 1972), международной (Венгрия, 1969), и всесоюзных (Алма-Ата, 1966; Ташкент, 1968; Ленинград, 1969; Тбилиси, 1971; Харьков, 1973) конференциях по физике космических лучей, на I Международном совещании по нуклонам и пионам (Дубна, 1968), на сессиях ОЯФ АН СССР (1966-1973) и опубликованы в работах /3-II/, /3-23/, /26,27/, /31-43/, /45/, /49-51/, /53/, /55,56/, /58-65/, /67-70/.

ЛИТЕРАТУРА

- I. A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Nguen Van Hieu. Phys. Letters, 25B, 611, 1967.
2. R.P. Feinmann. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.
3. Э.Г. Боос, Г.Я. Руськина. Изв. АН Каз.ССР, в.2, 15, 1965.
4. Э.Г. Боос, Г.Я. Руськина. Труды ИЯФ АН Каз.ССР, 6, 140, Алма-Ата, 1963.
5. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, Ж.С. Такибаев, Т. Темиралиев, Р.А. Турсунов. ЖЭТФ, 47, 2041, 1964.
6. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, О.И. Волкова, О.В. Гуенкова, К.Г. Зайцев, А.В. Холмецкая, ПТЭ. I, 76, 1964.
7. К.В. Шаратов, Р.А. Турсунов, Ж.С. Такибаев, Э.Г. Боос. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., вып. 2, 94, 1963.
8. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, Ж.С. Такибаев, Р.А. Турсунов. ПТЭ, 2, 63, 1963.
9. Э.Г. Боос, К.Г. Зайцев, Т. Темиралиев. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 2, 56, 1966.
10. Э.Г. Боос, Л.А. Санько, Ж.С. Такибаев, Т. Темиралиев, К.И. Хоменко, Труды ИЯФ АН Каз.ССР, 7, 89, Алма-Ата, 1967.
11. Э.Г. Боос, А.М. Мосиенко, Л.А. Санько, Ж.С. Такибаев, Т.Т. Темиралиев, ПТЭ, 4, 64, 1971.
12. Ю.В. Овсов. Автореферат кандидатской диссертации. ОИЯИ, Дубна, 1973.
13. Ж.С. Такибаев, Э.Г. Боос, Л.А. Санько, Ю.В. Овсов, О.И. Волкова, Г.М. Магонов. ПТЭ, 4, 69, 1971.
14. Э.Г. Боос, Л.А. Санько, Ю.В. Овсов. Физика высоких энергий и космических лучей, из-во "Наука" Каз.ССР, 181, Алма-Ата, 1971.
15. Л.А. Санько, Ж.С. Такибаев, Э.Г. Боос, О.И. Волкова, А.М. Мосиенко, К.Г. Зайцев, Т. Темиралиев, А.В. Холмецкая. ПТЭ, 4, 67, 1971.
16. Э.Г. Боос, К.Г. Зайцев, Т.И. Мухордова, Ю.В. Овсов, Э.В. Руденченко, Л.А. Санько. ОИЯИ Д10-6142, 355, Дубна, 1972.
17. Ж.С. Такибаев, Э.Г. Боос, Л.А. Санько, Т. Темиралиев, О.И. Волкова, В.Л. Кузьмина. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., вып.2, 20, 1972.
18. Э.Г. Боос, Б.О. Жаутыков, Л.А. Санько, В.Л. Кузьмина. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 4, 57, 1972.
19. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, В.Л. Первушина, Г.Я. Руськина, Ж.С. Такибаев. ЯФ, 6, 534, 1967.
20. Э.Г. Боос, Ж.С. Такибаев, Р.А. Турсунов. ЯФ, 8, 354, 1968.
21. Э.Г. Боос, Б.О. Жаутыков, А.И. Мосиенко. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 6, 68, 1973.
22. Ж.С. Такибаев, Э.Г. Боос, Л.А. Санько, Т.И. Мухордова, А.М. Мосиенко, К.Г. Зайцев, К.В. Шаратов. ЯФ, 16, 974, 1972.
23. Э.Г. Боос, Б.О. Жаутыков, Е.С. Лукин, А.М. Мосиенко, Р.А. Турсунов. ЯФ, 16, 335, 1972.
24. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, Р.А. Турсунов. Препринт ОИЯИ Р-2623, Дубна, 1966.
25. Э.Г. Боос, Ж.С. Такибаев, Р.А. Турсунов. ДАН СССР, 170, 1041, 1966.
26. Алма-Ата-Дубна-Краков-Ленинград-Москва-Ташкент-Улан-Батор-сотрудничество. Препринт ОИЯИ Р1-6504, Дубна, 1972.
27. Alma-Ata - Leningrad - Moscow - Tashkent Collaboration. 13th Int. Conf. on Cosmic Rays, v.3, NE, 2063, Univ. of Denver, USA, 1973.
Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР, ЭВЭ-14, Алма-Ата, 1974; ЯФ, 20, 87, 94, 1974.
28. А.П. Гаспарян, Ю.А. Троян, А.В. Никитин. Препринт ОИЯИ Р1-5665, Дубна, 1971.
29. P. Slattery. Phys. Rev. Lett., 29, 1624, 1972.
30. T. T. Dao et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1627, 1972.
31. Э.Г. Боос, Ж.С. Такибаев. Труды международной конференции по космическим лучам, I, 76, Москва, 1960.
32. Э.Г. Боос, А.Х. Виницкий, Ж.С. Такибаев. ЯФ, I, 148, 1965.

33. Э.Г.Боос, Ж.С.Такибаев, ЖЭТФ, 38, 1276, 1960; Труды ИЯФ АН Каз.ССР, 6, 90, 1960.
34. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова, Г.Я.Руськина, Ж.С.Такибаев. Препринт ИЯФ АН Каз.ССР, 102, Алма-Ата, 1969.
35. Э.Г.Боос, Г.Я.Руськина, Ж.С.Такибаев, Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат. 2, 67, 1971.
36. E.G.Boos, N.P.Pavlova, G.Ja.Ruskina, Zh.S.Takibaev. Proc. 11th Intern. Conf. of Cosmic Rays, Budapest, Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae, 29, Suppl. 3, 169, 1970.
37. Э.Г.Боос, Ж.С.Такибаев, В.А.Ботвин, И.Я.Часников, Н.П.Павлова, Труды ИЯФ АН Каз.ССР, 5, 16, 1962; ЖЭТФ, 42, 3, 1962.
38. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова, Г.Я.Руськина, Л.А.Санько, Ж.С.Такибаев, Т.Темиралиев, Р.А.Турсунов. Физика высоких энергий и космических лучей, 57, Из-во "Наука" АН Каз.ССР, Алма-Ата, 1971.
39. Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников, Э.Г.Боос, М.Г.Антонова, А.Х.Виницкий, Н.П.Павлова, Ц.И.Шахова. Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР, ЭВЭ-6, 1973.
40. Э.Г.Боос, Л.А.Санько, Ж.С.Такибаев, Т.Темиралиев. Труды всесоюзной конференции по физике космических лучей, часть I, вып. I, 20, Москва, 1969.
41. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова, Ж.С.Такибаев, Р.А.Турсунов. Труды всеоюзной конференции по физике космических лучей, часть I, вып. I, 16, Москва, 1969.
42. Э.Г.Боос, Т.И.Мухордова, Н.П.Павлова, Л.А.Санько, Ж.С.Такибаев, Р.А.Турсунов. Нуклоны и пионы. Препринт ОИЯИ РИ-3971, 288, 1968.
43. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Б.О.Жаутыков, А.М.Мосиенко, Р.А.Турсунов. ЯФ, 19, 1254, 1974.
44. П.А.Усик, И.А.Кучин, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 1821, 1954.
45. Г.Блюменфельд, В.А.Бумажнов, Э.Г.Боос, Е.В.Власов, Ж.Дерре, П.Ф.Ермолов и др. Препринт ИФВЭ М-7, Серпухов, 1974; Phys.Letters, B50, 283, 1974.
46. M.E.Law et al. Compilation of Data on Inclusive Reactions, Preprint LBL-80, Berkeley, USA, 1972.

47. H.Böggild et al. Nucl. Phys., B27, 1, 1971.
48. В.Н.Лисин, К.А.Тер-Мартirosян, Ю.М.Шабельский. Препринт ИТЭФ ГКАЭ СССР, 932, 936, Москва, 1972.
49. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, ДАН СССР, 217, 804, 1974.
50. Э.Г.Боос, Ж.С.Такибаев, К.В.Шарапов, Л.А.Санько, Т.И.Мухордова, А.В.Холмецкая. Труды ИФВЭ АН Каз.ССР, 2, 17, 1974.
51. Э.Г.Боос, Ж.С.Такибаев, К.В.Шарапов, Л.А.Санько, А.В.Холмецкая, Т.И.Мухордова. Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР, ЭВЭ-7, Алма-Ата, 1973.
52. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, Э.Корбел, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ, 41, 1067, 1961.
53. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова, В.Л.Первушина и др. Изв. АН СССР, 31, 1477, 1967.
54. J.Boudinet-Robinet, H.Morand et al. Nucl.Phys., 32, 452, 1962.
55. Э.Г.Боос, Ж.С.Такибаев. Труды международной конференции по космическим лучам, 1, 76, Москва, 1960.
56. Э.Г.Боос, А.Х.Виницкий, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников. ЖЭТФ, 34, 622, 1958.
57. С.А.Славятинский. Труды ФИАН СССР, 46, 40, Москва, 1970.
58. Ж.С.Такибаев, М.Г.Антонова, Э.Г.Боос, Д.И.Ермилова, Л.А.Санько, Т.Темиралиев, А.В.Холмецкая. ЯФ., 15, 62, 1972.
59. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Л.А.Санько, К.Г.Зайцев, К.В.Шарапов, ЯФ., 18, 93, 1973.
60. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Л.А.Санько, К.Г.Зайцев. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 2, II, 1974.
61. Л.А.Санько, Г.Я.Руськина, Т.И.Мухордова, Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 6, 6, 1971.
62. Э.Г.Боос, Б.О.Жаутыков, Л.А.Санько, В.Л.Кузьмина. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 6, 67, 1972.
63. Э.Г.Боос, Б.Нурпеисов, Ж.С.Такибаев, Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 4, 73, 1970.
64. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Е.С.Лукин. Изв. АН Каз.ССР, сер. физ.-мат., 6, 53, 1971.

65. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Т.Темиралиев, Изв. АН Каз.ССР, сер. Физ.-мат., 6, 24, 1973.
66. К.Г.Боресков, А.Б.Кайдалов и др. ЯФ, 13, 1530, 1971.
67. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Т.Т.Темиралиев. ЯФ, 13, 113, 1971.
68. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Л.А.Санько, К.Г.Зайцев. Труды ИФВЭ АН Каз.ССР, 2, 49, 1974.
69. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Л.А.Санько, К.Г.Зайцев. ЯФ., 20, 964, 1974.
70. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Л.А.Санько, Т.Темиралиев. Письма ЖЭТО, 3, 122, 1971.
71. В.Н.Акимов, Л.И.Ройзен, Д.С.Чернавский. Препринт ФИАН СССР, 134, Москва, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1974 года.