

ПЕРСПЕКТИВЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ СИНХРОФАЗОТРОН—НУКЛОТРОН

П.И.Зарубин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор написан на основе предложенных экспериментов на ускорительном комплексе синхрофазотрон — нуклотрон в Дубне [1]. Эксперименты посвящены изучению переходного режима от протон-нейтронной к кварк-глюонной материи. Согласно предыдущим исследованиям этот режим находится в области энергий релятивистских ядер от сотен МэВ на нуклон до $3,5 \cdot A$ ГэВ, выше которой начинаются асимптотические режимы. Основное внимание уделяется изучению спиновых явлений, в том числе в кумулятивных процессах.

The present paper is review of the suggested experiments at the Dubna accelerator complex synchrophasotron — nuclotron [1]. The experiments are aimed at the study of the transition regime from proton-neutron to quark-gluon matter. According to previous investigations, this regime is situated at energies of relativistic nuclei from hundreds of MeV per nucleon to about $3.5 \cdot A$ GeV. At higher energies, asymptotic regimes set up. The main attention is paid to the study of spin phenomena, including spin phenomena in cumulative processes.

ВВЕДЕНИЕ

В 1993 году исполнилось 40 лет со времени основания Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Основу научной программы лаборатории в настоящее время составляют исследования на пучках синхрофазотрона, нацеленные на поиск и изучение ненуклонных степеней свободы в ядрах и спиновых эффектов в малонуклонных системах [1]. Синхрофазотрон — знаменитый и ныне функционирующий ускоритель — по-прежнему привлекает физиков со всего мира, заинтересованных в работе на пучках релятивистских ядер и поляризованных дейтронов. Созданный в конце 50-х годов как ускоритель протонов на энергию 10 ГэВ, синхрофазотрон претерпел качественную эволюцию и превратился в ускоритель релятивистских ядер. Важнейшими этапами на этом пути являются:

- создание набора ионных источников — электронно-лучевого, лазерного, поляризованных дейтронов;
- совершенствование системы инъекции пучка в кольцо синхрофазотрона, вакуума в кольце и системы медленного вывода;
- создание и развитие масштабных экспериментальных зон выведенных ядерных пучков высокой интенсивности.

В настоящее время синхрофазотрон позволяет получать пучки ядер с импульсом до $4,5 \cdot A$ ГэВ от дейтронов с интенсивностью 10^{12} част./цикл и при постепенном снижении интенсивности до серы — $4,5 \cdot 10^3$. Уникальными являются пучки поляризованных и выстроенных дейтронов, интенсивность которых достигает значения $5 \cdot 10^9$ част./цикл.

В 1987 году в ЛВЭ началось сооружение нуклотрона — специализированного сверхпроводящего ускорителя ядер на энергию 6 ГэВ/нуклон, который позволит получить достаточно интенсивные пучки ядер тяжелых элементов (около 10^7 ядер/цикл), таких как криптон, висмут, уран, при этом качественно улучшив пространственные и временные характеристики пучка. Кольцо нового ускорителя имеет периметр 251 м и вес около 80 тонн. Магнитная система синхрофазотрона состоит из 96 дипольных магнитов, 64 квадрупольных линз и 28 мультипольных корректоров, охлаждаемых жидким двухфазным гелием. Основу криогенного комплекса составляют три ожигителя типа КГУ-1600 с проектной производительностью 1,6 кВт при 4,5 К [2].

К концу 1992 года кольцо нуклотрона было полностью собрано в технологическом тоннеле, окружающем синхрофазотрон. Основной задачей в 1993-1994 гг. стала работа по адаптации ускорителя — сложного многокомпонентного комплекса — для работы с внутренним пучком. Уже в первом сеансе в марте 1993 г. получена устойчивая циркуляция дейтронов [3], а в начале 1994 г. нуклотрон заработал на эксперименты на внутренней мишени при импульсе $3,5 \cdot A$ ГэВ/с [4].

На новом ускорителе запланирована широкая программа исследований, основным направлением которой является изучение особенностей атомных ядер, выходящих за рамки протон-нейтронной модели ядра, и построение физической картины ядерной материи на языке кварков и глюонов. Напомним, что начало этим исследованиям было положено в 1971 г. на дубненском синхрофазотроне, когда впервые были получены пучки релятивистских дейтронов. Следует подчеркнуть, что все улучшения систем инъекции в синхрофазотрон и каналов выведенных пучков полностью будут использованы при работе на нуклотроне (рис.1). Активная работа на пучках старой машины позволит сохранить сложившееся сообщество физиков и развитые экспериментальные установки к моменту полного ввода нуклотрона. При таком плавном переходе потенциал нового ускорителя будет использован для исследований с самого начала.

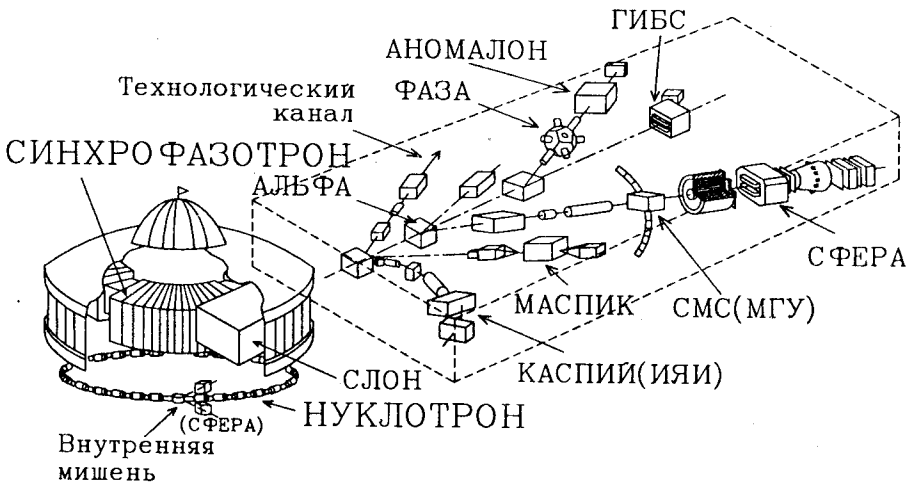


Рис.1. План размещения основных экспериментов на ускорительном комплексе синхротрон — нуклотрон

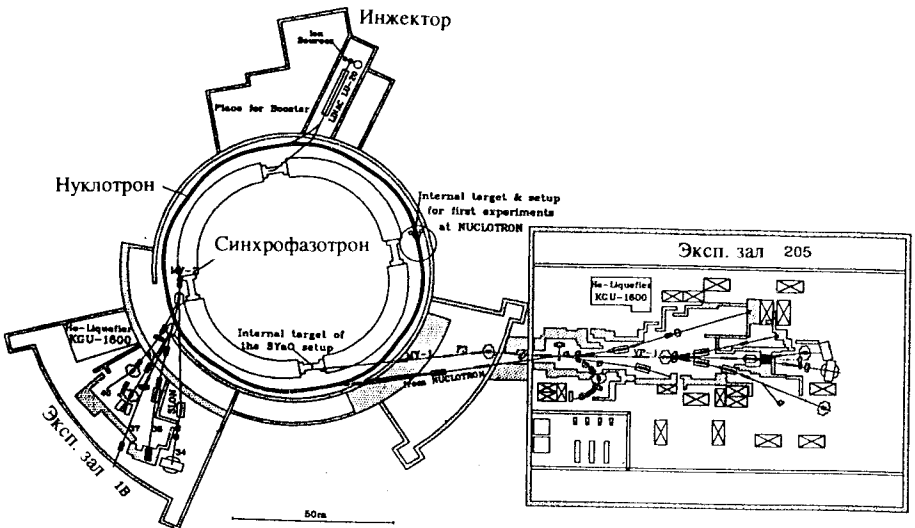


Рис.2. Детальная схема каналов выведенных пучков ускорительного комплекса ЛВЭ

Интерес к пучкам ускорительного комплекса ЛВЭ возрос и в связи с актуальностью проработки ядерно-физических аспектов электроядерного метода генерации энергии и трансмутации радиоактивных отходов. Обзор экспериментальных результатов и концепция гибридной энергоцентрали «ускоритель + реактор» даны в работе К.Д.Толстова [5].

Таким образом, следующей важнейшей задачей для лаборатории в плане развития ускорительного комплекса является создание системы медленного вывода пучка из камеры нуклотрона, чтобы сделать ядерные пучки новой машины доступными широкому кругу экспериментаторов. Кроме того, подготовлены первоочередные физические эксперименты на внутренней мишени нуклотрона. На нынешнем этапе важно дать обзор состояния экспериментальных исследований и проанализировать основные тенденции в развитии экспериментов на ускорительном комплексе ЛВЭ (рис.2).

КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

В настоящее время имеется понимание картины ядро-ядерных столкновений в весьма широком энергетическом диапазоне, позволяющее достаточно уверенно планировать развитие ускорительного комплекса ЛВЭ и экспериментальных установок в ядерных пучках. В подходе, который предложил А.М.Балдин (см., например, [6]), процессы множественного рождения в соударениях частиц или ядер I и II:

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$$

описываются в пространстве 4-скоростей $u_i = p_i/m_i$, где p_i — 4-импульсы частиц, участвующих в реакции: $i = I, II, 1, 2, 3, \dots$, а m_i — их массы. Процессы множественного рождения анализируются на основе безразмерных релятивистски-инвариантных величин

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = - (u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1].$$

Со времени начала экспериментов с релятивистскими ядрами был достигнут большой прогресс в классификации ядро-ядерных соударений при асимптотически малых и больших b_{ik} . Условия, при которых нуклоны и адроны в целом теряют свою идентичность, а субнуклонные степени свободы играют доминирующую роль, следующие:

$$b_{ik} > b^{\text{th}} = \frac{\Delta}{m} \left(4 + \frac{\Delta}{m} \right),$$

где $\Delta = m^* - m$ и m^* — масса возбужденного состояния. Диапазон $b_{ik} \sim 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабосвязанных систем, состоящих из нуклонов. Эта область является областью явлений классической ядерной физики. При $0,1 < b_{ik} \leq 1$ кварковые степени свободы становятся существенными в перестройке адронных систем. В области $b_{ik} \gg 1$ адроны, вовлеченные в процесс, теряют свою роль квазичастиц. Физическое значение критерия $b_{ik} \gg 1$ следующее: при достаточно больших относительных скоростях взаимодействие конstituентов частиц i и k ослабевает настолько, что они могут рассматриваться в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики, и кварковые эффекты в ядрах проявляются как существенно релятивистские. Таким образом, связь адронной структуры и взаимодействий, описываемых КХД, является основной особенностью «области перехода». При помощи переменных b_{ik} становится возможным сформулировать достаточно общие закономерности множественных процессов, таких как принцип ослабления корреляций (факторизация), промежуточные асимптотики и другие. Один из наиболее важных выводов состоит в том, что распределения по b_{ik} убывают быстро и монотонно с ростом $b_{ik} \rightarrow \infty$. Такое свойство соответствует уменьшению силы взаимодействия между частицами i и k на малых расстояниях, т.е. асимптотической свободе.

Встречающиеся в литературе понятия и обозначения с помощью переменных b_{ik} унифицируются и приобретают явно релятивистски-инвариантный вид. Проиллюстрируем их применение на важных примерах.

1. Под кумулятивным эффектом понимаются процессы инклюзивного образования частицы I в области фрагментации, например, ядра II:

$$b_{I\text{II}} \sim b_{\text{II}} \gg b_{\text{III}} \text{ и } X_{\text{II}} > 1.$$

Кумулятивным числом называется

$$X_{\text{II}} = \frac{m_1}{m} \frac{b_{\text{II}}}{b_{I\text{II}}} = \frac{E_1 - p_1^2}{m},$$

где m — масса протона, m, p, E_1 — масса, импульс и энергия образующейся частицы I.

2. Общепринятые инварианты реакции приобретают вид

$$s = (P_I + P_{\text{II}})^2 = (m_I + m_{\text{II}})^2 + m_I m_{\text{II}} b_{I\text{II}},$$

$$t = (P_I - P_1)^2 + (m_I - m_{\text{II}})^2 - m_I m_1 b_{\text{II}}.$$

Введение b_{ik} вместо s и t исключает влияние масс, что особенно существенно для столкновения ядер.

3. «Внутренний импульс» нуклона в ядре \mathbf{k} — величина, определение которой зависит от выбранной модели. Введение ее оправданно в области, где справедливо полюсное приближение, описываемое знаменателем S -матрицы. Например, для неоднократно обсуждаемой ниже реакции $d + A \rightarrow p(0^\circ) + X$ полюсный знаменатель имеет вид

$$Z = (P_d - P_p)^2 - m^2 \approx M_d^2 - 2(P_d P_p) = M_d^2 - 4 \left(m^2 + M_d m \frac{b_{dp}}{4} \right),$$

где $b_{dp} = 2 \left[\frac{(P_d P_p)}{M_d m} - 1 \right]$.

Отсюда следует выражение для «внутреннего импульса»:

$$\mathbf{k}^2 = M_d m \frac{b_{dp}}{4}.$$

При этом знаменатель приобретает обычный нерелятивистский вид

$$Z = -4m \left(\epsilon + \frac{\mathbf{k}^2}{m} \right),$$

где ϵ — энергия связи дейтрона. Релятивистское выражение полюсного знаменателя

$$Z = -M_d m \left[\frac{2\epsilon (M_d - m)}{M_d m} + b_{dp} \right].$$

При изменении b_{dp} от 0 до 0,1 вклад полюсного члена убывает в тысячи раз, а при $b_{dp} \approx -2 \cdot 10^{-3}$ сечение (в нефизической области отрицательных b_{dp}) обращается в бесконечность. В области $b_{dp} > 0,5$, согласно сформулированному выше критерию, начинают играть роль внутренние степени свободы нуклонов, и классические модели дейтрона перестают работать. Соответственно «внутренний импульс» нуклона теряет смысл.

В переменных светового конуса «внутренний импульс» выражается следующим образом. Учитывая, что $(E + p_z)(E - p_z) = m^2 + p_t^2$, где p_t — поперечный импульс, а p_z — проекция импульса на ось реакции, получаем

$$(P_d P_p) = \frac{1}{2} \left[\frac{m^2 + p_t^2}{\alpha} + \alpha M_d^2 \right],$$

где $\alpha = \frac{E_p + p_p^z}{E_d + p_d}$.

Полюсный знаменатель при этом принимает вид

$$Z = (P_d - P_p)^2 - m^2 = M_d^2 (1 - \alpha) - \frac{m^2 + p_t^2}{\alpha} =$$

$$= (1 - \alpha) \left[M_d^2 - \frac{m^2 + p_t^2}{\alpha (1 - \alpha)} \right].$$

Сравнивая с определениями k , сделанными выше, получаем

$$k^2 = \frac{m^2 + p_t^2}{4\alpha (1 - \alpha)} - m^2 = M_d m \frac{b_{dp}}{4} \approx m^2 \frac{b_{dp}}{2}.$$

Отсюда, согласно приведенному критерию, при $|k| > 500$ МэВ/с не следует ожидать согласия с экспериментом нуклонных моделей ядра.

Пучки нуклотрона могут быть использованы для исследования практически всех характеристик сильно возбужденной ядерной материи, включая и асимптотические, т.к. на нуклотроне

$$0,01 \leq b_{II} \leq 14.$$

Эксперименты, которые начинают проводиться на внутреннем пучке нуклотрона, позволят изучить ядро-ядерные соударения с вариацией в широких пределах начальной кинетической энергии $T_A = \frac{mA}{2} b_{II}$, где mA — масса ядра. В смысле практической реализации такой подход выдвигает перед экспериментаторами задачу создания установок, позволяющих проводить возможно более полный импульсный анализ и идентификацию частиц в полном телесном угле.

Ускорительный комплекс синхрофазотрон — нуклотрон является уникальным центром, где имеется высокоинтенсивный пучок тензорно- и векторно-поляризованных дейтронов с высокой степенью поляризации и с импульсом от 3 до 9 ГэВ/с. При развале ускоренных дейтронов возможно получение квазимоноэнергетических поляризованных нейтронов и протонов. В настоящее время на этом ускорительном комплексе может быть проведена новая генерация экспериментов.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЧКАХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ

Известные потенциалы нуклон-нуклонного взаимодействия теряют свою предсказательную силу в описании волновой функции дейтрона на расстояниях меньше размера нуклона, т.е. при перекрытии кварковых «мешков» нуклонов. При изучении природы таких мультикварковых состояний можно получать информацию о явлениях непертурбативной хромодинамики в ядерных системах. В качестве экспериментальной информации использует-

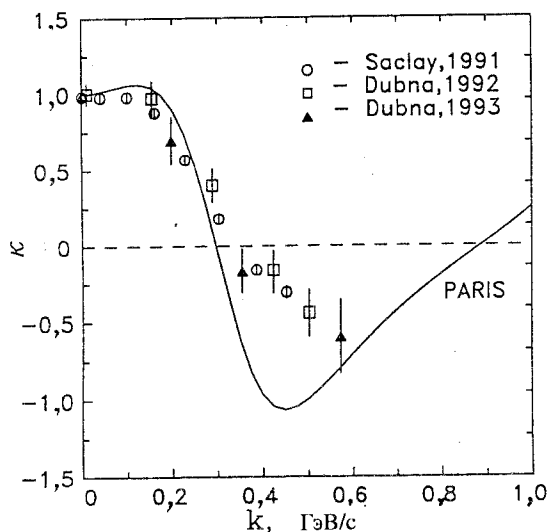


Рис.3. Экспериментальные данные коллаборации АЛЬФА по коэффициенту передачи в зависимости от внутреннего импульса в дейтроне, полученные при фрагментации векторно-поляризованных релятивистских дейтронов

ся дифференциальное сечение фрагментации под углом 0° , пропорциональное квадрату волновой функции, тензорная анализирующая способность T_{20} — относительная раз-

ность сечений на тензорно-поляризованном и неполяризованном пучках, а также коэффициент передачи поляризации K от векторно-поляризованного дейтрона к протону фрагментации в зависимости от «внутреннего импульса». Последние две зависимости характеризуют соотношение состояний с орбитальным моментом 0 и 2 (S - и D -волн). Если на «больших» расстояниях дейтрон представляет почти полностью S -волновое состояние, то при «сближении» предсказывается рост веса D -состояния.

1.1. В настоящее время на спектрометре АЛЬФА в Дубне и на ускорителе SATURNE в Сакле измерены дифференциальные сечения, тензорная анализирующая способность T_{20} и коэффициент передачи поляризации от дейтрона к протону K_0 в реакциях упругого дейтрон-протонного рассеяния «назад» в системе покоя дейтрона и во фрагментации дейтрона на ядрах с вылетом протона-фрагмента «вперед» практически во всем доступном на этих ускорителях диапазоне энергий (рис.3) [7]. Таким образом, получен набор наблюдаемых величин, возможный для этих реакций в коллинеарной геометрии при использовании неполяризованной мишени. Новые данные указывают на ограниченность традиционных представлений о структуре дейтрона, сложившихся на основе опытов при низких (несколько сотен МэВ) энергиях. Очевидна необходимость учета как дополнительных, ненуклонных степеней свободы в дейтроне, так и релятивистских эффектов и возможных механизмов реакций.

Дальнейшее развитие этого направления в Лаборатории высоких энергий требует существенного повышения интенсивности пучка поляризован-

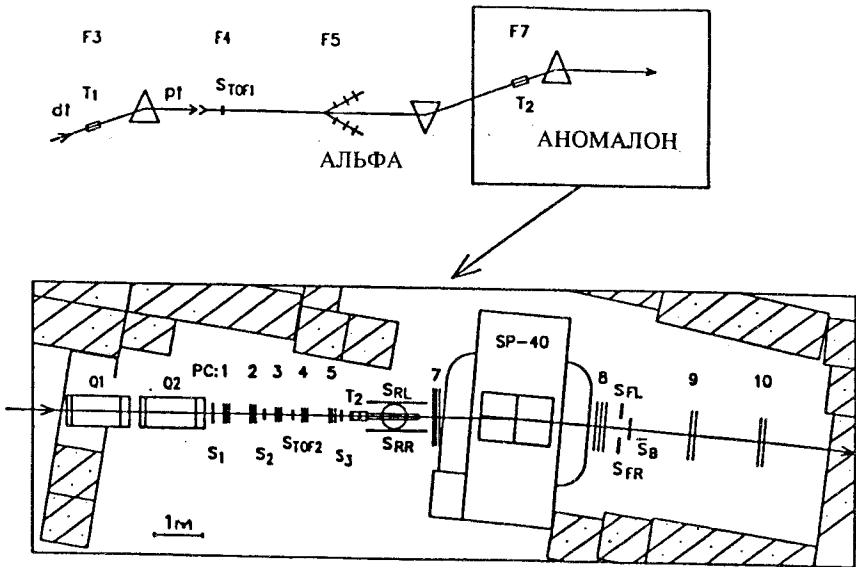


Рис.4. Схема эксперимента АНОМАЛОН: канал проводки стриппинговых протонов от мишени в фокусе F3 (верхний рисунок) и протонный поляриметр на основе дипольного магнита и многопроволочных пропорциональных камер (SP-40 и PC1÷10 на нижнем рисунке)

ных дейтронов и применения поляризованных протонной и дейтронной мишеней.

1.2. Предложение группы из Университета штата Нью-Гэмпшир (США) направлено на поиск дополнительных степеней свободы в дейтроне — $\Delta\Delta$ -компоненты. Предполагается изучение $\Delta\Delta$ -дибарионной системы в реакциях $d(\vec{d}, \vec{d})X$ и $d(\vec{d}, d\pi)X$ на ускорительном комплексе ЛВЭ.

Теоретические исследования в КХД-подходах предсказывают сильное притяжение $\Delta\Delta$ -взаимодействий, в отличие от NN -рассеяния. Регистрация $\Delta\Delta$ -состояния с квантовыми числами $(T=0, S=1)$ и $(T=0, S=3)$ явилась бы существенным указанием на новую форму $6q$ -состояния адронной материи.

1.3. Данные по взаимодействию дейтрона, полученные на 100-см водородной пузырьковой камере ЛВЭ, позволяют в условиях 4π -геометрии восстанавливать полную кинематику событий.

Исследование сечений, пространственных корреляций, векторной анализирующей способности в различных каналах: канале перезарядки $dp \rightarrow pp(^1S_0)n$, прямом канале $dp \rightarrow ppn$, каналах с рождением пионов при

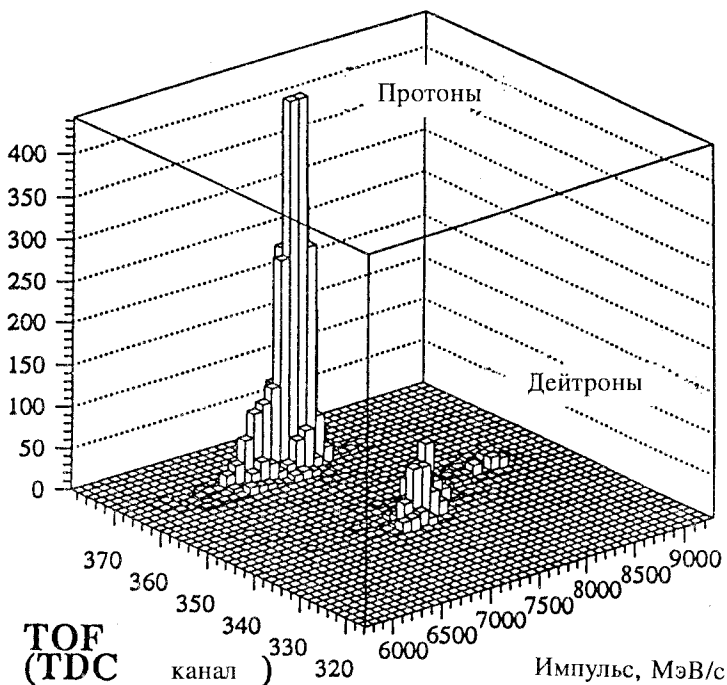


Рис.5. Эксперимент АНОМАЛОН: двумерное распределение по времени пролета и импульсу детектированных частиц при импульсах дейтронов 8,7 ГэВ/с и вторичных частиц 7,5 ГэВ/с. Масштаб по временной шкале 220 пс/канал

различных кинематических условиях дает возможность изучить механизмы взаимодействия в конечном состоянии, возбуждения изобары в промежуточном состоянии и т.д.

В рамках импульсного приближения из поляризационных данных можно извлечь с хорошей точностью интегральный вес D -состояния в дейтроне.

Анализ данных, полученных на водородной камере, важен с точки зрения как изучения структуры дейтрона и возможных механизмов реакции, так и определения оптимальных постановок электронных экспериментов, в том числе и на поляризованной мишени.

1.4. Коллаборацией АНОМАЛОН совместно с физиками Университета Нагоя выполнено исследование тензорной анализирующей способности реакции фрагментации дейтронов $\vec{d} + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(0^\circ) + X$ (рис.4,5) до максимально высоких значений внутренних импульсов (1 ГэВ/с), доступных на

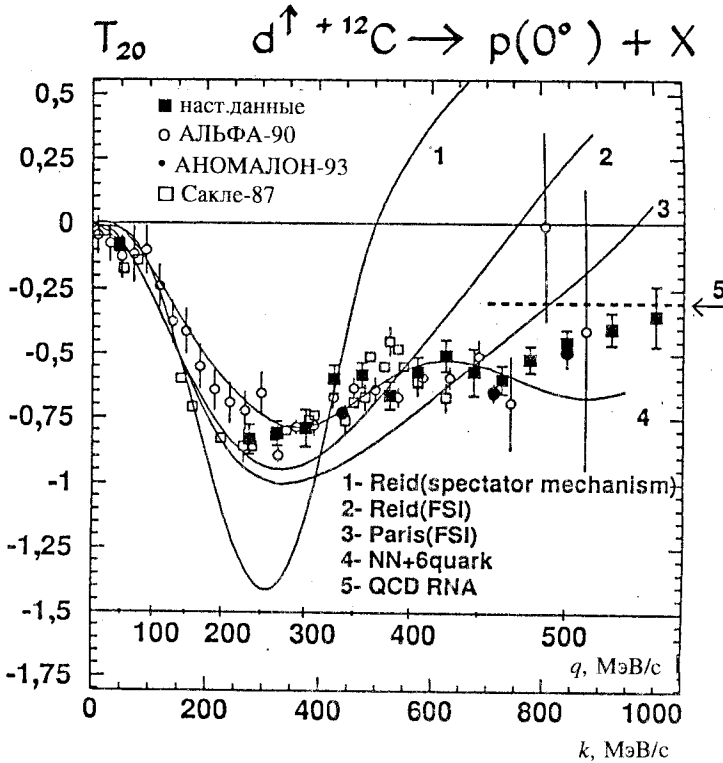


Рис.6. Экспериментальные данные коллаборации АНОМАЛОН по тензорной анализирующей способности передачи T_{20} в зависимости от внутреннего импульса в дейтроне, полученные при фрагментации тензорно-поляризованных релятивистских дейтронов

пучке дейтронов ЛВЭ $p_d = 9$ ГэВ/с (рис.6) [8]. Дальнейшее продвижение по шкале внутренних импульсов при исследовании спиновой структуры кора дейтрона будет возможно при ускорении в КЕК поляризованных дейтронов до импульса 11 ГэВ/с. Такие эксперименты планируется начать в 1995 г. Коллаборацией ОИЯИ—Нагоя подана заявка на измерение передачи поляризации в реакции $\vec{D} + A \rightarrow p(0^\circ) + X$ на векторно-поляризованном пучке дейтронов КЕК.

2. Исследование возбуждения нуклонных резонансов. Эти эксперименты являются продолжением исследований по перезарядке ядер ${}^3\text{He}$ в тритоны с возбуждением изобары в ядрах. Коллаборацией АЛЬФА начаты

эксперименты по изучению поляризационных характеристик реакции неупругого рассеяния дейтронов протонами и ядрами «вперед» с возбуждением Δ -изобары, роуперовского резонанса и, возможно, с когерентным рождением пионов. Важной частью этой программы являются измерения спектров неупруго рассеянных α -частиц протонами и ядрами «вперед» при нескольких начальных энергиях. Анализ этих данных совместно с данными по рассеянию дейтронов в аналогичной кинематике даст возможность разделить эффекты механизма взаимодействия и выявить особенности, определяемые свойствами резонансов, возбужденных в ядерной материи. В перспективе предусматривается сопоставление полученных данных с аналогичными результатами, полученными с помощью электромагнитных «зондов».

В будущем планируется исследование поляризационных характеристик реакции неупругого рассеяния дейтронов в эксклюзивной постановке с регистрацией пионов.

3. Исследование векторной анализирующей способности в кумулятивной области в реакции $d\uparrow + A \rightarrow hX$. Установка ДИСК является многоплечевым спектрометром, позволяющим вести исследования в глубококумулятивной области, что принципиально отличает ее от других установок. На установке ДИСК под руководством В.С.Ставинского был обнаружен целый ряд новых физических явлений: кумулятивный ядерный эффект, усиленная A -зависимость процессов с большим P_T , асимптотические свойства кумулятивного рождения π^\pm , K^\pm -мезонов [9]. Перечисленные эффекты и данные по инклюзивным спектрам в реакции $pd \rightarrow pX$ стимулировали развитие моделей, учитывающих кварковую структуру ядер, и позволили ввести новый объект адронной физики — кварк-партонную структурную функцию ядра [10].

На установке ДИСК в 1994 г. проведены первые эксперименты по измерению векторной анализирующей способности A_N в реакциях

$$d\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + \dots,$$

$$d\uparrow + C \rightarrow \pi^\pm + \dots$$

в интервале энергий поляризованного дейтрона от 2 до 9 ГэВ с рождением пионов в области фрагментации мишени. Измерения показали, что в переходной области ($b_{I\Pi} \sim 1$) величина $A_N \geq 20 + 50\%$ и уменьшается с ростом $b_{I\Pi}$.

Впервые была измерена векторная анализирующая способность A_N в кумулятивной области. Установлено, что она отлична от нуля и составляет 7-10% при $X_{I\Pi} \approx 1,2$. Анализ результатов первого эксперимента показал, что возможности синхрофазотрона позволяют провести в дальнейшем измерение векторной анализирующей способности со статистической ошибкой

2-3% и продвинуться в область больших кумулятивных чисел. Программа дальнейших исследований на установке ДИСК предполагает измерение тензорной анализирующей способности реакций $\vec{d} - p \rightarrow hX$ и $\vec{d} - d \rightarrow hX$. Будут продолжены детальные исследования на легчайших ядрах (дейтерии, ядрах гелия, лития) основных механизмов адрон-ядерного взаимодействия, необходимые для создания теории ядерных систем в области, где существенны немассовые и релятивистские эффекты. Предполагается исследование процесса образования странных частиц при взаимодействии протонов высокой интенсивности с легчайшими ядрами и в ядро-ядерных взаимодействиях. Планируются исследования двухчастичных динамических корреляций кумулятивных частиц и частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с.

4. Исследование механизмов рождения странных мезонов и антипротонов в $\vec{d} - A$ -взаимодействиях в околопороговой и кумулятивной областях. На установке КАСПИИ накоплен опыт экспериментального изучения рождения мезонов и антипротонов в $p - A$ - и $A - A$ -взаимодействиях (рис.7). Изучены редкие процессы подпорогового рождения K -мезонов и антипротонов и установлены резко усиленные A -зависимости рождения морских частиц в околопороговой области (см. рис.8) [11, 12]. Изучение таких процессов затрагивает фундаментальную проблему физики — изучение области перехода от нуклонных к кварковым степеням свободы в ядрах и установление пределов применимости стандартных представлений о нуклонной модели ядра. Экспериментальные исследования рождения частиц, состоящих из морских кварков, на пучках поляризованных дейтронов представляют существенный интерес для изучения непертурбативных эффектов, структуры вакуума и спиновых степеней свободы в ядрах.

На установке КАСПИИ планируется измерение асимметрии и тензорной анализирующей способности рождения π^\pm, K^\pm, p^\pm в $\vec{d} - A$ -взаимодействиях в зависимости от энергии дейтронов, а также от угла и импульса вторичных частиц в условиях высокой светимости и надежной идентификации редких процессов. Совместный анализ данных на поляризованных и неполяризованных пучках в условиях одного эксперимента даст возможность экспериментально установить величину эффекта поляризации в процессах образования адронов, получить новую информацию, необходимую для построения теоретических моделей взаимодействия кварков и глюонов в переходной области.

5. Изучение спиновых эффектов во взаимодействии поляризованных протонов с ядрами. На установке СМС Московского университета начаты эксперименты по изучению спиновых эффектов во взаимодействии поляризованных протонов с ядрами. Для этих исследований был сформирован пучок поляризованных протонов в диапазоне энергий $T = 0,7 + 3,6$ ГэВ с поляризацией 60% и интенсивностью до $2 \cdot 10^6$ част./цикл. Диапазон энергий

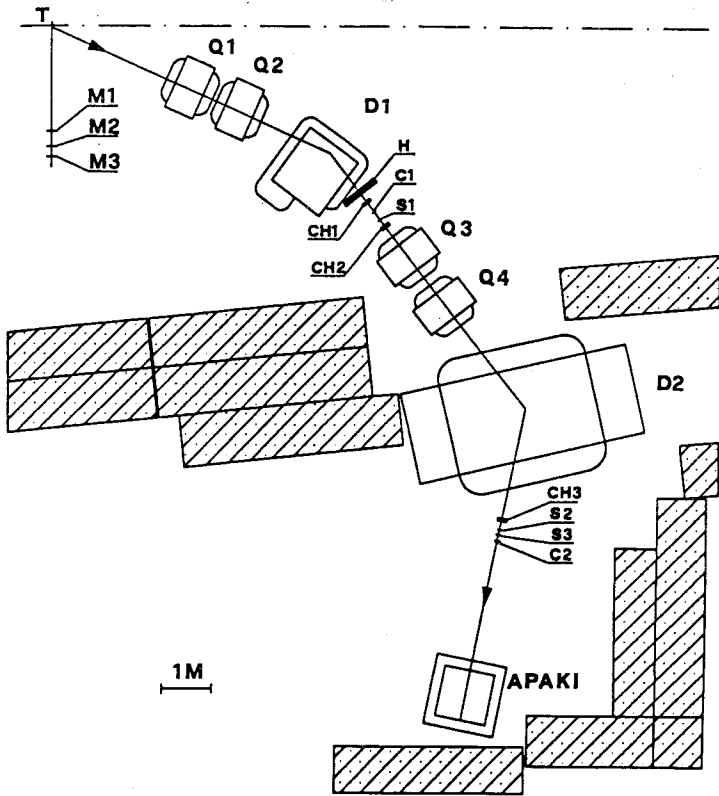


Рис.7. Схема магнитного спектрометра КАСПИИ: D , Q — дипольные и квадрупольные магниты и набор многопроволочных камер, сцинтилляционных и черенковских счетчиков. АРАКИ — аннигиляционный многослойный детектор на основе стримерных трубок для идентификации антипротонов

первичного пучка протонов позволяет перекрыть энергетические диапазоны аналогичных пучков в LAMPF (Канада), SATURNE II (Франция) и КЕК (Япония) в условиях одного эксперимента. Накоплен опыт прецизионных измерений анализирующей способности в протон-углеродном рассеянии и в области квазиупругого рассеяния протонов на внутриядерных нуклонах.

На установке СМС предполагается провести измерения анализирующей способности в области квазиупругого рассеяния на ядрах с разделением вклада от внутриядерных протонов и нейтронов. Будут продолжены исследования анализирующей способности неупругого \vec{p} -С-взаимодействия в

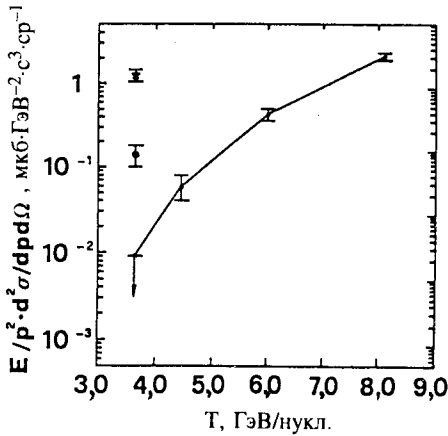


Рис.8. Энергетическая зависимость инвариантного дифференциального сечения образования антипротонов под углом 24° с импульсом 800 МэВ/с (данные эксперимента КАСПИИ). Группа точек, объединенных линией, соответствует протон-углеродным соударениям; крайняя левая точка при 3,65 ГэВ — верхняя оценка сечения, (•) — дейтрон-углеродные соударения, (*) — углерод-углеродные соударения

зависимости от доли импульса, уносимого лидирующей частицей, в том числе с выделением каналов π^\pm - и π^0 -мезонообразования.

6. Исследование спиновой структуры α -частицы. На установках АНОМАЛОН и КОНУС планируется провести измерения тензорной поляризации дейтронов в реакции $\alpha + A \rightarrow \vec{d} + X$ развала релятивистских α -частиц под углом 0° в области внутренних импульсов дейтронов 150+500 МэВ/с (предложение Л.Н.Струнова). Результаты таких измерений, совместно с данными по инвариантным сечениям исследуемого процесса, позволят разделить вклады S - и D -состояний в двухдейтронной компоненте волновой функции α -частицы. Для исследования вклада D -состояния в коре α -частицы планируется измерить импульс дейтрона-фрагмента и его тензорную поляризацию. Расчеты предсказывают значение тензорной поляризации дейтрона $\sim 0,6$ при значении внутреннего импульса дейтрона внутри α -частицы 300+500 МэВ/с.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНЬЮ

Предполагается, что этот цикл исследований на ускорительном комплексе ЛВЭ, с использованием поляризованной протонной мишени на пучке поляризованных нейтронов и дейтронов, выполнит коллаборация физиков из Сакле и Дубны [13].

1. Измерение разности полных сечений $\Delta \sigma_{L,T}$ в нейтрон-протонном взаимодействии. Измерения планируется провести в 1995 г. на пучке стриппинговых нейтронов с продольной и поперечной поляризацией на поляризованной протонной мишени. Данные по $\Delta \sigma_{L,T}$ в нейтрон-протон-

ном взаимодействии ниже $T_{\text{kin}} = 1,1$ ГэВ, полученные в Сакле и Лос-Аламосе, показали необычное поведение по сравнению с предсказаниями фазового анализа для NN -рассеяния. Измерения $\Delta\sigma_{L,T}$ в ЛВЭ при более высоких энергиях могут дать ответ на природу этого расхождения. Эти измерения позволят восстановить мнимые части двух амплитуд np -упругого рассеяния до 4,5 ГэВ/с, что очень существенно для проведения фазового анализа.

2. Измерение спин-корреляционного параметра в дейтрон-протонном упругом рассеянии назад: $d + p \rightarrow p + d$. Измерения тензорной анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ_0 в дейтрон-протонном упругом рассеянии назад, проведенные физиками ЛВЭ в Дубне и Сакле в 1992-1994 гг., показали существенное отличие полученных экспериментальных данных от предсказаний, основанных на моделях нуклон-нуклонных потенциалов, в широком диапазоне внутренних импульсов нуклона в дейтроне.

Измерение спин-корреляционного параметра в дейтрон-протонном упругом рассеянии назад с использованием поляризованного пучка дейтронов и поляризованной протонной мишени планируется провести для диапазона внутренних импульсов нуклона в дейтроне $k = 300+600$ МэВ/с [14].

Совместный анализ данных, полученных в этом эксперименте, и существующих данных по сечению, тензорной анализирующей способности и коэффициенту передачи поляризации, позволит восстановить амплитуды процесса в случае, если они реальны, а также в рамках импульсного приближения оценить возможный P -волновой вклад в волновую функцию дейтрона.

3. Изучение образования ϕ -мезонов при взаимодействии поляризованных нуклонов. На накопительном кольце LEAR в ЦЕРН в рамках эксперимента PS 201 было обнаружено сильное нарушение правила Окубо—Цвейга—Иизуки. Отношение выходов образования ϕ/ω -мезонов оказалось существенно больше теоретического. Экспериментальную проверку модели нарушения правила ОЦИ за счет существования скрытой странности в нуклоне можно выполнить, изучая выход ϕ -мезонов при взаимодействии поляризованных нуклонов вблизи порога реакции (М.Г.Саложников).

4. Измерение спин-корреляционных параметров в реакциях $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ и $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta^0$. Поляризационные наблюдаемые в процессах рождения и абсорбции мезонов, с одной стороны, обладают высокой чувствительностью к NN -корреляциям на малых расстояниях (< 1 фм), где существенную роль могут играть ненуклонные степени свободы, и, с другой стороны, несут уникальную информацию о свойствах резонансов (Δ -изобары, N^*) в поляризованной ядерной среде.

Измерения спин-корреляционных параметров в реакциях $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ и $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ в коллинеарной геометрии планируется провести на синхрофазотроне с использованием поляризованного пучка дейтронов и поперечно-поляризованной протонной мишени [71].

Совместный анализ данных, полученных в этих экспериментах, и существующих данных по сечениям и тензорной анализирующей способности для обеих реакций позволит восстановить амплитуды процесса с точностью до постоянной фазы, провести парциально-волновой анализ, оценить вклады двух- и трехчастичных нуклонных корреляций и т.д. Измерения этих параметров вблизи порога позволят прояснить вопросы относительно знака констант поглощения мезона на изоскалярных ($T=0$) и изовекторных ($T=1$) парах нуклонов, относительно вклада диаграмм с π - и ρ -обменами, возможного существования квазиосновного η ³He-состояния, динамической роли $s\bar{s}$ -пары в волновой функции η -мезона.

Следует подчеркнуть, что создание поляризованной струйной мишени на внутреннем кольце нуклотрона позволит существенно расширить список новых предложений поляризационных экспериментов.

ПРОЕКТ СФЕРА

Физическая проблематика. В настоящее время твердо установлено такое свойство спектров вторичных адронов, рожденных в области фрагментации ядер, как выход на асимптотический режим [10, 9], начиная с начальной энергии соударения 4·А ГэВ, что соответствует разности быстрот $\Delta u \approx 2$ между сталкивающимися ядрами. Инвариантные дифференциальные сечения, представленные в зависимости от релятивистски-инвариантных масштабных переменных, становятся слабо зависящими от энергии соударения и сорта сталкивающихся адронов и ядер [15—18, 19]. По предположению их форма отражает универсальное импульсное распределение партонов в ядрах или кварк-партоновую структурную функцию ядра, в том числе в области 4-импульсов партонов, превышающих импульс на нуклон в ядре-фрагментаторе или значение масштабной переменной $X > 1$.

Переход к режиму предельной фрагментации ядер в области нескольких ГэВ тесно связан с переходом к рождению частиц с импульсами, кинематически запрещенными для свободных нуклон-нуклонных соударений, т.е. кумулятивных частиц. В этом случае обеспечивается, по крайней мере, такая же разность быстрот между ядром-фрагментатором и частицей-фрагментом. Отметим, что описанный выше релятивистски-инвариантный подход к множественному рождению [6] позволяет включить в эту картину

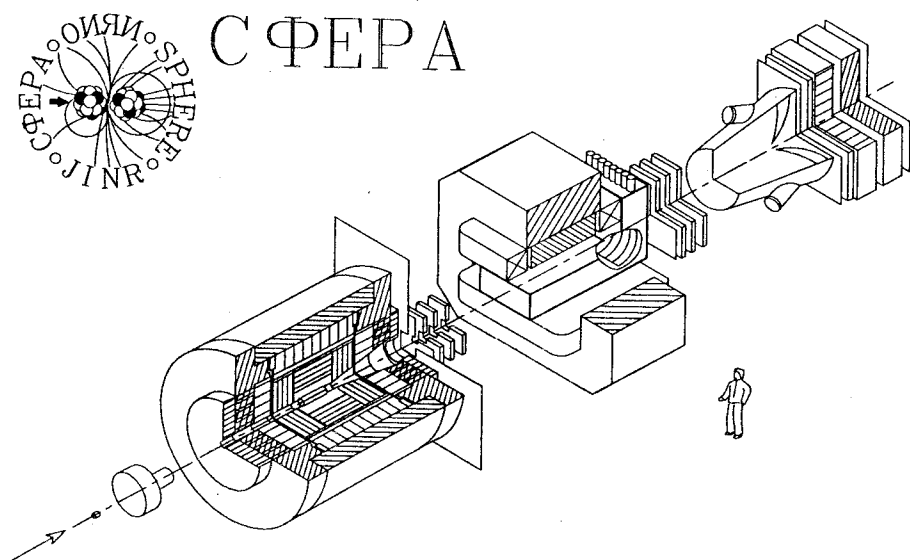


Рис.9. Проект многоцелевого 4π -спектрометра СФЕРА: первичный пучок (стрелка слева), центральный сверхпроводящий соленоидальный детектор, спектрометр переднего направления на основе дипольного магнита (дальний план)

и процессы образования кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами.

Однако инклюзивный подход к изучению кумулятивных процессов имеет ограниченные возможности для ответа на вопросы об их механизме. В более общем подходе картина предельной фрагментации ядер должна быть дополнена одновременными измерениями характеристик других продуктов реакции. Это позволило бы сравнить спектры при разных степенях неупругости реакции и детально сравнить их с предсказаниями различных моделей. Например, эксклюзивный подход позволяет проверить идеи о кварковом механизме образования кумулятивных π -мезонов по длине формирования и прозрачности ядра [20].

В 1985 г. В.С.Ставинским с коллегами был предложен проект универсального двухступенчатого спектрометра СФЕРА с геометрией, близкой к 4π , центральной задачей которого является всестороннее исследование динамики кумулятивного эффекта (рис.9). В частности, планируется исследование двух или более частиц в кумулятивных процессах. Особый интерес представляет измерение образования кумулятивных векторных мезонов

(ρ , ω , ϕ , J/ψ) по лептонным модам распада и Δ -изобар, а также поиск модификации их параметров.

Возможность одновременной регистрации с кумулятивной частицей других продуктов реакции позволит существенно продвинуться в решении вопроса о зависимости инклюзивных спектров от сопровождающей множественности в различных быстройных интервалах. Другой аспект проблемы заключается в возможности наблюдения динамических корреляций. Для описания кумулятивного рождения мезонов существуют два подхода, исходящих из локальной природы процесса: это механизм жесткого рассеяния и кварковой фрагментации. 4 π -геометрия позволяет осуществить поиск «бинарной» реакции по наблюдению «нуклонной» струи отдачи. Частным случаем такого исследования является исследование азимутальных корреляций в образовании кумулятивных нуклонов на легких и тяжелых ядрах.

Совершенно новые возможности открываются при использовании пучков векторно- и тензорно-поляризованных дейтронов. Например, «мечение» кумулятивного рождения позволит выявить влияние спиновой структуры легких ядер на малых межнуклонных расстояниях по эффектам азимутальной асимметрии (ϕ -зависимости).

Концепция экспериментальной установки. Установка СФЕРА функционально состоит из спектрометра переднего направления для регистрации продуктов фрагментации налетающего ядра и центрального детектора, ориентированного, в основном, на регистрацию фрагментации ядра-мишени.

Магнитный анализ фрагментов ядра-мишени происходит в плоскости, поперечной к оси реакции в поле сверхпроводящего соленоида. На центральной оси находится распределенная мишень, позволяющая существенно снизить фон от наложения событий при высоких интенсивностях. Треки частиц в интервале углов от 5° до 175° регистрируются с помощью цилиндрической дрейфовой камеры и двух поперечных пакетов многопроволочных пропорциональных камер. Идентификация частиц происходит по ионизационным потерям и времени пролета. В перспективе планируется размещение электромагнитного калориметра за тонким соленоидом с малой радиационной длиной. Поле соленоида замыкается на стальное ярмо, которое является и несущим элементом.

Основу переднего спектрометра составляет широкоапертурный дипольный магнит и трехкоординатные сцинтилляционные годоскопы и многопроволочные пропорциональные камеры. Для идентификации π -мезонов и электронов служит 16-канальный пороговый черенковский счетчик. Завершает установку электромагнитный калориметр.

Очевидное преимущество изучения процессов фрагментации в центральном детекторе состоит в том, что импульсный анализ и идентификация частиц в нем существенно проще, чем в переднем. С другой стороны,

частицы от фрагментации налетающих ядер сколламированы в узком угловом конусе, что значительно снижает требование к числу каналов регистрации в переднем детекторе, делая его реализацию более доступной. Совместная работа двух спектрометров открывает возможность исследования дальнедействующих корреляций в пространстве релятивистских 4-скоростей.

Полный ввод в действие такого сложного спектрометрического комплекса должен осуществляться в несколько этапов, при реализации которых возможно получение новых физических результатов. Такой подход позволяет оптимизировать варианты и очередность построения установки, системы сбора информации, триггерной логики, а также оперативно уточнять постановки экспериментальных задач.

Первые эксперименты и перспективы. Первоочередное развитие переднего спектрометра установки СФЕРА позволило приступить к изучению импульсных спектров π^- -мезонов в области фрагментации ядер пучка. Ранее инклюзивные спектры кумулятивных адронов исследовались, в основном, в области фрагментации ядра-мишени (или «назад»). Постановка эксперимента, в которой «быстрая» кумулятивная частица летит «вперед», позволяет изучать скоррелированные явления в ядре-мишени в удобной для анализа области. Инвариантная масштабная переменная — кумулятивное число, используемое при анализе, имеет простое приближение $X_1 \approx P_L/P_0$, где P_L и P_0 — продольный импульс кумулятивного пиона и импульс на нуклон ядра-снаряда.

Для оценки неупругости реакции используется двухслойный цилиндрический годоскоп окружения мишени, позволяющий оценить полную и жесткую зарядовую множественность в угловом диапазоне от 20° до 90° . Внешний и внутренний слой годоскопа разделены стальным цилиндрическим поглотителем, подавляющим мягкую компоненту заряженной множественности до поперечных импульсов протонов $p_T < 600$ МэВ/с. Число сработавших счетчиков во внутреннем слое принимается за оценку полной зарядовой множественности в событии n_{ch} . Жесткая компонента зарядовой множественности N_{ch} оценивается по числу азимутальных совпадений во внутреннем и внешних слоях.

Зависимость сечения фрагментации ядра-снаряда от массового числа мишени, или A^α -зависимость, является наиболее простой характеристикой взаимодействия между π -мезоном и ядром-мишенью. В работе [21] был измерен показатель степени A -зависимости при фрагментации дейтронов с импульсом 4,5-А ГэВ/с на углероде, алюминии, меди, свинце. Для интервала X_1 от 0,8 до 1,2 получено значение $\langle \alpha \rangle = 0,27 \pm 0,09$.

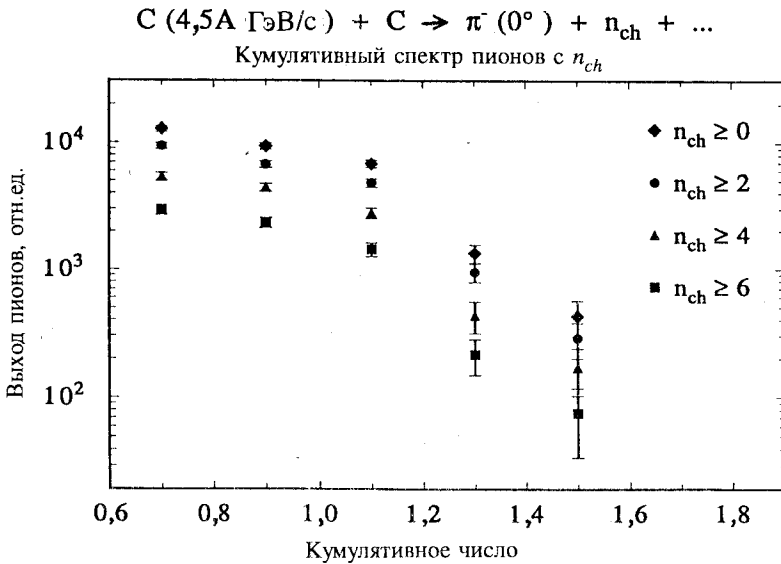


Рис.10. Экспериментальные данные сотрудничества СФЕРА по выходу кумулятивных пионов во фрагментации релятивистских ядер углерода в зависимости от кумулятивного числа X_1 при различных ограничениях на сопровождающую зарядовую множественность n_{ch}

Такой характер зависимости качественно отличается от зависимостей «объемного» типа от массового числа ядра-фрагментатора [16], где получены значения α вблизи единицы. По-видимому, это значение указывает на периферический характер взаимодействия между ядром-мишенью и фрагментирующим дейтроном. Ранее аналогичный вывод был сделан группой из Беркли [24] для фрагментации α -частиц. Представляет особый интерес изучить разность выходов кумулятивных пионов на близких по массовому числу ядрах, но значительно различающихся по форме — сферически-симметричных и ориентированных.

Дополнительным критерием периферичности реакции служат средние значения множественности фрагментации и их среднеквадратичные отклонения: $\langle n_{ch} \rangle = 1,3$ при $\sigma_{ch} = 1,3$ для $d-C$ -соударений и 2,5 и 2,3 для $d-Pb$. Доля событий, содержащих кандидата в «жесткий» трек $N_{ch} > 0$, не превышает 16% как для углеродной, так и для свинцовой мишени [22]. Таким образом, и характеристики множественности указывают на периферическую картину взаимодействия.

Снижение α от $2/3$ для ядра-мишени и одновременный рост α для ядра-снаряда, как и слабая зависимость от множественности, согласуются с гипотезой предельной фрагментации. Однако представляется принципиально важным выяснить экспериментально, на основе какого механизма взаимодействия реализуется локальный характер кумулятивного эффекта и «дальное действие» при передаче 4-импульса при периферическом взаимодействии.

В продолжение этого исследования были изучены эффекты модификации спектров кумулятивных пионов по сравнению с инклюзивными спектрами при фрагментации ядер углерода на протонах, углероде и свинце. Их характерной особенностью оказалось приблизительное подобие формы при нарастании отбора на неупругость реакции до предела, определяемого детектором множественности, т.е. $n_{ch} < 12$. Таким образом, получено указание о незначительном влиянии процесса фрагментации ядра-мишени на образование кумулятивных пионов (рис.10) [23]. Несмотря на быстрое снижение сечений с множественностью реакции, представляется важным продолжить измерение этих спектров до максимальной измеримой неупругости реакции, что, в принципе, позволит приступить к исследованию дважды кумулятивных процессов, т.е. процессов, в которых существенна высокоимпульсная компонента в обоих сталкивающихся ядрах [25].

Другой альтернативой в понимании природы кумулятивного эффекта является использование пучка векторно-поляризованных дейтронов для поиска эффектов азимутальной асимметрии зарядовой множественности, сопровождающей образование кумулятивных пионов. Это позволит прояснить вопрос о возможной связи между присутствием состояний с ненулевым орбитальным моментом в дейтроне и состояниями с «большими X».

ТЕНЗОРНАЯ АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ В КУМУЛЯТИВНОМ РОЖДЕНИИ АДРОНОВ

Цели исследования. Основная цель эксперимента, предложенного Л.С.Золиным, — исследование спиновой зависимости сечений рождения кумулятивных мезонов и подпорогового рождения антипротонов при фрагментации релятивистских тензорно-поляризованных дейтронов. В экспериментах АЛЬФА и АНОМАЛОН, выполненных в ЛВЭ на пучке поляризованных дейтронов, были исследованы тензорная анализирующая способность и коэффициент передачи поляризации стриппинговому протону в реакции $\vec{d} + {}^{12}\text{C} \rightarrow \vec{p} + X$ при импульсах дейтронов до 9 ГэВ/с. Спиновые эффекты максимальны при внутридейтронных импульсах $k \parallel 0,3$ ГэВ/с, где D -состояние в волновой функции дейтрона становится существенным. Тен-

зорная анализирующая способность остается значительной при дальнейшем уменьшении межнуклонных расстояний ($< 0,5$ фм), т.е. в области, где в соответствии с кварковыми моделями кумулятивного эффекта должны проявляться мультикварковые конфигурации, ответственные за рождение кумулятивных частиц [9, 10, 26]. Таким образом, есть основание ожидать заметных спиновых эффектов в рождении кумулятивных мезонов. Один из теоретических подходов, предсказывающих наблюдение значительных спиновых эффектов осцилляционного типа при кумулятивном рождении пионов на поляризованных дейтронах, был изложен в [27, 28].

Рождение «морских» кумулятивных (или подпороговых) частиц (K^-, \bar{p}) имеет особое значение, поскольку оно несет информацию о кварковом море во флуктуациях плотности в ядерной материи (флуктонах). Энергия пучка поляризованных дейтронов в Дубне (до 9 ГэВ/с) достаточна для образования антипротонов в дейтрон-ядерных взаимодействиях.

В обоих процессах — в подпороговом рождении антибарионов и рождении кумулятивных мезонов — привлечение спиновых степеней свободы к исследованию механизма ядерных реакций должно значительно дополнить экспериментальную информацию о природе плотной ядерной материи и, в частности, о спиновой структуре флуктонов, которая должна, очевидно, анализироваться в связи со спиновым содержанием нуклона.

Теоретические подходы, привлекающие кварк-глюонные степени свободы в ядрах для анализа кумулятивных процессов, связывают рождение «морских» кумулятивных частиц, таких как K^-, \bar{p} (т.е. частиц, не содержащих валентных кварков ядра), с характеристиками кваркового моря в ядрах [29, 30, 33]. Введение спиновых степеней свободы в анализ рождения «морских» кумулятивных частиц затрагивает многие взаимосвязанные проблемы КХД в ядрах, такие как особенности кваркового моря в нуклонных кластерах (флуктонах), спиновая структура этих кластеров, ее связь со спиновым содержанием изолированных нуклонов, влияние начальной выстроенности спинов на вероятность образования барион-антибарионных пар при фрагментации этих кластеров и т.д. Наличие новых экспериментальных данных такого сорта должно привести к более глубокому пониманию роли спина в малонуклонных системах.

Постановка эксперимента. Предлагается начать исследование с измерения тензорной анализирующей способности следующих двух реакций:

- инклюзивное рождение пионов под углом 0° с водородной, дейтериевой и углеродной мишенями:



- подпороговое рождение антипротонов под углом 0° с дейтериевой и углеродной мишенями:



Измерения предполагается выполнить на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона. Поляризация пучка может быть измерена с помощью двухплечевого поляриметра АЛЬФА [31]. Параметры пучка следующие:

- интенсивность $2 \cdot 10^9 \vec{d} / \text{сброс}$,
- продолжительность сброса пучка — около 500 мс,
- тензорная поляризация дейтронного пучка для «+» и «-» выстроенности: $pp_{zz}^+ \equiv 0,06$ и $pp_{zz}^- \equiv -0,75$. Знак поляризации может изменяться с каждым циклом ускорения (8 с).

Измерение анализирующей способности реакций (1) и (2) сводится к измерению разности сечений фрагментации дейтрона при различной выстроенности дейтронного пучка

$$T_{20} = \frac{2\sqrt{2}(\sigma^+ - \sigma^-)}{p_{zz}^+ \sigma^- - p_{zz}^- \sigma^+}. \quad (3)$$

Расчеты величины ожидаемого эффекта и чувствительности T_{20} к структуре дейтрона были выполнены М.В.Токаревым в рамках ковариантного формализма на основе релятивистской волновой функции дейтрона с одним нуклоном на массовой поверхности [32]. Для измерения T_{20} в качестве экспериментального оборудования используется канал 4В, включающий пять отклоняющих магнитов, и магнитный спектрометр СФЕРА (рис.11), расположенные в основном экспериментальном зале ускорителя ЛВЭ. Чтобы исследовать зависимость анализирующей способности от импульса p_h наблюдаемых адронов, необходимо измерить выход адронов для последовательности фиксированных p_h . Основная функция для извлечения π, \bar{p} с импульсом $p_h \pm \delta p_h$ может быть реализована посредством 100-метрового участка проводки пучка до спектрометра СФЕРА. Используются следующие типы мишеней:

- жидководородная (дейтериевая) мишень длиной 100 см (7 г/см^2),
- углеродная мишень, толщина которой может быть увеличена до 50 г/см^2 при измерениях с импульсами, при которых сечение падает до минимального уровня ($\sim 10\text{--}100 \text{ нб}$).

Угловой аксептанс канала пучка составляет $0,4 \cdot 10^{-3}$ ср при импульсном разбросе $\delta p/p = 2,5\%$. Таким образом, безразмерная кумулятивная переменная X в реакции (1) может быть фиксирована без дополнительного импульсного анализа с точностью $\delta X = \pm 0,1$.

Наблюдаемые частицы (π, \bar{p}) будут селективированы в основном с помощью времяпролетного анализа (TOF) с временным разрешением $\sim 150 \text{ пс}$

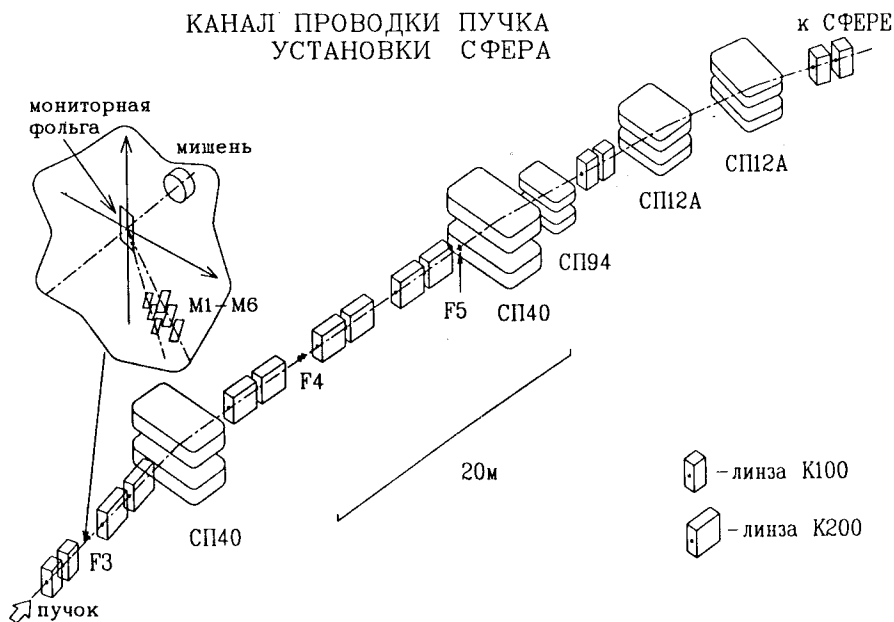


Рис.11. Канал проводки пучка к установке СФЕРА, используемый как спектрометр отрицательных частиц под углом 0° . СП — отклоняющие магниты

при использовании двух времяпролетных баз (30 и 60 м). Корреляции между двумя временами пролета позволяют значительно ослабить фон. Магнитный анализ с помощью спектрометра будет использован как дополнительное средство селекции частиц и для контроля знака частиц. В 1995 г. начаты измерения в зависимости от импульса $\pi(\bar{p})$ тензорной анализирующей способности следующих реакций:

- кумулятивное рождение π^\pm в интервале кумулятивной переменной $1 \leq X_\pi \leq 1,8$,
- подпороговое рождение \bar{p} с импульсом от 1,5 до 2,5 ГэВ/с.

Следует подчеркнуть, что исследование спиновых эффектов в подпороговом рождении антипротонов на ядрах может быть выполнено в настоящее время только на дубненском комплексе поляризованных дейтронов. В будущем это может быть сделано в КЕК (Япония) [34] и BNL (США) после ускорения поляризованных дейтронов в этих лабораториях.

Перспективы исследования. Исследование спиновых эффектов при фрагментации поляризованных дейтронов может быть продолжено при соответствующем усовершенствовании экспериментальной установки.

1. Измерение тензорной анализирующей способности реакций $\vec{d} + A \rightarrow K^\pm(0^\circ) + X$ дает возможность изучить зависимость сечения фрагментации дейтрона в странные адроны от выстройки спина дейтрона. Быстрое уменьшение потока каонов, обусловленное распадами каонов, диктует необходимость располагать детекторы близко к мишени и использовать более короткую базу для TOF-анализа. Это потребует усовершенствования экспериментальной установки с целью улучшения временного разрешения системы времени пролета и повышения надежности идентификации каонов.

2. С 1995 г. в ЛВЭ возможно проведение нового класса спиновых экспериментов (измерение спин-спиновых корреляций) после завершения реконструкции и монтажа передвижной поляризованной мишени в экспериментальном зале [13]. При использовании векторно-поляризованного пучка и продольно-поляризованной протонной мишени могут быть изучены спин-спиновые корреляции в процессе фрагментации дейтрона в кумулятивные адроны:

$$\vec{d} + \vec{p} \rightarrow p, \pi, K(0^\circ) + X.$$

Планируемые инклюзивные эксперименты в рамках сотрудничества СФЕРА должны дать новую ценную информацию, проясняющую роль спиновых степеней свободы в кумулятивных процессах, и принести существенную дополнительную информацию о спиновой структуре дейтронного кора и поведении кваркового моря в ядрах.

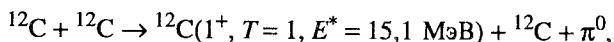
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕЗАРЯДКИ Сотрудничество ГИБС—ДЕЛЬТА—СФЕРА

Мотивация. Исследования инклюзивных спектров в зарядово-обменных реакциях (${}^3\text{He}, t$) показали [35, 36], что пик в тритиевых спектрах смещается в сторону больших энергий и уширяется, если водородную мишень заменить на ядерную. В дальнейшем этот эффект был подтвержден для разных пучков [37] в широких пределах энергий пучка [38]. Чтобы объяснить такое свойство реакции, рассматривались различные возможные процессы, например, распад Δ -изобары без излучения пиона $\Delta N \rightarrow NN$ [39, 40] или коллективные эффекты, связанные с распространением Δh -системы (частица-дырка) в ядерной материи [41—44]. Эти теоретические исследования привели к предсказанию когерентного рождения пионов [44—46] как одного из важных каналов процесса перезарядки.

Существование этого канала экспериментально обнаружено в работе [47]. В [48, 49] рассмотрена возможность возбуждения пролетающего ядра и показано, что должны проявиться возбуждения при более низких энергиях, но без сдвига положения пика. Другими словами, пик должен стать существенно шире. Здесь приведен очень краткий перечень идей, объясняющих сложный процесс зарядово-обменных реакций с возбуждением резонансов и их распространением в ядерной материи. Следует, однако, отметить, что чаще рассматриваются модели, в которых процесс возбуждения ядра-мишени доминирует. Во всяком случае, в течение шести лет не было попыток специально исследовать механизм возбуждения пролетающего ядра в реакциях перезарядки. Осет, Шиино и Токи предложили [48] эксперимент $n(^3\text{He}, t)$ на нейтронной мишени или (см. [49]) на протонной мишени в пучке трития $p(t, ^3\text{He})$. В этой реакции механизмы возбуждения пролетающего ядра и ядра-мишени равновероятны, а форма спектров сильно отличается [48], что важно для экспериментального подтверждения гипотезы.

Цель предложенного в ЛВЭ эксперимента — проверить достоверность гипотезы о возбуждении Δ -изобары в пролетающем ядре и измерить интенсивность этого процесса, определяемого одной из основных диаграмм. Предлагается также одновременно исследовать характеристики процесса рождения нейтрального пиона в той же реакции перезарядки.

В рамках этого эксперимента предложено исследовать в эксклюзивной постановке процесс [72]



позволяющий изучать как когерентное пионообразование, так и Δ -резонансное возбуждение в налетающем ядре и в ядре-мишени. Здесь используется дополнительная информация, даваемая фотоном 15,1 МэВ от перехода Гамова — Теллера с поправкой на доплеровский сдвиг длины волны (Б.Еразмус).

Текущие эксперименты. В предыдущих экспериментах на стримерной камере ГИБС [50—52] исследовалась реакция перезарядки $(t, ^3\text{He})$ на углеороде и магнии. Экспериментальные спектры пионов сравнивались с расчетными, и было показано, что не более 50-70% пионов испускаются квазисвободными Δ -изобарами, возбужденными в ядре-мишени (рис.12).

Импульсы остальных пионов значительно превышают импульсы пионов от распада резонансов. Источником таких пионов могут быть два процесса — возбуждение пролетающего ядра и когерентное рождение в мишени с изобарой $N(1440)$ и/или $N(1520)$ в качестве промежуточного состояния. Для более надежной идентификации таких необычных состояний и, тем более, определения их интенсивности, необходимы эксперименты с большей статистикой и анализом переданного импульса в каждом событии (в экспери-

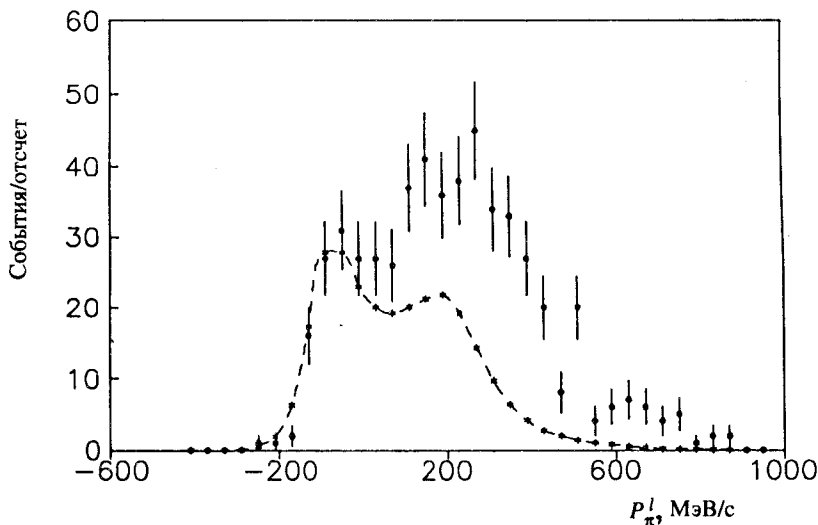


Рис.12. Спектры продольных импульсов отрицательных пионов P_{π}^l . (o) — эксперимент, (x) — расчет для рождения изобары на квазисвободном нуклоне в ядре магния. Энергия связи Δ -изобары в ядре Mg оценена в 40 МэВ

ментах [50—52] это было невозможно). Эта проблема может быть решена в специальном эксперименте на установке ГИБС и при изучении спектров π^0 в предложенном здесь эксперименте.

Экспериментальный метод. При постановке эксперимента с реакцией $p(t, {}^3\text{He})$ необходимо преодолеть проблему разброса импульсов трития. В ускорителе ускоряется ${}^4\text{He}$, а тритий получается как вторичный пучок с разбросом по импульсу порядка 0,7 ГэВ/с (полуширина на полувысоте) при среднем значении 9,0 ГэВ/с [50, 51].

Поэтому классический одночастичный спектрометр (СФЕРА) будет дополнен времяпролетным спектрометром установки ГИБС, это позволит измерять импульс трития с точностью 0,2-0,5%, что достаточно для предполагаемого эксперимента. В этом эксперименте спектрометры, предназначенные для измерения инклюзивных спектров (налетающего ядра и ядра после перезарядки), будут дополнены γ -спектрометром ДЕЛЬТА из свинцового стекла для регистрации π^0 -мезонов. Гамма-спектрометр окружает жидководородную мишень. Несмотря на относительно невысокую геометрическую эффективность (порядка нескольких процентов) γ -спектрометра,

будет накоплено несколько тысяч событий с π^0 -мезонами. Ожидаемая статистика позволит изучить свойства механизма рождения π^0 , в частности, выделить пионы, рождающиеся в пролетающем ядре.

ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЯ ГИПЕРЯДЕР

На синхрофазотроне в пучках ионов (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$) исследовались сечения рождения и время жизни гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ при облучении стримерной камеры ГИБС [53, 54]. Как преимущество этих экспериментов, следует отметить безукоризненную идентификацию гиперядер, незначительный фон и хорошую эффективность триггера. Однако эксперименты были приостановлены из-за малой скорости набора статистики. Так как на нуклотроне качество пучков значительно выше [1] и скорость набора событий может быть увеличена более чем в 100 раз, предлагается новая программа исследований [70].

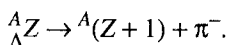
Программой предусмотрено измерить:

- время жизни ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^6_{\Lambda}\text{He}$;
- кулоновскую диссоциацию ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ в различных поглотителях.

Время жизни будет измерено с точностью 2-5%, т.е. значительно лучше, чем в предыдущих экспериментах [54—56], в которых достигнута точность порядка 10-20% (для ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ до сих пор время жизни измерено с точностью около 50%).

В пучке ${}^3\text{He}$ впервые будут исследованы взаимодействия гиперядер. Ввиду того, что пробег гиперядер на нуклотроне порядка 45 см, родившиеся гиперядра можно использовать как «пучок ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ » и, установив различные поглотители в «пучок», изучать электромагнитную диссоциацию ${}^3_{\Lambda}\text{H}$.

В экспериментах будет использован канал двухчастичного распада с испусканием π^- -мезона:



В качестве примера рассмотрим рождение и распад гипертрития:

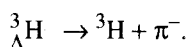
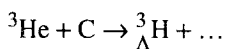


Таблица. Число ожидаемых событий за сутки работы

Пучок	Гиперядро	N
${}^3\text{He}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	100
${}^4\text{He}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	600
${}^6\text{Li}$	${}^6_{\Lambda}\text{He}$	400

В пучке ${}^3\text{He}$ размещается мишень, в которой рождаются гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Трековые камеры измеряют направление движения π -мезона и дочернего ядра (если распалось гиперядро) и позволяют определить точку распада, а также изменение направления ядра в магните и, таким образом, определяют его импульс. Триггер разработан и построен для регистрации прироста заряда пролетающего (распадающегося) ядра. Эксперимент [54] показал, что фон от случайных совпадений может быть подавлен на 5-6 порядков при хорошей геометрической эффективности. В таблице приведены оценки для ожидаемого числа событий за сутки работы нуклотрона. Ожидаемое число событий показывает, что изменения времени жизни с ошибкой порядка 2-5% вполне реальны.

Такая точность измерений вполне достаточна для проверки моделей гиперядер [57], в которых предсказываются разные скорости распада в зависимости от предположений о взаимодействии ΛN , но различия предсказаний могут составить всего 10%. Ввиду того, что модели зависят от целого ряда предположений о волновой функции ядра, гиперона, пиона и т.д., необходимо измерить время жизни нескольких гиперядер, чтобы исключить случайные совпадения (или несовпадения) теории и эксперимента.

Следует также отметить, что для теории весьма важны свойства гипертрипия — наилегчайшей ядерной системы со странной частицей. Среди основных [58, 59, 63] параметров гипертрипия — энергия связи B_{Λ} . Из экспериментальных данных [60] следует, что энергия связи $B_{\Lambda} = (0,13 \pm 0,05)$ МэВ, где ошибка статистическая. Оценка статистической ошибки дает $(0,04 \pm 0,02)$ МэВ.

В этой же работе измерялась масса Λ -частицы, и результат $m_{\Lambda} = (1115,57 \pm 0,03)$ МэВ отличается от недавних измерений [61] ($m_{\Lambda} = (1115,57 \pm 0,063 \pm 0,006)$ МэВ), что тоже свидетельствует о проблеме систематической ошибки в работе [60]. Во всяком случае энергия связи гипертрипия может быть в пределах от 10—20 до 200—250 кэВ, в то время как систематические ошибки в традиционных экспериментах не позволяют существенно улучшить точность определения B_{Λ} .

Поэтому авторы этой программы предлагают определить энергию связи, исследуя кулоновскую диссоциацию гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Расчеты показали [62], что сечение диссоциации вырастает от единиц до десятков барн, если пред-

положить, что энергия связи уменьшается от 200 до 10 кэВ. Столь сильная зависимость сечения диссоциации от энергии связи позволяет определить V_{Δ} достаточно точно даже при весьма грубых измерениях сечений кулоновской диссоциации. Отметим также, что метод наиболее чувствителен при малых значениях V_{Δ} , когда традиционные методы становятся нечувствительными.

Таким образом, предложенные эксперименты основаны на реалистичных оценках, что обеспечивает высокую вероятность реализации. Будут получены данные для проверки моделей структуры гиперядер и впервые исследованы взаимодействия гиперядер (диссоциация).

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ НУКЛОТРОНА

В рамках сотрудничества СФЕРА подготовлен двухплечевой электромагнитный калориметр и безмагнитный сцинтилляционный спектрометр для первого эксперимента на внутренней мишени нуклотрона (рис.13). Установка включает в себя мониторирующий телескоп, состоящий из сцинтилляционных счетчиков, два сцинтилляционных годоскопа площадью 1 м^2 , 36-канальный электромагнитный калориметр, $\Delta E - E$ и времяпролетные детекторы. Планируется размещение электромагнитного калориметра ДЕЛЬТА (Институт ядерных исследований РАН), обладающего высоким разрешением (В.А.Краснов):

материал — свинцовое стекло (45% PbO), $n = 1,629$;

светопоглощение — 0,05%/см в видимой части спектра;

число кристаллов — 300 (2 плеча \times 150);

размер кристалла — призма $(22 \times 22) \times (36 \times 36) \times 400$ мм (12 радиационных длин);

измеренное энергетическое разрешение — $\sigma = 1,62 \times (E(\text{МэВ}))^{1/2}$;

измеренное координатное разрешение для γ -квантов — $\sigma_x = \sigma_y = 3$ мм (при 800 МэВ/с).

Предполагается решить следующие физические задачи:

- исследование взаимодействия η -мезонов с нуклонами и ядрами,
- изучение подпорогового образования ρ -, ω -, ϕ -, η -, K -мезонов и лептонных пар в ядро-ядерных соударениях,
- поиск глубокоподпорогового рождения J/ψ (рис.14),
- изучение узких двухпротонных корреляций,
- исследование процессов, в которых флуконы из двух сталкивающихся ядер играют доминирующую роль (дважды кумулятивный эффект).

В настоящее время широко признано, что область энергий столкновения частиц и ядер от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ является

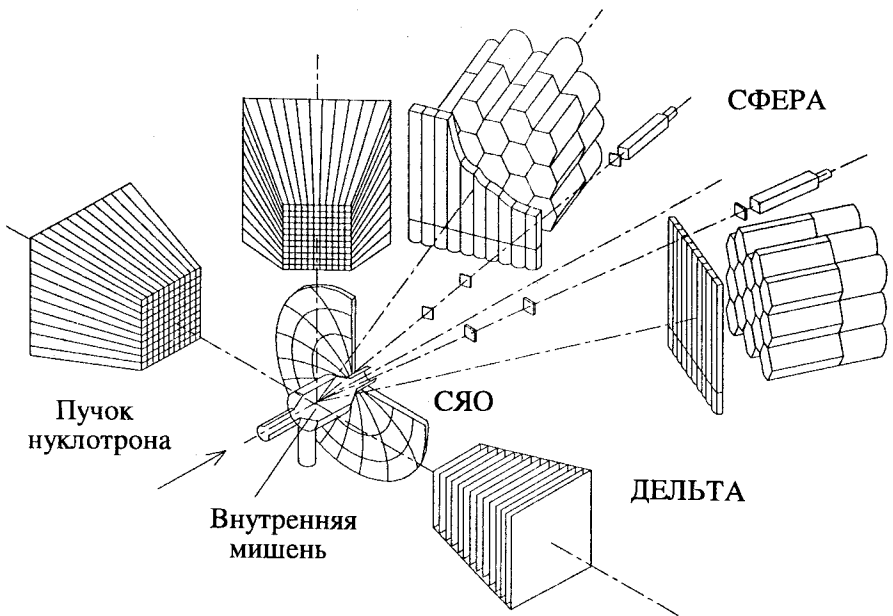
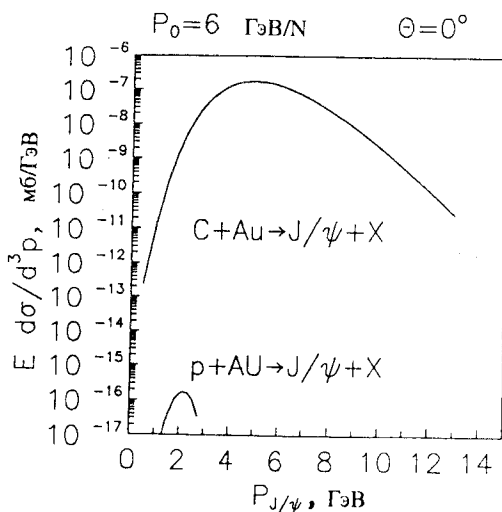


Рис.13. Размещение спектрометрической аппаратуры внутренней мишени на прямолинейном промежутке нуклотрона. Детекторы сотрудничества СФЕРА: двухплечевой многоканальный калориметр на свинцовом стекле, два $\Delta E-E$ сцинтилляционных спектрометра. Детекторы группы ДЕЛЬТА (ИЯИ РАН): 14-слойный сцинтилляционный $\Delta E-E$ -телескоп и 300-канальный двухплечевой электромагнитный калориметр на свинцовом стекле. Детекторы группы спектрометра ядер отдачи (СЯО): сцинтилляционный монитор множественности заряженных частиц, спектрометр на неорганическом сцинтилляторе и кремниевые ΔE -детекторы

исключительно плодотворной с точки зрения изучения переходных режимов от адронных к кварковым степеням свободы. До настоящего времени возможности проследить переход этих процессов из области энергий классической ядерной физики в область, характерную для физики высоких энергий, были крайне ограничены. На нуклотроне предоставляется хорошая возможность провести такое исследование в рамках единого экспериментального подхода.

В 1994 г. группами СФЕРА, ДЕЛЬТА (ИЯИ РАН), СЯО выполнен цикл экспериментальных измерений на внутренней мишени нуклотрона по изучению выхода π - и K -мезонов и ядерных фрагментов — от протонов до изотопов гелия и лития — в дейтрон-ядерных столкновениях при энергиях

Рис.14. Зависимость инвариантно-го дифференциального сечения рождения резонанса J/ψ в углерод-ядерных и протон-ядерных взаимодействиях от импульса при энергии 6 ГэВ/нуклон (расчет по модели [25])



Нуклотрон, ноябрь 1994

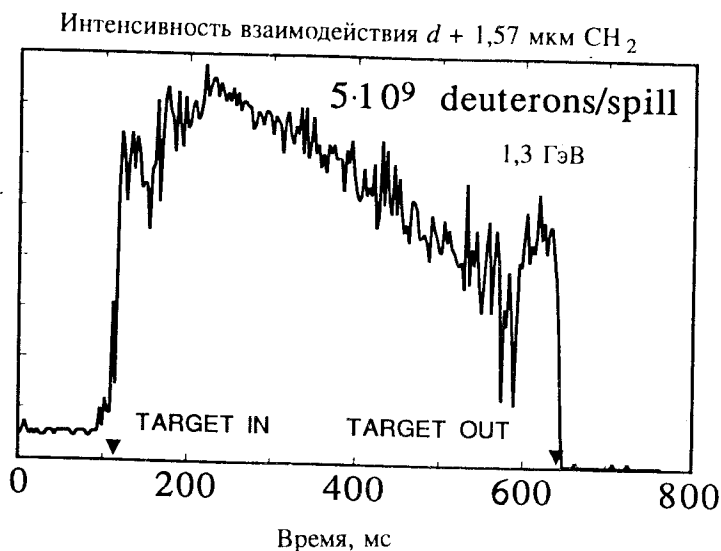


Рис.15. Временная структура взаимодействия дейтронного пучка нуклотрона с внутренней мишенью из полиэтилена толщиной 1,57 мкм при кинетической энергии дейтронов 1,3 ГэВ/нуклон (данные сотрудничества СФЕРА). Регистрируется ультрафиолетовое и рентгеновское излучение при возбуждении атомов мишени дейтронами. Моменты введения и выведения мишени отмечены треугольными указателями

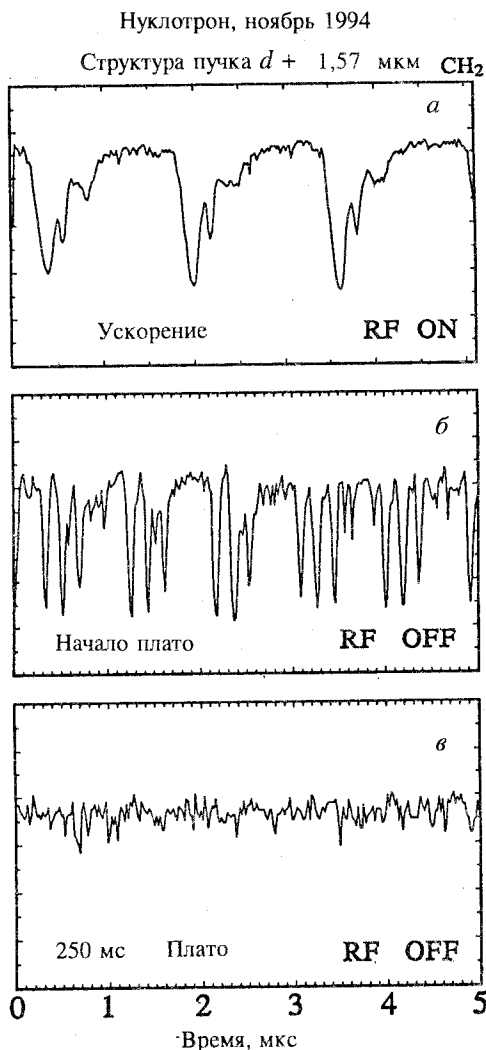


Рис.16. Высокочастотная структура пучка в нуклотроне в различных фазах по данным сотрудничества СФЕРА: начало ускорения (а); начало плато магнитного поля, ускоряющее напряжение снято (б); середина плато магнитного поля — исчезновение банчей (в)

от 0,7 до 2,5 ГэВ/нуклон. Исследованы методические вопросы применения различных типов детекторов, включая электромагнитные калориметры на свинцовом стекле, в фоновых условиях кольцевого туннеля нуклотрона. С помощью регистрации ультрафиолетового и рентгеновского излучения (рис.15), возникающего при взаимодействии пучка с веществом пленочной мишени, изучалась высокочастотная структура ускоряемого пучка (рис.16). В целом результаты этих измерений позволяют утверждать, что в 1995 г. исследовательская программа на ускорительном комплексе ЛВЭ будет качественно расширена в область более низких энергий.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С КРИСТАЛЛАМИ

В 1976 г. Э.Н.Цыганов выдвинул замечательную идею использования изогнутых кристаллов для отклонения пучка заряженных частиц. Вскоре эффект отклонения каналированных частиц изогнутым кристаллом был экспериментально обнаружен и исследован на выведенном пучке протонов

синхрофазотрона ЛВЭ. Вывод ускоренного пучка из циклического ускорителя с помощью кристалла был также впервые осуществлен на синхрофазотроне ЛВЭ. Здесь же были проведены первые эксперименты по отклонению релятивистских ядер изогнутыми кристаллами. На новом сверхпроводящем ускорителе релятивистских ядер могут успешно проводиться работы по исследованию эффектов взаимодействия ядер с кристаллами.

Прежде всего это изучение возможностей использования кристаллов для управления пучком нуклотрона: вывод пучка или его гало из нуклотрона, деление выведенного пучка с целью организации одновременной работы экспериментальных установок, требующих разной загрузки. Разработка и создание комплекса экспериментальной аппаратуры для вывода пучка из нуклотрона уже ведутся, в том числе: полупроводникового детектора, встроенного в кристалл-дефлектор, прецизионного гониометра для ориентации кристалла, системы наведения пучка или транспортировки его гало на кристалл [64].

На выведенном пучке нуклотрона можно исследовать динамику отклонения релятивистских ядер изогнутым кристаллом. Изгиб кристалла создает угловую развертку процесса деканализирования, что дает возможность исследовать зависимость деканализирования от энергии и заряда ядер, расходимости пучка [65]. Встроенные в кристалл полупроводниковые детекторы позволяют регистрировать потери энергии, а следовательно, и состояния релятивистских ядер при прохождении через кристалл (так называемая «живая мишень»).

В системе покоя движущейся через кристалл каналированной частицы электрическое поле кристалла трансформируется в сильное магнитное поле. При прохождении через кристалл каналированной частицы ее магнитный момент будет прецессировать, как в обычном магнитном поле, и, если пучок поляризован, то угол прецессии может быть измерен. Предлагается исследовать динамику вращения спина ядер, отклоняемых кристаллом. Так как угол отклонения спина пропорционален лоренц-фактору и для энергий нуклотрона слишком мал, следует предложить эксперимент с использованием высокоспиновых фрагментов [66].

Большой интерес представляет изучение на пучке нуклотрона зарядовых состояний релятивистских ионов в кристаллических мишенях, в том числе в условиях резонансного возбуждения электронных уровней релятивистских ионов периодическим полем кристалла, как функцией энергии ядра, ориентации мишени, и влияния динамики потери (подхвата) электронов в мишени на потери энергии ядер. Аналогичная программа обсуждалась и недавно началась в GSI (Дармштадт) [67]. Преимуществом исследований на нуклотроне является продвижение в область более высоких энергий релятивистских ионов.

На пучке нуклотрона могут проводиться исследования электромагнитного возбуждения низколежащих ядерных уровней релятивистских ядер при пролете через мишень и формирования пучка гамма-радиоактивных ядер, а также электромагнитной диссоциации каналированных в кристалле релятивистских ядер, прежде всего с низкой энергией связи — дейтрона, бериллия и нейтроноизбыточных изотопов типа ^{11}Li и т.д. [68,69]. Это даст возможность проверить теорию электромагнитного возбуждения и диссоциации ядер при релятивистских энергиях — экспериментальных данных по этим процессам в области энергий нуклона практически нет. Эффект каналирования служит здесь для подавления центральных ядро-ядерных столкновений, т.е. резкого улучшения фоновых условий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получение в начале 70-х годов в Дубне и Беркли пучков релятивистских ядер с энергиями порядка нескольких ГэВ на нуклон создало предпосылки для становления нового раздела физики адронов — релятивистской теории атомных ядер. При этих энергиях становится кинематически разрешенным рождение легких адронов, странных частиц, антипротонов, а основные характеристики множественных процессов выходят на асимптотическое поведение. Следует подчеркнуть, что с самого начала релятивистская ядерная физика опирается как на теоретические концепции, так и на экспериментальные методы физики высоких энергий.

С вводом в действие нуклотрона действующие и развиваемые эксперименты на нуклотроне получают качественно новые возможности для изучения картины ядра на субнуклонном уровне. Снимаются многие из существующих в настоящее время ограничений на параметры пучка — заряд ускоряемых ионов, время вывода пучка, интенсивность, геометрические размеры пучка. Исследования расширяются и в область более низких энергий — до нескольких сот МэВ на нуклон.

В настоящее время широко признано, что установление связи между процессами, идущими на «больших» и «малых» по сравнению с размером нуклона расстояниях, становится наиболее актуальной задачей ядерной физики. В самом общем смысле ее решение позволит понять природу ядерных сил на существенно более глубоком уровне, например, сосуществование одночастичных и коллективных возбуждений в ядрах, природу сил «отталкивания», предотвращающих коллапс ядра в кварк-глюонную фазу, — все еще не решенные вопросы, связанные с самим фактом существования ядер в природе. И представляется очень вероятным, что ответы на эти фундаментальные для ядерной физики вопросы будут найдены за пределами «стандартной» протон-нейтронной модели.

В обзоре дана общая картина перспектив экспериментов на пучках релятивистских ядер в Дубне в ближайшие несколько лет. Решающую роль при его написании сыграла вдохновляющая поддержка академика А.М.Балдина, руководителей научных тем ЛВЭ А.Д.Коваленко, А.И.Малахова, Н.М.Пискунова, лидеров экспериментов Ю.Лукстиныша, Л.С.Золина, В.А.Краснова, А.С.Артемова, А.М.Таратина, С.А.Хорозова, И.М.Ситника. Всем им я бы хотел выразить самую теплую благодарность за предоставленные материалы и дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Baldin A.M., Malakhov A.I.** — Nucl.Phys., 1994, vol.A566, p.611. **Baldin A.M., Malakhov A.I.** — JINR Rapid Communications No.3[60]-93, Dubna, 1993, p.52.
2. **Baldin A.M., Agapov N.N., Belushkin V.A. et al.** — Advances in Cryogenic Engineering, vol.39, p.501. Ed. by P.Kittel, Plenum Press, New York, 1994.
3. **Baldin A.M., Kovalenko A.D.** — CERN Bulletin 14/93, Geneva, 1993, p.4.
4. **Baldin A.M. et al.** — JINR Rapid Communications No.2[65]-94, Dubna, 1994, p.26.
5. **Tolstov K.D.** — JINR Rapid Communications No.5[62]-93, Dubna, 1993, p.5.
6. **Baldin A.M. et al.** — Z.Phys., 1987, vol.C33, p.363.
7. **Azhgirey L.S. et al.** — JINR Preprint E1-94-155, Dubna, 1994; in: Few Body XIV Conference, May, 1994, USA; **Küehn B. et al.** — Phys.Lett., 1994, vol.B334, p.298.
8. **Nomofilov A.A. et al.** — Phys.Lett., 1994, vol.B325, p.327.
9. **Stavinsky V.S.** — Sov.J.Part. and Nucl., 1979, vol.10, No.5, p.373.
10. **Baldin A.M.** — Prog. in Part. and Nucl. Phys., 1980, vol.4, p.95; Ed. by D.Wilkinson, Pergamon Press.
11. **Baldin A.A. et al.** — Nucl.Phys., 1990, vol.A519, p.407.
12. **Baldin A.A. et al.** — Nuovo Cim. In press.
13. **Durand G.** — Invited Talk at Int. Symposium «DUBNA DEUTERON-93» Sept. 14-18, 1993, Dubna, Russia.
14. **Ситник И.М., Ладыгин В.П., Рекало М.П.** — ЯФ, в печати (JINR Preprint E1-94-23, Dubna, 1994).
15. **Benecke J., Chou T.T., Yang C.N., Yen E.E.** — Phys.Rev., 1969, vol.188, p.2159.
16. **Baldin A.M. et al.** — Sov.J.Nucl.Phys., 1975, vol.20, p.629.
17. **Schroeder L.S. et al.** — Phys.Rev.Lett., 1979, vol.43, p.1787.
18. **Nikiforov N.A. et al.** — Phys.Rev., 1980, vol.C22, p.700.
19. **Gavrishchuk O.P. et al.** — Nucl.Phys., 1991, vol.A523, p.589.
20. **Baldin A.M.** — Nucl.Phys., 1985, vol.A434, p.695c.
21. **Afanasiev S.V. et al.** — Physica Scripta, 1993, vol.48, p.124.
22. **Afanasiev S.V. et al.** — JINR Rapid Communications, No.1[58]-93, Dubna, 1993, p.21.
23. **Afanasiev S.V. et al.** — JINR Rapid Communications, No.3[60]-93, Dubna, 1993, p.40.
24. **Moeller E. et al.** — Phys.Rev., 1983, vol.C28, p.1246.
25. **Litvinenko A.G. et al.** — JINR Rapid Communications, No.1[58]-93, Dubna, 1993, p.27.

26. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. — Phys.Lett., 1977, vol.B37, p.46.
27. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Nucl.Phys., 1983, vol.A405, p.557.
28. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys.Rep., 1981, vol.76, p.215.
29. Efremov A.V. et al. — Sov.J.Nucl.Phys., 1988, vol.47, p.1364.
30. Efremov A.V. et al. — Preprint JINR E2-93-224, Dubna, 1993.
31. Ableev V.G. et al. — Nucl.Instr. and Meth., 1991, vol.A306, p.73.
32. Tokarev M.V. — In.: Proc. of the Int. Workshop «DUBNA-DEUTERON-91», Dubna, 11-13 June 1991, p.84.
33. Baldin A.M. et al. — Preprint JINR E1-82-472, Dubna, 1982.
34. Chiba J. et al. — Nucl.Phys., 1993, vol.A553, p.771c.
35. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.763.
36. Contardo D. et al. — Phys.Lett., 1986, vol.B168, p.331.
37. Bachelier D. et al. — Phys.Lett., 1986, vol.A172, p.23.
38. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1991, т.48, с.27.
39. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.457.
40. Gareev F.A., Ratis Yu.L. — JINR E2-89-876, Dubna, 1989.
41. Chanfray G., Ericson M. — Phys.Lett., 1984, vol.B141, p.163.
42. Delorme J., Guichon P.A.M. — Phys.Lett., 1991, vol.B263, p.157.
43. Udagava T., Hong S.-W., Osterfeld F. — Phys.Lett., 1990, vol.B245, p.1.
44. Oltmanns P., Osterfeld F., Udagava T. — Phys.Lett., 1993, vol.B299, p.194.
45. Dmitriev V.F. — Phys.Rev., 1993, vol.C48, p.357.
46. Fernandes de Cordoba P., Nieves J., Oset E., Vicente-Vacas M.J. — Phys.Lett., 1993, vol.B319, p.416.
47. Hennino T. et al. — Phys.lett., 1993, vol.B303, p.236.
48. Oset E., Shiino E., Toki H. — Phys.Lett., 1989, vol.B224, p.249. Fernandes de Cordoba P., Oset E. — Preprint IFIC/92-8-FTUV/92-8, Burjassot, 1992.
49. Oset E., Fernandes de Cordoba P., Vicente-Vacas M.J., Nieves J. — In.: Delta Excitation in Nuclei (Ed. by H.Toki, M.Ichimura, M.Ishihara) W.S.Singapore, 1994, p.159.
50. Avramenko S.A. et al. — JINR Rapid Communications No.6[63], Dubna, 1993, p.5.
51. Avramenko S.A. et al. — JINR Comm. E1-94-311, Dubna, 1994.
52. Avramenko S.A. et al. — In.: Delta Excitation in Nuclei (Ed. by H.Toki, M.Ichimura, M.Ishihara) World Scientific, Singapore, 1994, p.103.
53. Abdurakhimov A.U. et al. — Nuovo Cim., 1989, vol.A102, p.645.
54. Avramenko S.A. et al. — Nucl.Phys., 1992, vol.A547, p.95c.
55. Szymanski J. et al. — Phys.Rev., 1991, vol.C43, p.849.
56. Outa H. et al. — Nucl.Phys., 1992, vol.A547, p.109c.
57. Nieves J., Oset E. — Phys.Rev., 1993, vol.C47, p.1478.
58. Gibson B.F. — Nucl.Phys., 1986, vol.A450, p.243c.
59. Afnan I.R., Gibson B.F. — Phys.Rev., 1990, vol.C41, p.2787.
60. Juric M. et al. — Nucl.Phys., 1973, vol.B52, p.1.
61. Hartouni E.P. et al. — Phys.Rev.Lett., 1994, vol.72, p.1322.
62. Любошин В.И. — ЯФ, 1990, т.51, с.1013.
63. Davis D.H., Pniewski J. — Contemp.Phys., 1986, vol.27, p.91; Nucl.Instr. Meth., 1991, vol.B58, p.103.

64. **Kovalenko A.D., Mikhailov V.A., Taratin A.M., Tsyganov E.N.** — JINR Rapid Comm., No.6[63]-93, Dubna, 1993, p.13.
65. **Taratin A.M., Vorobiev S.A.** — Nucl.Instr.Meth., 1990, vol.B47, p.247.
66. **Кривошеев О.** — Изв. РАН, сер.физ., 1995, (в печати).
67. **Pivovarov Yu., Andersen J.U., Forster J.S. et al.** — GSI Scientific Report, 1991, p.207.
68. **Pivovarov Yu.L., Shirokov A.A., Vorobiev S.A.** — Nucl.Phys., 1990, vol.A509, p.800.
69. **Пивоваров Ю.Л.** — В сб.: «Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий», Протвино, 1991, с.116.
70. **Avramenko S.A. et al.** — JINR Rapid Communications No. 5[68], 1994, p.14.
71. **Ladygin V.P., Ladygina N.B.** — JINR Rapid Communications No. 5[68], 1994, p.37.
72. **Erazmus B. et al.** — Phys.Rev., 1991, vol.C44, p.1212.