

C-166



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

1 - 8773

**Реваз Георгиевич САЛУКВАДЗЕ**

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ  
ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР  
И ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПИОНОВ  
С НЕЙТРОНАМИ И ЯДРАМИ УГЛЕРОДА**

**Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук**

**(Диссертация написана на русском языке)**

Дубна 1975

Работа выполнена в Тбилисском государственном университете  
и Объединенном институте ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор А.А.Тяжкин,  
доктор физико-математических наук – Г.И.Селиванов,  
доктор физико-математических наук – Г.М.Ваградов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Ереванский  
физический институт.

Автореферат разослан "        " \_\_\_\_\_ 1975 г.

Защита диссертации состоится "        " \_\_\_\_\_ 1975 г.

в "        " час. на заседании Ученого совета Лаборатории  
ядерных проблем Объединенного института ядерных исследо-  
ваний, г.Дубна, Московской области, Лаборатория ядерных  
проблем, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

Ю.А.Батусов

Физика частиц высоких энергий составляет одну из важнейших глав современной науки о природе. Экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия элементарных частиц наиболее интенсивно проводятся в последнее десятилетие и привели к открытию многих глубоких закономерностей. Достигнутый прогресс обусловлен в первую очередь вводом в действие крупнейших ускорителей заряженных частиц на энергию 75 ГэВ в Серпухове, 400 ГэВ в Батавии и накопительных пересекающихся колец в Женеве. Он связан также со значительными успехами в создании пучков частиц и исследовательских приборов с высокими параметрами, а также с широким применением ЭВМ.

В последние годы был выдвинут и активно развивался совершенно новый подход к изучению динамики сильных взаимодействий по анализу характеристик одной выделенной частицы. При этом важной особенностью взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях является наличие масштабных свойств ("скейлинга"), связывающих амплитуды широкого класса реакций при различных энергиях.

Н.Н.Боголюбовым и сотрудниками<sup>1/1</sup> была высказана и развита идея об универсальности масштабных свойств в физике адронов и их тесной взаимосвязи с явлениями автомодельности (самоподобия), известными в гидро- и газодинамике.

На глубокую связь явления масштабной инвариантности со строгими асимптотическими оценками поведения амплитуды (сечений) инклюзивных процессов, следующими из свойств ее аналитичности в квантовой теории поля, было указано в работах А.А.Логанова и его со-  
трудников<sup>1/2</sup>.

Не ставя целью выделить все основные линии развития физики высоких энергий, отметим в числе наиболее интересных направлений изучение взаимодействий быстрых частиц с атомными ядрами, сопровождающихся дифракционным рождением групп частиц. В этой области получены новые важные результаты. Их теоретическая интерпретация свидетельствует о том, что найден действительно эффективный способ исследования свойств резонансов кратко временно связанных

1 - 8773

Реваз Георгиевич САЛУКВАДЗЕ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ  
ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР  
И ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПИОНОВ  
С НЕЙТРОНАМИ И ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

комплексов известных частиц, обладающих свойствами элементарных частиц. Следует отметить, что первые работы по теоретическому анализу процессов дифракционной генерации были выполнены Е.Л.Файнбергом и И.Я.Померанчуком<sup>3/</sup>.

Настоящая диссертационная работа обобщает ряд важных новых результатов, полученных при анализе различных аспектов перечисленных выше проблем. Основное внимание при этом было направлено на:

- изучение общих характеристик множественного рождения частиц в неупругом рассеянии  $\Pi^-$ -мезонов нейтронами при энергиях 5 и 40 ГэВ;
- исследование закономерностей множественного рождения частиц в пион-нуклонных взаимодействиях с учетом данных по  $\Pi^-n$ -взаимодействию, почти полностью отсутствовавших к началу нашей работы;
- исследование свойств реакции когерентного рождения системы "3п", а также реакции образования "5п" на чистом ядре  $C^{12}$  при энергии 5 ГэВ.

В диссертации рассмотрены также:

- некоторые важные проблемы техники пузырьковых камер, нашедшие новое решение при конструировании 80-литровой низкотемпературной пузырьковой камеры (НПК-80);
- метод измерения ионизирующей способности частиц с помощью микрофотометрирования, разработанный для анализа снимков с пузырьковых камер.

Работы, на основе которых написана данная диссертация, опубликованы<sup>4-23/</sup> в советских и зарубежных журналах и неоднократно докладывались на международных конференциях и на совещаниях (Москва, 1968г.; Дубна, 1969 и 1970 гг.; Киев, 1970г.; Амстердам, 1971 г.; Тбилиси, 1971 и 1972 гг.; Батавия, 1972г.).

## Часть I

В 1963 г. нами были начаты работы по созданию НПК-80 в магнитном поле для работы на строящемся в Ереване самом крупном советском электронном синхротроне.

В диссертации изложены результаты исследований ряда важных вопросов методики пузырьковых камер, проведенных в 1963-1970 гг под руководством и при участии автора сотрудниками Проблемной лаборатории ядерной физики высоких энергий Тбилисского государственного университета в творческом содружестве со специалистами Ереван-

ского физического института. В этой части описаны: новые разработки и усовершенствования при создании НПК-80 для работы на электронном синхротроне; метод увеличения эффективности регистрации гамма-квантов в камере; развитие метода микрофотометрирования следов частиц на снимках пузырьковых камер с целью идентификации и разделения вторичных частиц; расчеты пробегов и потерь энергии быстрых заряженных частиц в веществе и вопросы фотографирования в пузырьковых камерах.

1. При создании пузырьковой камеры для работы на электронном ускорителе должны быть учтены следующие специфические требования: а) электронные синхротроны имеют частоту выдачи импульсов частиц гораздо большую, чем протонные ускорители, поэтому камера должна быть быстродействующей; б) спектр гамма-квантов от синхротрона непрерывный; поэтому для идентификации канала реакции очень важна монохроматизация пучка и регистрация всех продуктов фотоядерных реакций; в) необходимо защитить установку от повышенного радиационного фона, неизбежно сопутствующего электронным ускорителям.

Выбору конструкции, формы и размеров НПК-80 предшествовали расчеты, имевшие целью установить оптимальные параметры камеры с учетом моделирования процессов восстановления основных кинематических параметров частиц в фотоядерных реакциях. Значительная трудность заключается в том, что в камере возникает высокий фон от заряженных частиц, в основном "e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>"-пар.

Опыт других авторов показал, что наличие на снимке (10-15) пар близко к предельно допустимому при анализе событий. Расчеты, проведенные нами с учетом геометрических размеров гамма-пучка и камеры, показали, что при водородном наполнении камеры на снимке будет  $\sim 10$  e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> - пар при интенсивности облучения в (100+120) эфф.кв/имп.

К началу наших работ исследования процессов фоторождения с помощью водородных камер уже велись в ряде лабораторий. Нами было предусмотрено наполнение камеры водородом, дейтерием, азотом и разработана программа новых экспериментов по измерению полных сечений фоторождения адронов на легких ядрах в зависимости от энергии, а также экспериментов по исследованию свойств векторных мезонов.

Относительно высокая тормозная способность жидкого азота дает возможность эффективной регистрации вторичных  $\Pi^0$ -мезонов. В условиях геометрии нашей камеры и гамма-пучка, при длине потенциа-

ного пробега гамма-кванта в камере, равном 20 см, рассчитаны эффективности регистрации одного и двух гамма-квантов в азоте. Результаты приведены в таблице 1 наряду с данными для пропана и смеси (0,86 Н<sub>2</sub> + 0,14 Ne).

Таблица 1

Эффективность	Азот	Пропан	0,86 Н <sub>2</sub> +0,14 Ne
ε <sub>1γ</sub> , в %	35	22	9
ε <sub>2γ</sub> , в %	12	5	2

2. Основной частью разработанной комплексной установки является ИТК-80 (рис.1). Рабочий объем камеры цилиндрической формы (диаметр 50 см, глубина 30 см, полный объем 80 л)<sup>1/4</sup>.

С целью уменьшения рабочего цикла в первоначальную конструкцию, разработанную в ИТЭФ, и в режим эксплуатации камеры были внесены существенные изменения: а) спроектирован и изготовлен эффективный новый пневмопривод расширительной системы с увеличенной на порядок скоростью подачи и выброса газа; б) разработаны специальные клапаны с увеличенной мощностью, частотой срабатывания и проходными сечениями. При стендовых динамических испытаниях система изменения давления бесперебойно проработала 76 часов с циклом 0,5 сек. Динамические поузловые испытания проведены как в ТГУ, так и в Ер.ФИ с помощью разработанной нами электронной схемы управления.

3. Камера должна наполняться не только водородом и дейтерием, но также и азотом. Для обеспечения механической прочности, отвечающей удвоенным нагрузкам при работе с азотом, в соответствии с требованиями проведенного нами расчета снаружи по периметру корпуса камеры размещены ребра жесткости; одновременно существенно усовершенствована осветительная система: одно стекло-иллюминатор заменено стальным диском с наклеенным на нем скотчлайтом; другой иллюминатор разгружен внешним давлением в специально изготовленном защитном конусе.

Для работы с жидким азотом по-новому решена конструкция механизма расширения. Разработана и создана достаточно простая пара - цилиндр-поршень. Исключительно удачным решением оказалось выполнение вкладыша из спрессованных проволочных спиралей с различной

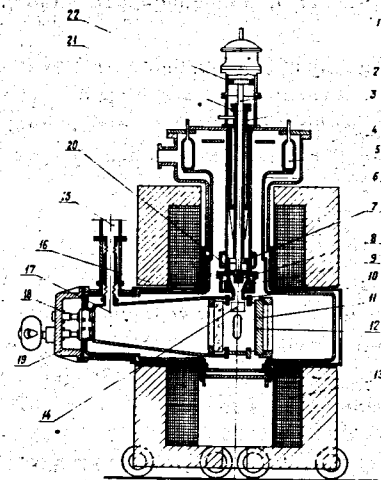


Рис.1 - Схематический вид ИТК-80 в магнитном поле.

1 - пневмопривод, 4 - вакуумный кожух, 6 - радиационный экран, 8 и 22 - поршневая пара, 9 и 14 - теплообменники, 11 - экран со скотчлайтом, 12 - корпус камеры, 13 - электромагнит, 15 - иллюминатор, 17 - защитный конус, 18 - осветитель, 19 - стереофотоаппарат.

структурой в поперечном и продольном направлениях, что резко повысило износоустойчивость и долговечность уплотнения.

Создан новый тип привода механизма изменения давления с гибким стальным тросом, связывающим оба поршня (рис.2). Благодаря этому коренному изменению типа связи, значительно сокращена длина поршневой группы, обеспечена существенно лучшая самоцентрировка поршней, уменьшены переменные нагрузки.

Указанные выше новые разработки прошли успешно испытания в работе на малой азотной пузырьковой камере. Эта цилиндрическая камера имела диаметр 66 мм<sup>5/</sup>. Освещение проводилось с помощью скотчлайта через иллюминатор (стекло К-8) толщиной 35 мм. Камера помещалась в жидкоазотной ванне, покрытой суперизоляцией из 3-х слоев лавсановой и 2-х слоев алюминиевой фольги толщиной 90 и 40 мкм, соответственно. Ванна с изоляцией находится в вакуумном кожухе, имеющем с одной стороны горизонтальный раструб для освещения и фотографирования.

Расширение происходит вниз. Сначала был использован сильфонный механизм, а затем описанный выше.

Камера чувствительна к ионизирующему излучению от источника  $Co^{60}$  при степени расширения (1,8+2,3)%.  $T_{раб} = 114^{\circ}K$  и  $P_{раб} = 17$  ат.

Разработка конструкций расширительной системы и упруго-переменной поршневой пары для НТПК-80 инициировала большой цикл исследований под руководством и непосредственным участии автора настоящей диссертации. В результате решена важная инженерная задача контактно-гидродинамической теории смазки. Она связана с более общей промышленной проблемой влияния толщины и формы смазочного слоя на процесс трения в шарикоподшипниках широкого класса. С помощью современной интерференционной и скоростной фоторегистрирующей техники тщательно исследована многопараметрическая задача поведения смазки в условиях экстремальных нагрузок. Список опубликованных работ приведен в диссертации<sup>39-45/</sup>.

4. При конструировании НТПК-80 разработана новая осветительная система на основе скотчлайта. Характеристики системы освещения и фотографирования исследованы на модели натуральных размеров<sup>6/</sup>. Был разработан специальный осветитель кольцевой формы с

6 лампами типа ИФК-120 и дюралюминиевым отражателем с полированной внутренней поверхностью параболической формы. Осветители надеваются на оправы объективов, не касаясь их, и крепятся к корпусу стереофотокамеры.

Использование данной осветительной системы позволило почти полностью избавиться от раздвоения изображения фотографируемых объектов (провода на модели), упростило конструкцию камеры и, главное, исключило второе большое стекло, повысив безопасность работы камеры.

5. Для фотографирования НТПК-80 нами была разработана стереофотокамера - СФК, представляющая собой трехобъективный фотоаппарат с пневматическим лентопротяжным механизмом новой конструкции.

В СФК<sup>7/</sup> использованы три объектива "Руссар-Плазмат Т-2", жестко установленные на массивном литом дюралюминиевом корпусе. Оптические оси объективов перпендикулярны ( $90^{\circ} \pm 5^{\circ}$ ) к плоскостям пленок и проходят через вершины равностороннего треугольника со стороной ( $226,0 \pm 0,1$ ) мм. Фотографирование производится на непорфированную аэрофотопленку шириной 50 мм.

Три автономных лентопротяжных механизма<sup>8/</sup> с помощью гибких рукавов приводятся в движение промышленной пневмодрелью (СМ-21-25). Электрический сигнал включает реле пневмозолотника (БГ-73-51) для подачи сжатого воздуха (рис.3). При ходе штока (7) на 20 мм (что соответствует перемещению пленки на 60 мм) и давлению в цилиндре (8) в 2 атм, скорость протяжки пленки  $10 \text{ сек}^{-1}$ . Кассета (2) емкостью 150 метров пленки заменяется на свету за 20 сек.

СФК успешно прошла испытания на длительную работу, действуя бесперебойно в течение 6 суток с циклом 0,4 сек. Достоинства данной СФК следующие: быстродействие, взрывобезопасность, простота в эксплуатации и использование всей ширины пленки.

6. Толщина металлической стенки в месте входа пучка в камеру, необходимая для обеспечения механической прочности, обычно равняется  $\approx 10$  мм, что составляет заметную часть радиационной е.д. В гамма-пучке эта стенка становится сильным источником нежелательного фона заряженных частиц. Для устранения этой помехи было создано специальное устройство ввода пучка в камеру<sup>9/</sup>.

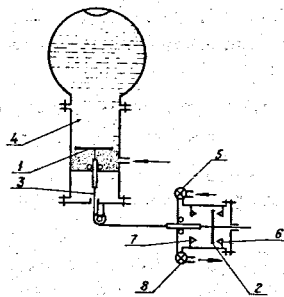


Рис.2 - Расширительная система НТПК-80.

1 и 2 - поршневая пара, 3 - трос, 4 - рабочий объем, 5 и 8 - электромагнитные клапаны, 6 и 7 - уплотнительные упоры.

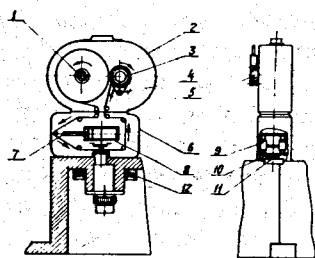


Рис.3 - СФК с лентопротяжным механизмом.

1 и 3 - бобины, 2 - кассета, 5 - фрикцион, 6 - корпус привода, 7 и 8 - поршневая группа, 9 и 10 - прижимной механизм, 12 - осветитель.

В этом устройстве толщина выпуклой диафрагмы, пропускающей пучок, равна всего лишь 0,7 мм для нержавеющей стали и 2,5 мм для дюралюминия, что составляет  $\approx (3+5) \%$  от  $X_0$  и не создает значительного фона. Использование в начале канала блока из LiH и очищающего магнита ужесточает спектр гамма-квантов. Конструкция устройства ввода обеспечивает безопасность установки в целом на случай выхода из строя диафрагмы.

7. На Ереванском электронном ускорителе с помощью кристалла алмаза создан фотонный квазимонохроматический пучок. Проведены расчеты времени экспозиции НТПК-80 в этом пучке, которое необходимо для получения удовлетворительной статистической точности при исследовании процессов фоторождения частиц и резонансов с учетом конкретных условий эксперимента. Интенсивности фотонов в квазимонохроматических линиях были рассчитаны при условии, что полная интенсивность фотонного пучка в камеру  $\sim 100$  экв.кв. на импульс.

В результате учета всех параметров (пучка, камеры, квантометра) для расчета числа событий данного сорта было получено выражение -  $N_i = 5,5 \cdot 10^{23} \bar{J}_i \sigma_i$  ( $\sigma_i$  - сечения исследуемых каналов реакций при данной энергии).  $\bar{J}_i$  - средняя интенсивность фотонов в  $i$ -ом пике. Приведена таблица с рассчитанными нами величинами выходов  $N_i$  для широкого класса реакции фоторождения.

8. В процессах фоторождения особенно важна регистрация всех продуктов реакции (включая нейтральные) для восстановления полной кинематики события. Для увеличения эффективности регистрации гамма-квантов в камере были разработаны два варианта набора пластин из вольфрама: 1) три пластины по 1,3 мм с общей толщиной  $\approx 1X_0$ ; 2) две пластины по 1,3 мм и одна 8 мм с общей толщиной  $\approx 3X_0$ .

Число и толщина пластин подобраны с учетом размеров камеры, пучка фотонов и требования, чтобы средняя погрешность в определении  $E_\gamma$  не превышала 20%.

9. Разработана методика измерения ионизирующей способности частиц с помощью микрофотометрирования на снимках с пузырьковых камер.

Была использована формула Е.Бьерноруда для прозрачности следа на снимке камеры Вильсона:

$$T(\beta) = e^{\lambda(\beta)} \left[ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\lambda^i(\beta) \cdot \delta}{i!} \right]$$

с полученным нами выражением:

$$\lambda(\beta) = g_0(\beta) \ell(kr_0)^2 / S.$$



В этих формулах  $S$  - площадь щели микрофотометра,  $\lambda(\beta)$  - среднее число пузырьков, поместившихся в щели,  $K$  - коэффициент увеличения оптической системы,  $r_s = 0,016$  см,  $g_s(\beta)$  - число пузырьков на ед. дл. трека,  $l$  - высота щели,  $\gamma = 2$  - контрастность пленки,  $t = 1$  - прозрачность отдельного пузырька. Кривые  $T(\beta)$  были рассчитаны нами в работе <sup>10/</sup>.

Для учета условий эксперимента введено относительное почернение  $D_i(E) = (1 - T_i) / (1 - T_0)$ , где  $T_i(m_i, E_i)$  - относительная прозрачность следа частицы с массой  $m_i$  и энергией  $E_i$ .  $T_0$  - то же для эталонного следа. При этом  $T_i \approx J_i/J_\phi$ , а  $J_i$  и  $J_\phi$  - потоки света, пропущенные следом и фоном, соответственно (при однородном освещении кадра).

При микрофотометрировании измеряется почернение следа, связанное с прозрачностью:  $d_i = (1 - J_i/J_\phi) d_\infty$ , причем  $d_i = d_\infty$ , при  $J_i = 0$ . Можно показать, что  $D_i(E) = (d_i - d_{\phi_0}) / (d_0 - d_{\phi_0})$ , где  $d_0$  и  $d_{\phi_0}$  - почернение эталонного следа и его фона, соответственно. Для наклонных следов почернение  $d_i$  связано с измеряемой величиной  $d_{i \text{ изм.}}$  на проекции следа:

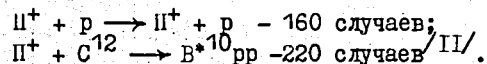
$$d_i = d_{i \text{ изм.}} \cos \varphi + \frac{L \cdot d_{i \text{ изм.}} \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi}{\sqrt{Z^2 + L^2 \sin^2 \varphi}}$$

( $L$  - длина следа,  $Z$  - расстояние от объектива до начала следа).

10. Проверка данной методики проведена на снимках:

а) пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучке 80 МэВ  $\Pi^+$ -мезонов и б) водородной пузырьковой камеры, экспонировавшейся в  $\Pi^+$ -мезонном пучке с энергией  $(340 \pm 15)$  МэВ синхротрона ОИЯИ.

а) для микрофотометрирования отбирались события:



Измерение кинематических параметров осуществлено на стереопроекторе ТТУ. Учет поправок на преломление в пропане и определение энергий вторичных частиц проводилось по методике, развитой нами в работах <sup>12, 13/</sup>.

Измерение относительного почернения производилось на серийном микрофотометре МФ-2. Если  $D \geq 1,3$ , то трек считался принадлежащим протону, а при  $D < 1,3$  -  $\Pi$ -мезону. Результаты приведены на рис.4. Значения величин относительного почернения группируются у  $\langle D_1 \rangle = 1,04 \pm 0,13$  и  $\langle D_2 \rangle = 1,52 \pm 0,12$ .

б) после просмотра 5000 стереокадров с 8 л водородной пузырьковой камеры ЛЯИ отобрано 450 двухлучевых событий; в таблице 2 приведены ошибки измеряемых параметров в %.

Таблица 2

$\delta P$	$\delta L$	$\delta \varphi$	$\delta Z$	$\delta d_{i \text{ изм.}}$
(5-10)	4	1	3	(3+12)

В последующем анализе было использовано 140 протонных, 120  $\Pi^-$ -мезонных, 40  $\Pi^+$ -мезонных и 40 треков положительных неразделенных частиц ( $\Pi^+$ ; p). Результаты нанесены на рис.5.

Экспериментальные точки, полученные при многократном измерении каждого трека, легли вблизи двух теоретических кривых для протонов и пионов.

Таким образом, методика позволяет уверенно разделять следы протонов и пионов в интервале импульсов  $(150 \leq P \leq 1200)$  МэВ/с.

Полученные данные свидетельствуют о применимости этой методики для разделения  $\Pi/K$ -мезонов в интервале импульсов  $(150-700)$  МэВ/с и  $K^+/p$  в интервале  $(300+900)$  МэВ/с.

## Часть II

Во второй части диссертации представлены результаты исследования взаимодействий  $\Pi^-$ -мезонов с нейтроном и ядром углерода, выполненного автором в 1968-1974 гг совместно с учеными Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и Тбилисского государственного университета.

Большая часть физических результатов получена на основании обработки 130 000 стереокадров от 1 м пропановой пузырьковой камеры Лаборатории ядерных проблем, облученной в пучке  $\Pi^-$ -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с.

На данной установке: а) измерены сечения неупругого взаимодействия на квазисвободном нейтроне ядра  $C^{12}$ ; б) определены средние множественности вторичных заряженных частиц в  $\Pi^-n$ -столкновении; в) исследована реакция когерентного рождения  $NC^{12} \rightarrow (3N)C^{12}$  и оценено сечение когерентного образования  $(5\Pi^-)$ -мезонов в  $\Pi^-C^{12}$ -соударениях.

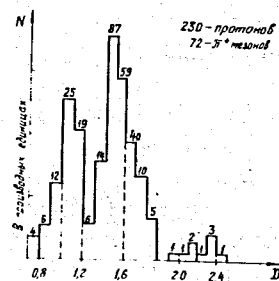


Рис.4 - Распределение относительных почернений для  $\pi^+$ - и  $p^-$  на снимках в пропане.

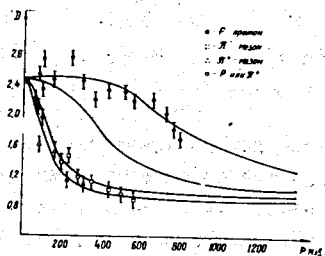


Рис.5 - Зависимость  $D_i(p)$ .

1. Камера имеет форму параллелепипеда с размерами  $1 \times 0,5 \times 0,4$  м<sup>3</sup> и помещена в электромагнит с напряженностью поля в средней плоскости 17 кгс.

Канал, формирующий пучок, обеспечивает следующие параметры: импульс  $P_{\pi} = (5,0 \pm 0,1)$  ГэВ/с, суммарная примесь  $\mu^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ -частиц  $(10 \pm 3)$  %.

2. Обработка велась по схеме: просмотр снимков и отбор событий - на фотопроекторе, изготовленном на основе фотоувеличителя "Беларусь-2"; измерение случаев - на установках ПУОС-1 в линии с ЭВМ "Минск-22" и "БЭСМ-4"; определение геометрических параметров частиц, участвующих в реакциях, и вычисление их ошибок на ЭВМ БЭСМ-4 по программе "0-10"; идентификация каналов реакций; счет по программе суммирования; анализ данных.

3. Для измерения топологических и полного неупругого сечений  $\pi^+n$ -взаимодействий в просмотре отбирались звезды с числом лучей (1,3,5,7), не сопровождающиеся продуктами распада ядра и не содержащие идентифицированных протонов. В результате было отобрано 11276 случаев.

В процессе дальнейшей обработки и обсчета были определены погрешности измеряемых параметров частиц:  $\sigma_x = \sigma_y = 0,2$  мм;  $\sigma_z = 0,7$  мм. Радиус ложной кривизны  $\approx 300$  м. Средние погрешности измерения основных кинематических параметров (импульсов и углов) вторичных частиц равны:  $\Delta P/P = 12\%$ ;  $\Delta\beta = 20'$ ;  $\Delta\alpha = 38'$ .

Об отсутствии серьезных систематических ошибок и корректности вычисления погрешностей свидетельствуют измеренные нами формы распределений и средние значения эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  и  $\gamma\gamma$  от распадов  $K^0$ - и  $P^0$ -мезонов в камере:  $\langle M(K^0) \rangle = (497 \pm 2)$  МэВ/с<sup>2</sup> и  $\langle M(P^0) \rangle = (135,5 \pm 0,6)$  МэВ/с<sup>2</sup>; последние находятся в хорошем согласии с табличными значениями этих величин.

После классификации найденных случаев по топологиям и учета так называемого "технического брака просмотра" были рассчитаны эффективности просмотра для 1-,3-,5-, и 7-лучевых событий.

4. Для выделения каналов реакции использовалась принятая в ОИЯИ программа "10-10к" идентификации каналов реакции; выбиралась наиболее вероятная гипотеза о процессе ядерного взаимодействия. Когда событие удовлетворяло нескольким гипотезам с различным чис-

6. На рис.6 приведены зависимости средней множественности заряженных частиц от энергии для " $\pi^{\pm}p$ "-взаимодействий при импульсах (5+200) ГэВ/с. Показаны наши результаты для  $\pi^-p$ - и  $\pi^+p$ -взаимодействий при 5 и 40 ГэВ/с<sup>17,23</sup>.

Проведена аппроксимация данных о средних множественностях заряженных частиц, имеющих в интервале 5-200 ГэВ, с помощью выражения  $\langle n_{\pm} \rangle = a + b \ln E^*$  ( $E^*$  - энергия в с.ц.м.), являющегося следствием мультипериферической, партонной и ряда других моделей, а также с помощью степенной зависимости  $\langle n_{\pm} \rangle = a E^{*b}$ , предсказываемой в таких моделях, как гидродинамическая, статистическая и др. Результаты параметризации представлены в табл. 6.

Таблица 6

Вид функции	a	b	$\chi^2$	R, %	Примечание
$a + b \ln E^*$	-0,695-0,037	2,88-0,13	5,94	53,5	$\pi^{\pm}p$ -реакция
	-0,693-0,257	2,871-0,112	12,74	7	При 5 и 40 ГэВ использованы наши данные
$a E^{*b}$	1,49-0,09	0,59 -0,06	14,96	3,6	$\pi^{\pm}p$ -реакция
	1,48-0,20	0,573-0,084	10,36	18,9	При 5 и 40 ГэВ использованы наши данные.

Как видно, данные по  $\langle n_{\pm} \rangle$  из " $\pi^{\pm}p$ "-реакций удовлетворительно описываются как логарифмической зависимостью, так и степенной функцией.

Основной целью проведенного анализа являлась проверка предположения, что данные по средним множественностям из  $\pi^-p$ - и из  $\pi^+p$ -взаимодействий описываются универсальной зависимостью от энергии. Полученные результаты согласуются с существованием подобной универсальности. С этой точки зрения вопрос о наилучшей форме зависимости (логарифмическая или степенная) является второстепенным. Более определенное заключение о справедливости какой-либо из моделей описания множественных процессов требует продолжения исследований при более высоких энергиях.

К настоящему времени получены многочисленные экспериментальные данные, свидетельствующие о проявлении свойств подобия в поведении ряда характеристик процессов множественного рождения. Это явление наблюдается при столкновении различных частиц в широком интервале энергий. Становится ясным, что явление подобия (автоподобности или масштабной инвариантности) связано с весьма глубокими особенностями взаимодействия элементарных частиц. При этом до начала наших исследований оставался открытым вопрос о наличии указанного свойства во взаимодействиях частиц с нейтронами. Нами была предпринята первая попытка исследования данной проблемы.

На рис.7 затрихован коридор, в котором укладываются экспериментальные данные различных авторов для широкого класса реакций в интервале (2-400) ГэВ. Точками показаны наши результаты для  $\pi^-p$  и  $\pi^+p$  при 5 и 40 ГэВ и  $pp$  при 22,4 ГэВ<sup>18</sup>, обработанные в соответствии с формулой:

$$\frac{n_i \sigma_i}{\sigma_{\text{геометр}}} = \psi(\langle n_{\pm} \rangle / n_i);$$

где  $n_i$  - число лучей в событии,  $\sigma_i$  - соответствующее топологическое сечение.

Таким образом, результаты выполненных нами исследований указывают на универсальность поведения  $\psi$ -распределения, в том числе для " $\pi^-$ " и " $\pi^+$ "-реакций, а также свидетельствуют в пользу существования раннего скейлинга.

7. Выбор задачи по изучению когерентного рождения частиц  $\pi^-$ -мезонами на ядре  $C^{12}$  при импульсе 5 ГэВ/с был обусловлен тем, что в 1968 г., когда были начаты наши эксперименты, практически отсутствовали данные при массовых числах  $A > 2$  и первичном импульсе  $P < 6,1$  ГэВ/с.

Из анализа опубликованных результатов следовало, что сечения процессов когерентного рождения  $(3\pi)^-$  и  $(5\pi)^-$ -состояний на ядре падают с уменьшением импульса. Поэтому установление хода сечения при энергии вблизи порога представляло значительный интерес.

Мы исследовали процессы:



с целью поиска реакции когерентного рождения частиц на "чистой" мишени при околороговых значениях энергии (5 ГэВ/с).

а) Трехлучевые события. Отбор событий велся среди следующих процессов:

лом уравнений связи, предпочтение отдавалось гипотезе с наибольшим числом уравнений связи.

Для проверки эффективности критериев и системы обработки события, полученные в результате моделирования по программе ФОРМ, обсчитывались по программе "10-10к" как реальные. Установлено, что форма и среднее значение  $\chi^2$  - распределения совпадают с теоретическими для 1, 2 и 4 уравнений связи.

5. Взаимодействие быстрых частиц с протонами исследовано детально в широком интервале энергий. Взаимодействия же с нейтроном изучены мало.

Пропановое наполнение используемых нами камер позволяет изучить столкновения налетающих частиц как с протонами, так и с нейтронами и ядрами углерода.

а) для импульсов  $P_{II} = 5$  ГэВ/с. на 130 000 стереоснимках от 1 м пропановой камеры отобрано 11 276 случаев.

Средняя длина трека до  $\Pi^-n$  - взаимодействия оказалась равной  $36,03 \pm 0,54$  см.

В таблице 3 приведены количества найденных в просмотре звезд с нечетным числом лучей и соответствующие топологические сечения <sup>14/</sup>.

Таблица 3

Число лучей в звезде	Количество звезд	Сечение $\sigma$ (мб)	Относительный вклад в полное сечение, %
1	3405	$8,57 \pm 1,2$	$39,7 \pm 6,1$
3	6741	$11,0 \pm 0,87$	$50,9 \pm 5,3$
5	1081	$1,90 \pm 0,28$	$8,8 \pm 1,2$
7	49	$0,13 \pm 0,07$	$0,60 \pm 0,32$
Итого:	11276	$21,60 \pm 1,79$	100

При малых углах в однолучевых случаях имеются потери в отборе событий, и поэтому их сечение занижено. Для учета поправок к полному сечению на эти потери использованы опубликованные данные об угловом распределении упругого  $\Pi^-p$ -рассеяния и соотношение сечений упругого и зарядообменного рассеяний, вытекающее из закона зарядовой независимости.

б) Для импульсов  $P_{II} = (40 \pm 0,24)$  ГэВ/с после просмотра 50 000 стереоснимков с 2 м пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной на синхрофазотроне ИФЭ, отобрано 2072 случая  $\Pi^-n$ -взаимодействий. Процедура обработки снимков в основном идентична описанной выше.

Для проверки точностей измерений и отсутствия систематических ошибок были определены эффективные массы  $\Lambda^+$  и  $K^+$ -частиц, распадающихся в камере <sup>15/</sup>.

$\langle M(\Lambda^+) \rangle = (1,1167 \pm 0,0010)$  ГэВ/с<sup>2</sup>;  $\langle M(K^+) \rangle = (0,4940 \pm 0,0004)$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Согласие полученных значений с табличными удовлетворительное.

В таблице 4 приведены результаты эксперимента <sup>16/</sup> с учетом поправок на малые углы и на когерентные (ЗП) и (5П)-события.

Таблица 4

Число лучей в звезде	Количество звезд	Сечение $\sigma$ (мб)	Относительный вклад в полное сечение, %
1	185	$1,84 \pm 0,14$	$9,40 \pm 0,69$
3	590	$5,00 \pm 0,26$	$30,10 \pm 1,24$
5	495	$4,96 \pm 0,24$	$25,30 \pm 1,14$
7	370	$3,70 \pm 0,20$	$18,90 \pm 0,98$
9	199	$2,00 \pm 0,14$	$10,20 \pm 0,72$
11	89	$0,88 \pm 0,09$	$4,50 \pm 0,48$
13	25	$0,26 \pm 0,05$	$1,30 \pm 0,26$
15	5	$0,06 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,11$
17	0	-	-
19	1	$0,01 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,05$
Итого:	1259	$19,6 \pm 0,3$	100

Окончательно измеренные нами величины сечений неупругого  $\Pi^-n$ -взаимодействия при 5 ГэВ/с и 40 ГэВ/с равны:  $(21,65 \pm 1,85)$  мб и  $(19,6 \pm 0,3)$  мб, соответственно.

В таблице 5 приведены средние множественности вторичных заряженных частиц в  $\Pi^-p$ - и  $\Pi^-n$  - реакциях.

Таблица 5

Реакция	P (ГэВ/с)	
	5	40
$\Pi^-p$	$2,83 \pm 0,23$	$5,62 \pm 0,04$
$\Pi^-n$	$2,67 \pm 0,22$	$5,33 \pm 0,07$

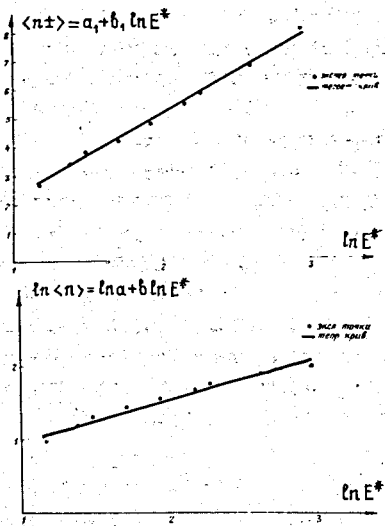


Рис.6 - Зависимость средней множественности от энергии  $E^*$  (с.п.м.).

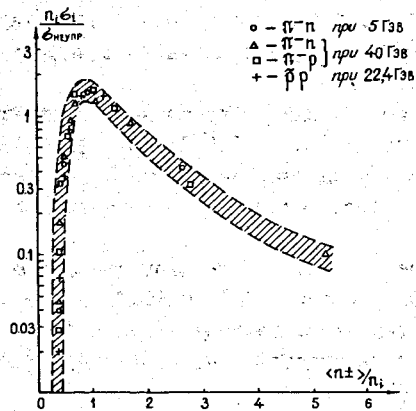
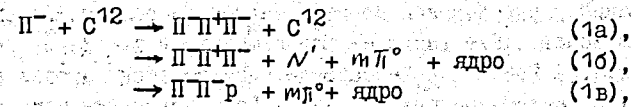


Рис.7 - Зависимость  $n_i \sigma_i / \sigma_{\text{неупр}} = \varphi \left( \frac{\langle n_{\pm} \rangle}{n_i} \right)$



где  $\mathcal{N}'$  - нейтрон,  $p$  - протон,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Искомому процессу соответствует реакция (1а).

Условие когерентности " $qR < 1$ " реализуется в нашем случае при  $q < 120$  МэВ/с. При этом ядро остается в своем основном состоянии ( $q$  - переданный ядру  $Z$  - импульс,  $R$  - его радиус).

Процедура выделения случаев (1а) основывается на анализе распределения  $dN/dt'$  /19/.

На рис.8 приведено  $t'$  - распределение для " $\pi^- \rightarrow 3\pi^-$ "-реакции. Отчетливо виден рост числа событий в области переданных 4 - импульсов  $|t'| < 0,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Этот эффект обусловлен только существованием когерентного рождения " $\pi^- \rightarrow 3\pi^-$ " на ядре  $C^{12}$ , как целом /20/.

Распределение аппроксимировано суммой двух экспонент:

$$dN/dt' = A_1 \exp(-b_1 t') + A_2 \exp(-b_2 t')$$

$b_1 = (51,7 \pm 11,8)$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> и  $b_2 = (7,25 \pm 2,20)$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>. Величины  $b_1$  и  $b_2$  непосредственно связаны со значениями средне-квадратических радиусов мишеней:  $b = \langle R^2 \rangle / 3$ . Получено, что

$$R_{C^{12}} = (2,45_{0,27}^{0,30}) f \quad \text{и} \quad R_N = (0,92_{0,15}^{0,13}) f.$$

Полученные значения в пределах погрешностей совпадают с величинами с.к. радиусов ядра углерода и нуклона из опытов Хофштадтера по рассеянию электронов.

Для определения сечения  $\sigma_{\text{ко}2}^{3\pi}$  мы воспользовались результатами измерения сечения /14/ неупругого взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов на квазисвободном нейтроне и получили величину сечения, приходящегося на одно событие:  $\sigma_0 = (2,00 \pm 0,16)$  мкб/событие.

Между аппроксимирующей кривой и продолжением ее пологой части (рис.8) заключено 132 события. На основании этих случаев получили величину сечения когерентного рождения трех ионов на ядре углерода при 5 ГэВ/с:

$$\sigma_{\text{ко}2}^{3\pi} = (264 \pm 27) \text{ мкб} / 21 / \dots$$

Это значение, нанесенное на кривую зависимости величины  $\sigma_{\text{ко}2}^{3\pi} / A^{2/3}$  от энергии вносит большую определенность в ее ход в околороговой области.

Исследование распределений по эффективным массам различных комбинаций  $\Pi$ -мезонов также выявляет ряд существенных особенностей. В области (0,9+1,4) ГэВ в " $M_{\Sigma\Pi}$ "-распределений имеется широкий пик ( $\approx 500$  МэВ) с максимумом при (1,1-1,2) ГэВ. Положение максимума совпадает с массой  $A_1^-$ -мезона.

При выделении из распределения " $M_{\Sigma\Pi}$ " области (600+900) МэВ и построении распределения " $M_{\Pi\Pi}$ " обнаруживается пик от  $\varphi^0$ -мезона. Доля таких случаев - 60%. Таким образом, существенная часть наблюдаемого нами процесса дифракционной диссоциации реализуется по схеме  $\Pi^- + C^{12} \rightarrow A_1^- + C^{12}$ ;  $A_1^- \rightarrow \varphi^0 + \Pi^-$ ;  $\varphi^0 \rightarrow \Pi^+ \Pi^-$ .

б) **Пятилучевые события.** Отбирались события вида  $\Pi^- + C^{12} \rightarrow 2\Pi^+ + 3\Pi^- + C^{12}$  (872 случая). После обсчета по программе "10-10к" и идентификации положительных частиц для последующего анализа осталось 205 событий, удовлетворяющих критериям " $\Pi \rightarrow 5\Pi$ " - реакции.

На рис.9 показано распределение  $dN/dt'$ . Оно параметризуется экспоненциальной зависимостью со значениями параметров  $A = 19,1 \pm 2,9$  и  $b = -1,5 \pm 0,3$ . Величина  $b$  исключает возможность заметного вклада когерентного процесса <sup>22</sup> в пятилучевые события.

Измерен верхний предел сечения рождения пяти мезонов на ядре углерода при 5 ГэВ/с, который на 95%-ном уровне достоверности равен 36 мкб.

Распределение по эффективной массе " $M_{5\Pi}$ " в пределах статистических ошибок описывается фазовой кривой.

Основные результаты данной диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Сооружена и подготовлена к работе на ереванском электронном ускорителе крупная комплексная установка, включающая 80 л низкотемпературную пузырьковую камеру в магнитном поле 22 кгс.

2. Созданы и проверены в работе все основные узлы ИПК-80, конструкция многих из них решена по-новому:

- система расширения с гибким стальным тросом, связующим "холодный" и "теплый" поршни;

- поршневая пара с втулкой из армированного фторопласта;

- трехобъективная стереофотокамера с простым и надежным пневмоприводом и частотой срабатывания до 10 Гц.

Изготовлена осветительная система на основе скотчлайта, упростившая конструкцию камеры. Введение кольцевого осветителя устранило раздвоение изображений.

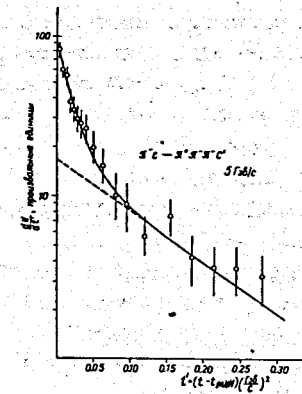


Рис.8 -  $dN/dt'$  - распределение для процесса " $\Pi \rightarrow 3\Pi$ ".

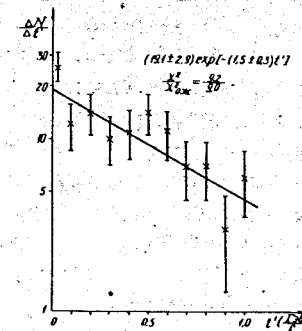


Рис.9 -  $dN/dt'$  - распределение для процесса " $\Pi \rightarrow 5\Pi$ ".

3. Рассчитан и сконструирован новый тип устройства ввода гамма-пучка в пузырьковую камеру, обеспечивающего одновременно низкофононые условия в камере и ужесточение спектров гамма-квантов.

4. Развита методика микрофотометрирования следов частиц на снимках пузырьковых камер, обеспечивающая уверенное разделение следов частиц в соответствующих интервалах импульсов:

$$\pi^+/p - (150 \pm 1200) \text{ МэВ/с}, \quad K^+/p - (300 \pm 900) \text{ МэВ/с}$$

$\pi^+/K - (150 \pm 700) \text{ МэВ/с}$ . Методика нашла применение в практике исследовательских лабораторий.

5. Рассчитаны ионизационные потери и пробеги заряженных частиц в сложных средах и разработана методика учета поправок на преломление при изменениях на репроекторе.

6. Впервые получен ряд важных характеристик  $\pi^-$ -взаимодействий при 5 и 40 ГэВ/с. Измерены:

а) топологические сечения для звезд с нечетным числом лучей; б) сечения неупругого взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с нейтроном  $(21,75 \pm 1,85) \text{ мб}$  при 5 ГэВ/с и  $(19,6 \pm 0,3) \text{ мб}$  при 40 ГэВ/с;

в) средние множественности заряженных частиц в  $\pi^-n$ - и  $\pi^-p$ -взаимодействиях:  $\langle n_+ \rangle_{\pi n} = 2,67 \pm 0,22$  и  $5,33 \pm 0,07$ ,  $\langle n_+ \rangle_{\pi p} = 2,83 \pm 0,23$  и  $5,62 \pm 0,09$  при тех же импульсах.

7. Выполнен совместный анализ полученных нами и другими авторами экспериментальных данных по величине  $\langle n_+ \rangle$  как для  $\pi^-n$ , так и  $\pi^\pm p$ -взаимодействий при  $(5 \pm 200)$  ГэВ/с. Установлено, что эти данные удовлетворительно параметризуются как зависимость

$\langle n_+ \rangle = a + b \ln E^*$ , следующей из мультипериферической, партонной и др. моделей, так и функцией  $\langle n_+ \rangle = a \cdot E^{*b}$ , следующей из таких моделей, как статистическая и гидродинамическая.

8. Обнаружена важная закономерность в неупругом рассеянии  $\pi^-$ -мезонов нейтронами при 5 и 40 ГэВ/с: распределение величин  $n_{\text{мез.}}^{\text{мез.}}/\sigma_{\text{неуп.}}$  в зависимости от  $\langle n_+ \rangle/n$  согласуется с подобным распределением для  $\pi^\pm p$ ,  $pp$ -и  $\bar{p}p$ -взаимодействий в широком интервале энергий до 400 ГэВ.

Этот результат расширяет класс многочастичных взаимодействий адронов, в которых выполняется свойство автомодельности или масштабной инвариантности. Он свидетельствует также о проявлении этого универсального свойства в области весьма небольших импульсов первичных частиц ("ранний скейлинг").

9. Впервые зарегистрирован процесс когерентного рождения трех пионов на "чистом" ядре углерода  $C^{12}$  вблизи порога и измерены полное  $\sigma_{\text{tot}}^{3\pi} = (269 \pm 37) \text{ мкб}$  и дифференциальное  $d\sigma/dt' = (A_1 \exp(-\beta_1 t') + A_2 \exp(-\beta_2 t'))$  сечения.

10. Параметры  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , определяющие величины радиусов мишени (нуклона и ядра  $C^{12}$ )  $R_N = (0,92^{+0,13}_{-0,15}) \text{ ф}$ ,  $R_{C^{12}} = (2,45^{+0,27}_{-0,30}) \text{ ф}$  удовлетворительно согласуется с соответствующими значениями из опытов Хофштадтера. Это является существенным свидетельством корректности системы обработки и количественных данных о когерентном процессе  $\pi C^{12} \rightarrow 3\pi C^{12}$ .

11. В распределениях по эффективной массе трех пионов наблюдается широкий пик в области масс  $A_1$ -мезона  $(0,9-1,4)$  ГэВ/с. Полученное распределение удовлетворительно описывается исправленной моделью Дека. В распределении " $M_{\pi^+\pi^-}$ " для событий из когерентного пика наблюдается существенный выход (до 60%)  $\rho$ -мезонов.

12. Выполнен поиск реакции когерентного рождения пяти  $\pi$ -мезонов. Получен верхний предел сечения  $\sigma_{\text{tot}}^{5\pi} = 36 \text{ мкб}$  (95% ур. достов.). Значение параметра наклона распределения  $d\sigma/dt'$ , равное  $-1,5 \pm 0,3$ , исключает возможность заметного вклада когерентной " $\pi \rightarrow 5\pi$ " реакции в пятилучевые события при импульсе 5 ГэВ/с.

#### Литература

1. Н.Н.Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе, ОИЯИ Р2-6342, Дубна, 1972; В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, ЭЧАН, т.2, в.4, стр.1-32, 1970.
2. А.А. Logunov, М.А. Mestvirishvili. CERN TH-1707, Geneva, 1973. (см. также ссылки в данной работе)
3. Е.Л. Feinberg, I. Ya. Pomeranchuk. Suppl. N. Cim., 3, 652, 1956.
4. Н.С. Амаглобели, Д.Л. Бакашвили, Р.Г. Салуквадзе и др. Материалы юбил. конф. физфака ТГУ, 1971, Тбилиси. Доклад на сессии Совета эл. молн. вэ. АН СССР, 10.1.1969г. Москва.
5. Р.Г. Салуквадзе, Д. Нягу. Труды ИФ АН Груз. ССР, т. VIII, 1962.

6. Д.Л.Бакашвили, Р.Г.Салуквадзе и др. Труды ТГУ А44 (146), 1972.
7. Д.Л.Бакашвили, Р.Г.Салуквадзе и др. Матер. раб. сов. ОИЯИ 13-44-66, 236, Дубна, 1969.
8. Р.Г.Салуквадзе, В.Ш.Шварцман и др. Опт. мех. пром. 6, 1969.
9. Д.Л.Бакашвили, Р.Г.Салуквадзе и др. ПТЭ, 5, 1969.
10. М.А.Дасаева, Р.Г.Салуквадзе и др. Сообщ. АН Гр.ССР, 56, 3, 1969.
11. Р.Г.Салуквадзе, Д.Ниагу. Труды ИФ АН Гр.ССР, т. IX, 1961.
12. Д.Ниагу, Р.Г.Салуквадзе Rev. de Phys., VI, N 1, 1961.
13. Д.Ниагу, Р.Г.Салуквадзе Rev. de Phys., V, N 3-4, 1960.
14. Н.С.Амаглобели, Ю.А.Будагов, Р.Г.Салуквадзе и др. Трубы юбил. конф. физфака ТГУ, стр. 133-136, 1974 г., Тбилиси.
15. Д.Н.Абесалашвили, Р.Г.Салуквадзе и др. Сообщ. АН Гр.ССР, 75, 2, 1974.
16. Н.С.Амаглобели, В.Г.Гришин, Р.Г.Салуквадзе и др. Phys. Lett., 39B, 4, 1972.
17. Н.С.Амаглобели, В.Г.Гришин, Р.Г.Салуквадзе и др. ЯФ, 16.5.1972.
18. В.Д.Цинцадзе, Р.Г.Салуквадзе и др. ОИЯИ Е1-7876, 1974.
19. Р.Г.Салуквадзе, Д.И.Хубуа. Матер. шк. молодых ученых, г. Сухуми, ОИЯИ P2-6867, Дубна, 1972.
20. Н.С.Амаглобели, Р.Г.Салуквадзе и др. Письма в ЖЭТФ 14, 558, 1971.
21. Н.С.Амаглобели, Ю.А.Будагов, Р.Г.Салуквадзе и др. Труды юбил. конф. физфака ТГУ, стр. 107-110, 1974.
22. Ю.А.Будагов, Д.И.Хубуа, Р.Г.Салуквадзе и др. Изд-во ХФТИ, серия физ. выс. энергий и атомного ядра. Вып. 2(4), Харьков, 1973.
23. А.Ш.Гавашели, Ю.Ф.Ломакин, Р.Г.Салуквадзе, Д.И.Хубуа. ОИЯИ, P1-8767, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 апреля 1975 г.