

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-87-191

Э.О.Оконов

**ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГИПЕРЯДЕР
НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ И НУКЛОТРОНЕ ОИЯИ**

1987

I. История исследования гиперядер насчитывает более 30 лет, однако об основных свойствах этой необычной формы ядерной материи известно пока очень мало.

До настоящего времени удалось непосредственно наблюдать и идентифицировать по распадам только легкие ядра (с зарядом $Z < 7$). С 1963 г. было зарегистрировано и надежно идентифицировано всего 2 случая так называемых двойных гиперядер, содержащих две Λ -частицы: $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^{1/}$ и $^{6}_{\Lambda\Lambda}\text{He}^{2/}$. Имеющиеся оценки среднего времени жизни

гиперядер $^{3-11/}$ (см. рис. 1) грубы и противоречивы и получены в основном для легких гиперядер. Сами моды распада также изучены плохо, данные об их относительной вероятности существуют только для гиперядер с $Z < 6$.

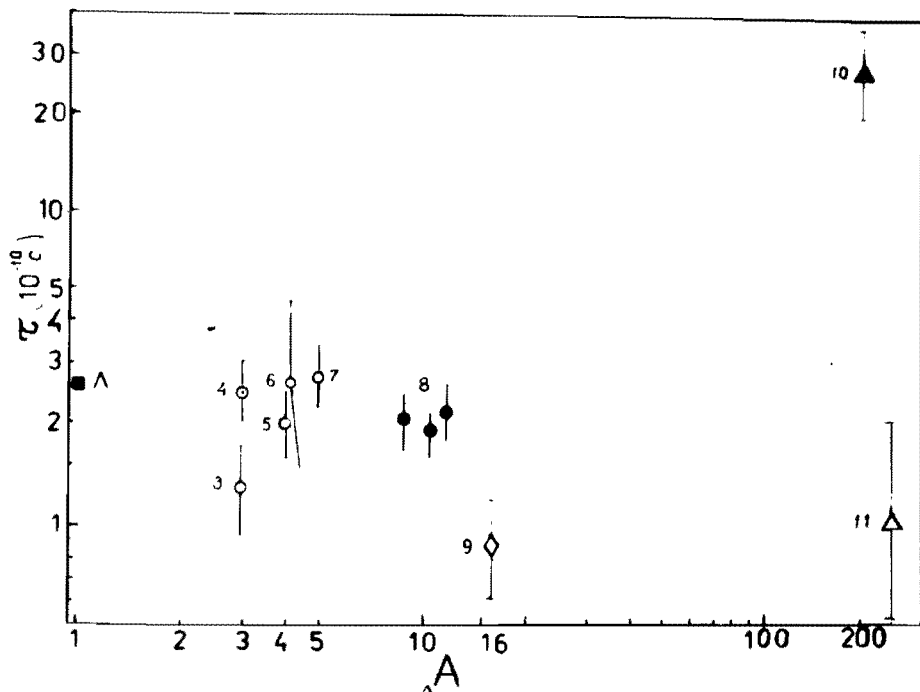
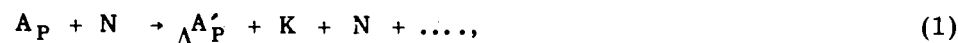


Рис. 1. Среднее время жизни гиперядер в зависимости от их атомного номера.

ЯСЫЗЫК ИССЛЕДОВАНИЙ
 БИБЛИОТЕКА

Основные трудности, стоящие на пути развития этих исследований прежними методами, обусловлены очень малыми энергиями и пробегами гиперядер, образующихся при захвате медленных K^- -мезонов. Гиперядра, полученные с использованием других налетающих частиц, обладают теми же особенностями, поскольку они также образуются из фрагментов покоящегося ядра-мишени при взаимодействии с ним различных адронов.

Принципиально новый метод получения и регистрации гиперядер был предложен в ЛВЭ ОИЯИ^{/12-14/} и независимо в США^{/15/}. Этот метод предполагает использование пучков ядер (A_p), ускоренных до релятивистских энергий, для осуществления реакций типа



которые позволяют получать релятивистские гиперядра (ΛA) с большими пробегами, что выводит исследование гиперфрагментов на новый методический уровень и дает возможность продвинуться в изучении их основных свойств в область больших Z , применяя установки с управляемыми трековыми детекторами. Такая постановка эксперимента не является конкуренцией изящному методу^{/16/}, использующему обменную реакцию $K^- + A \rightarrow \Lambda A^* + \pi^-$ для изучения возбужденных состояний ΛA^* по недостающей массе*, и представляет собой другое направление гиперядерных исследований, которое позволяет непосредственно наблюдать и исследовать процессы рождения и распада гиперядер.

II. Основные особенности рассматриваемого метода связаны с кинематическими характеристиками гиперядер в реакции (1) и могут быть сформулированы на основании расчетов, проведенных для реакции $^{16}O + p \rightarrow ^{16}\Lambda O + K^+ + p + \dots$ при энергии 3,7 А ГэВ:

а) средние распадные пробеги гиперядер, которые могут быть получены в пучках ядер синхрофазотрона, довольно велики и составляют $10 \div 25$ см. Это обстоятельство позволяет — использовать для образования гиперядер достаточно толстые мишени (до $2 \div 3$ см),
— измерять заряд образовавшихся гиперядер (например, с помощью детекторов dE/dx);

б) гиперядра, образованные в реакции (1), обладают близкими по величине импульсами ($P(\Lambda^{16}O) = (71 \pm 1)$ ГэВ/с), что существенно облегчает измерение их времени жизни, а также анализ их распадов;

в) вылет образовавшихся гиперядер и продуктов их распада в процессах $\Lambda p \rightarrow p p$ и $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ограничены малыми углами (для гипер-

* В недавней работе^{/18/}, использовавшей упомянутый метод, удалось выделить по времени задержки продукты распада гиперядер ^{11}B , ^{12}C и оценить их среднее время жизни.

ядер $\sim 10^{-2}$ рад. (рис. 2), для нуклонов $\sim 0,1$ рад, для пионов $\sim 0,2$ рад.), что дает возможность использовать для их регистрации установки и детекторы со сравнительно небольшими апертурами и размерами;

г) образование релятивистских гиперфрагментов сопровождается рождением сравнительно медленных $K^+(K^0)$ -мезонов (рис. 3), распад которых может быть использован для избирательной регистрации гиперядер при малом сечении реакции (1).

Получение релятивистских гиперядер до последнего времени было возможно только на берклиевском и дубненском ускорителях, на которых осуществляется ускорение тяжелых ионов до энергии 2,1 А ГэВ и 4 А ГэВ соответственно, а недавно на SPS в ЦЕРНе были ускорены ядра ^{16}O до энергии 200 А ГэВ^{/17/}. Как показывают оценки^{/18/}, ожидаемый выход гиперядер в реакции типа (1) на синхрофазотроне ОИЯИ

по крайней мере на порядок больше, чем на Бэваллаке. Этот факт определяется тем, что при энергии синхрофазотрона оказы-

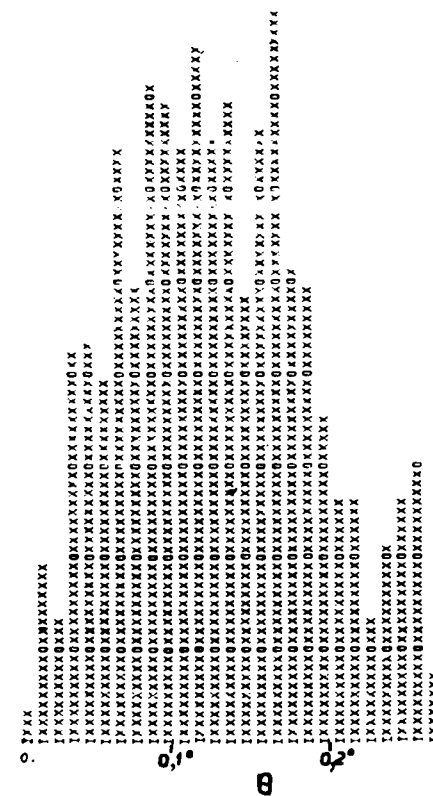


Рис. 2. Угловое распределение гиперядер $\Lambda^{16}O$ в реакции $^{16}O + p \rightarrow \Lambda^{16}O + K^+ + p$ (результат моделирования).

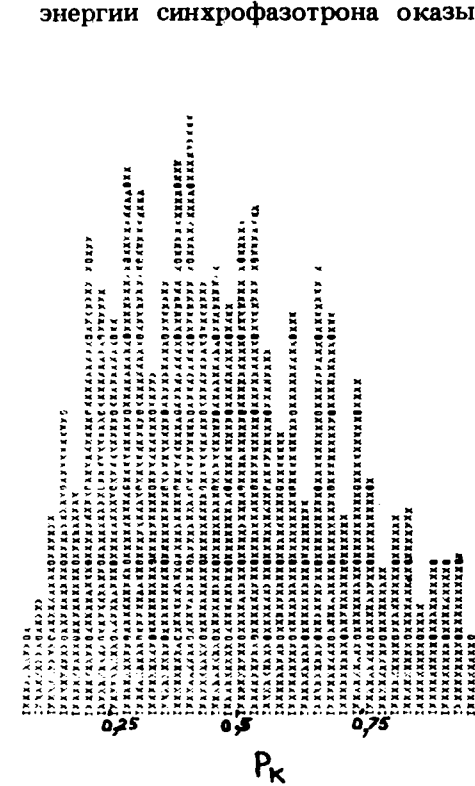
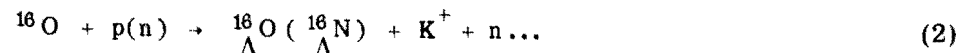


Рис. 3. Импульсное распределение K^+ -мезонов, рожденных совместно с гиперядрами $\Lambda^{16}O$ (результат моделирования).

ваются существенно большими сечение рождения Λ -гиперонов и вероятность захвата в ядре родившейся Λ -частицы. Последнее обстоятельство обусловлено меньшим минимальным импульсом отдачи Λ -частицы (в системе центра массы ядра), сравнимым по величине с фермиевским импульсом для ядер с $A > 12$ ($P \approx 0,2 \div 0,3$ ГэВ/с), в то время как при энергии Бэвалака $P_{\min}^* \sim 0,6$ ГэВ/с, что требует дополнительных перерасеяний родившейся Λ -частицы для ее эффективного захвата в ядре^{/19/}

При дальнейшем увеличении энергии ядер рост вероятности образования гиперонов замедляется, а затем практически прекращается при $70 \div 100$ А ГэВ. При этом доля медленных Λ -частиц уменьшается, что приводит, как указывает эксперимент^{/20/}, даже к некоторому уменьшению выхода гиперядер. В единственном (пока!) гиперядерном эксперименте^{/9/}, проведенном в пучках релятивистских ядер, наблюдалось, по оценке авторов, 22 гиперядра в реакции



при энергии 2,1 А ГэВ. В этой работе для сечения реакции (2) получена величина $\sigma_{\text{ГФ}} = (2 \pm 1)$ мкбн на нуклон ядра-мишени, что заметно превышает даже наиболее оптимистические результаты теоретических оценок^{/21/}. В этой связи следует отметить, что использованный в эксперименте^{/9/} трековый детектор (широкоазорные искровые камеры без магнитного поля) не позволял надежно отделять распады гиперядер от фона взаимодействий в газе, что могло привести к завышению величины сечения реакции (2).

Теоретические оценки сечений подобных реакций противоречивы. Так, оценка, сделанная в работе^{/21/} с учетом коалесценции, дает величину примерно на 2 порядка большую, чем оценка, полученная в работе^{/18/}, в которой, правда, рассчитывается выход гиперядер $\Lambda^{12}\text{C}$ только с очень малыми переданными импульсами.

Оценить ожидаемый относительный выход гиперфрагментов в пучках синхрофазотрона (4 А ГэВ) можно, экстраполируя результаты расчетов^{/21/} суммарного выхода гиперядер $\Lambda^A \equiv \Lambda^{\text{C}}, \Lambda^{\text{N}}, \Lambda^{\text{O}}, \Lambda^{\text{F}}, \Lambda^{\text{Ne}}$ в

реакции $\text{Ne Ne} \rightarrow \Lambda^A \dots$; что дает для $\delta = \sigma_{\text{ГФ}} / \sigma_{\text{in}} \sim 10^{-4}$. Такую оценку можно считать приемлемым приближением, поскольку использование этого метода расчетов позволяет правильно оценить общий выход гиперядер^{/22/} при взаимодействиях адронов в тяжелых ядрах ($\delta \sim 10^{-3}$), что согласуется с имеющимися экспериментальными данными $\delta \sim (1,5 \div 3) \cdot 10^{-3}$ ^{/20/}.

III. Были рассмотрены, рассчитаны, промоделированы возможные варианты экспериментов по исследованию релятивистских гиперядер, которые могли бы быть осуществлены по мере развития синхрофазо-

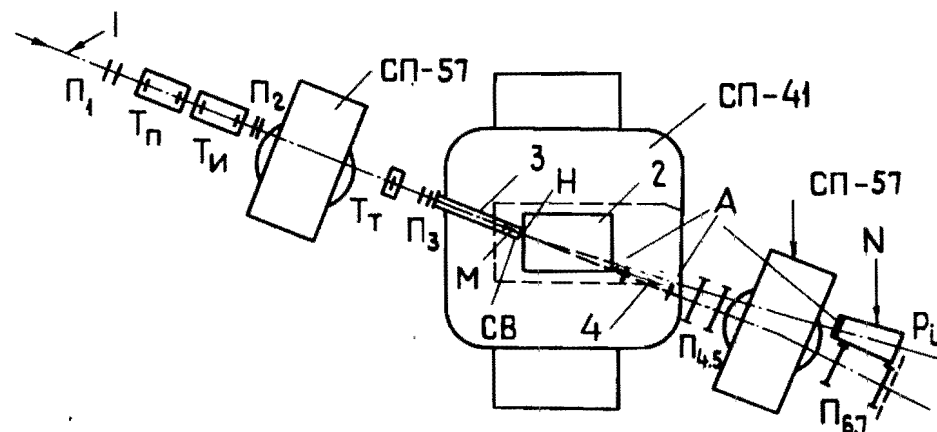


Рис. 4. Схема расположения детекторов гибридного спектрометра.

трона (нуклотрона) с использованием спектрометров гибридного типа*, отличительной особенностью которых является возможность совместного анализа взаимно дополняющей информации, получаемой с помощью стримерной и проволочных камер, а также с помощью других детекторных систем, которые при необходимости могут быть использованы в автономном режиме их работы.

1. Общая схема первоначально планировавшегося эксперимента, подробно рассмотренного в работе^{/25/}, приведена на рис. 4 и 5. Ускоренные и выведенные из синхрофазотрона релятивистские ядра, сформированные в пучок (1), проходят через систему пропорциональных камер ($\Pi_{1,2,3}$) и сцинтилляционных телескопов ($T_{\Pi}, T_{И}, T_{Т}$), цель которых — отбирать случаи, когда релятивистское ядро с нужными значениями A и Z входит в стримерную камеру в пределах определенного телесного угла и попадает в мишень. Проходя через ионопровод (3), релятивистское ядро взаимодействует в мишени (сцинтилляторе) M , которую окружает детектор остановок K^+ -мезона СВ. При этом образовавшийся релятивистский гиперфрагмент проходит детектор-годоскоп H , измеряющий его ионизацию, и распадается в рабочем объеме стримерной камеры, а рожденный в этом же взаимодействии K^+ -мезон тормозится и останавливается в детекторе СВ, который с задержкой ~ 10 нс регистрирует распад K^+ -мезона. Анализ фотографий событий в стримерной камере позволяет отобрать случаи рождения и распада гиперядер, а так-

* Гибридный спектрометр такого типа, создание которого было предложено в работе^{/23/}, в настоящее время успешно применяется в эксперименте (см., например,^{/24/}).

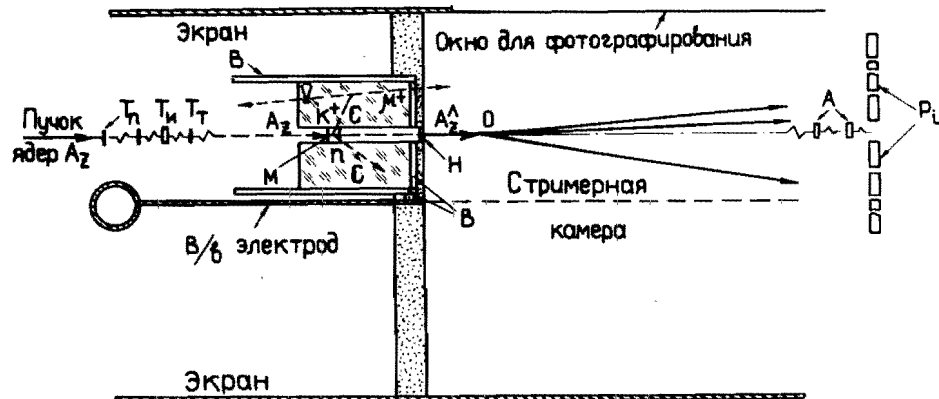


Рис. 5. Схема расположения системы каонного триггера.

же идентифицировать по Z и A/Z легкие фрагменты — спектаторы релятивистского ядра (гиперядра), подобно тому, как это делалось на установке СКМ-200^{128, 271}, с дальнейшей полной геометрической реконструкцией отобранных событий, при которой используется фильмовая и бесфильмовая информация. Дополнительные детекторные системы предназначены дать информацию, необходимую для полной идентификации событий:

- детектор-годоскоп H — для определения заряда гиперядра (по dE/dx);
- сцинтилляционный годоскоп P_1 — для определения заряда фрагментов — продуктов распада (взаимодействия);
- нейтронный счетчик (спектрометр) N — для регистрации нейтронов — спектаторов и определения их числа;
- система проволочных камер P_i — для более точного определения A/Z фрагментов.

С целью выбора оптимальной геометрии триггерной системы и определения ее эффективности было проведено моделирование условий рассматриваемого эксперимента с использованием расчетов кинематики реакции (2). При этом прослеживалась судьба рожденного совместно с гиперядром K^+ -мезона (с учетом ионизационных потерь и кулоновского рассеяния в поглотителе детектора СВ) до его остановки и распада с испусканием мюона, который регистрируется сцинтилляционными счетчиками во временных воротах ~ 20 нс с задержкой ~ 10 нс относительно стартового импульса от пучковой частицы. При использовании такого триггера в наиболее благоприятной геометрии, выбираемой на основании проделанного моделирования, эффективность (ϵ) регистрации релятивистских гиперядер получается равной $\epsilon = (5 \pm 2) \cdot 10^{-3}$.

Как уже упоминалось (см. с. 4), оценить ожидаемый выход регистрируемых гиперядер можно, экстраполируя к энергии 4 А ГэВ результаты теоретических оценок²¹¹, что в рассмотренной постанов-

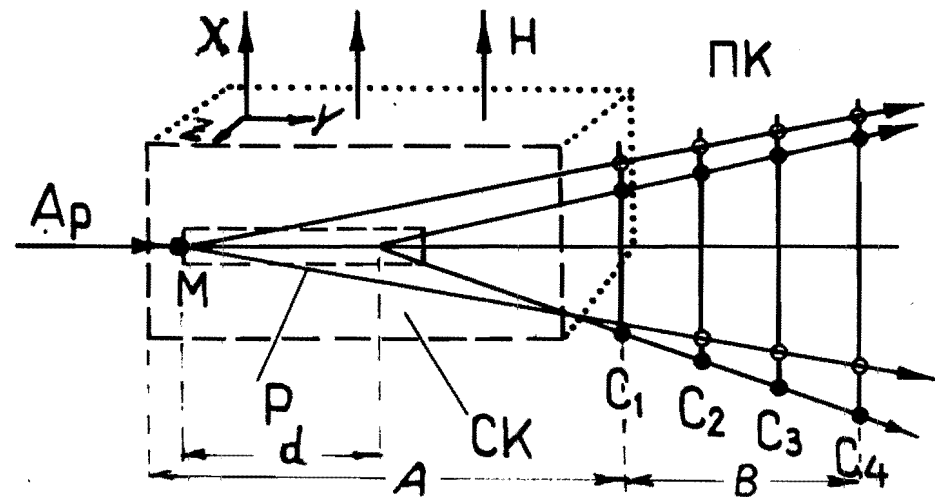


Рис. 6. Схема расположения детекторов гибридного спектрометра с триггером отбора по вершине распада.

ке эксперимента дает 2 ± 1 зарегистрированных гиперфрагмента за 1 час работы на синхрофазотроне при интенсивности 10^5 ядер за цикл с полиэтиленовой мишенью толщиной $2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$.

При такой организации триггера основными физическими источниками фона могут быть распады малознергетичных пионов. При остановке и последующем распаде $\pi \rightarrow \mu \nu$ они дают медленные мюоны, которые тут же останавливаются в счетчике СВ и распадаются с вероятностью распада во временных воротах в 100 раз меньшей, чем K^+ -мезоны. Как показали исследования модели такой триггерной системы в рабочих условиях облучения стримерного спектрометра СКМ-200, фоновые запуски составили более 10 за цикл, что наносит ущерб набору статистики нужных событий (при однократном срабатывании стримерной камеры за цикл) и требует либо уменьшения интенсивности пучка (более чем в 10 раз), либо улучшения качества аппаратуры и растяжки пучка.

2. Вторая из рассмотренных и промоделированных триггерных систем (см. рис. 6) предполагает использование проволочных камер C_{1+4} , которые с помощью быстрых микропроцессоров восстанавливают вершину события (вилки) и вырабатывают импульс запуска для стримерной камеры СК тогда, когда треки частиц выходят не из мишени M , а из распадного объема P^* .

* Возможность такой постановки эксперимента рассматривалась в 1977 г. профессором Т.Бауэном и автором в связи с планами создания в ЛВЭ ОИЯИ гибридного спектрометра со стримерной и проволочными камерами (см. ¹²⁸¹).

Как показывает имеющийся в практике эксперимента опыт использования проволочных камер с быстрыми микропроцессорами, обработка запускающего импульса при рассмотренной логике триггера возможна за время памяти стримерной камеры (до 10 мкс) при загрузках $5 \div 10$ частиц на каждую из четырех проволочных камер (см. ^{28/}).

Если магнитное поле H однородно и направлено вдоль измеряемой координаты x , то в плоскости $X-Y$ реконструированные треки будут изображаться прямыми линиями. Логика запуска состоит в отборе треков с наклоном больше определенного ($x_1/y_1 = a_1 > a_0$), что соответствовало бы надежной дискриминации треков частиц, идущих из M . Величина a_0 была рассчитана в условиях, близких к оптимальным, при разумных предположениях:

- расстояния $A \sim B \sim 1$ м;
- точность измерения $\Delta x = 0,5$ мм;
- диаметр пучка, сформированного или выделенного телескопом, 10 мм.

Полученная в результате расчетов величина $a_0 \sim 0,02$ определяет мертвую зону $d_{\min} \sim 0,2$ м, в пределах которой нельзя отделить распада от взаимодействий в M . Учет этого фактора, а также потерь распадов в плоскости, близкой к YZ , дает эффективность отбора для безмезонных распадов гиперядер ($\Lambda p \rightarrow p\pi$) $\epsilon_1 \sim 0,1$ и для мезонных распадов ($\Lambda \rightarrow p\pi$) $\epsilon_2 \sim 0,17$. Неоднородное магнитное поле ($H_y \neq 0, H_z \neq 0$) ухудшает разрешение и приводит к уменьшению ϵ . Моделирование с использованием измеренных на СКМ-200 событий и топографии магнитного поля СП-41 приводит к следующим значениям: $\epsilon_1 = (0,5 \div 1,7) \cdot 10^{-2}$ и $\epsilon_2 = (0,7 \div 2) \cdot 10^{-2}$. Для увеличения ϵ необходимо уменьшить неоднородности H_y и H_z , например с помощью шиммирования. Чтобы подавить фоновые запуски от взаимодействий пучковых ядер в газе-наполнителе, следует изолировать и вакуумизировать распадный объем P или заполнить его гелием (водородом) при пониженном давлении ($0,1 \div 0,2$ атм), сделав его трекочувствительным ^{23, 29/}. Один из подобных контейнеров, ограничивающих определенный объем, был изготовлен в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и испытан внутри 2-метровой стримерной камеры СКМ-200 в качестве газовой мишени переменного давления ^{30/}.

Избежать всех этих затруднений и обеспечить хорошую эффективность регистрации, оптимальную для рассмотренной триггерной системы, можно, детектируя распады гиперядер в вакуумизированном объеме вне магнитного поля с последующим анализом продуктов распада в магнитном спектрометре с проволочными камерами. Если регистрировать координаты трека ядра, вызвавшего нужное взаимодействие, и треков — продуктов распада гиперфрагмента, можно уменьшить мертвую зону до $d \approx 5 \div 10$ см. Как показывают расчеты, это обеспечивает для общей эффективности регистрации достаточно тяжелых релятивистских ядер (с $A > 12$) величину $\epsilon \approx 0,2$ при сравнительно небольшой апертуре спектрометра $\Delta\Omega/4\pi \sim 10^{-2}$.

В такой постановке эксперимента предел для используемой интенсивности ($1 \leq 10^5$ ядер/в цикл) кладет время отработки запускающего импульса ($2 \div 5$ мкс), а ожидаемая статистика составляет до 50 зарегистрированных гиперядер за 1 час эффективной работы синхрофазотрона. При этом основной физический фон будет обусловлен распадами рожденных странных частиц (Λ, K^0), обладающих малыми углами вылета и разлета продуктов их распада, и может давать, по оценкам, до $10 \div 20$ фоновых запусков за цикл работы ускорителя, что при обычной скорости записи событий (~ 100 за цикл) еще не препятствует набору рабочей статистики. В то же время эта "побочная" информация после ее обработки может дать ценные сведения о процессах образования странных частиц.

3. При рассмотрении перспектив развития исследований образования странных частиц в пучках ядер ^{31/} был рассчитан и промоделирован эксперимент с триггерной системой, которая может быть использована и для регистрации релятивистских гиперфрагментов. В этом эксперименте предполагается осуществлять запуск бесфильмового спектрометра при распаде нейтральных частиц (гиперядер) между блоками проволочных камер C_1 и $C_{2,3}$ по разности числа регистрируемых ими частиц (см. рис. 7). Обработка такого запускающего импульса может быть достаточно быстро (~ 60 нс) проведена, например, с помощью созданного недавно аналого-цифрового процессора ^{32/}. По своей геометрии и эффективности такая постановка эксперимента мало чем отличается от рассмотренной выше, но более быстрый триггер дает в принципе возможность увеличить интенсивность используемого пучка. Однако здесь оказывается существенным дополнительным

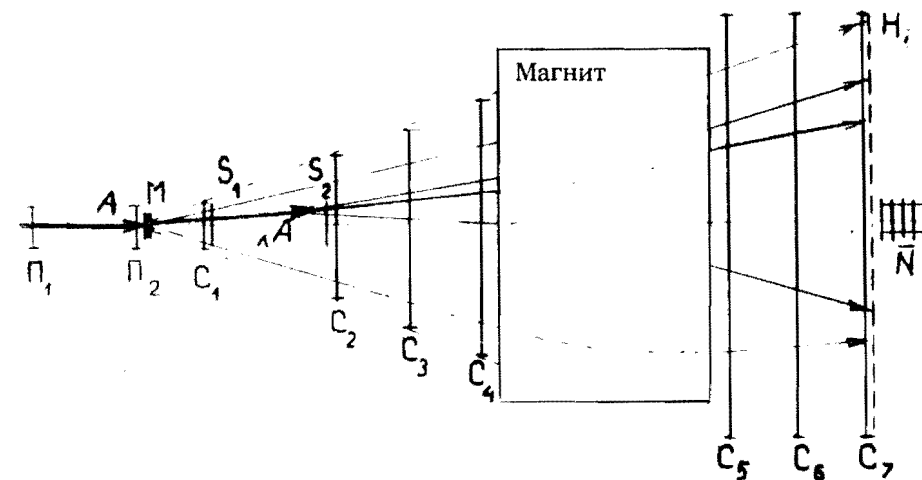


Рис. 7. Схема расположения детекторов бесфильмового спектрометра.

источник фона — взаимодействия в первой камере (C_1), поэтому желательно сделать эту камеру как можно тоньше (по количеству вещества). Было бы целесообразным вместо камер C_1 и $C_{2,3}$ использовать полосковые кремниевые детекторы, которые могут быть сделаны очень тонкими и обеспечить высокую координатную точность (до 5 мкм) с хорошим трековым разрешением (до 50 мкм).

4. Весьма многообещающим представляется использовать для триггера факт уменьшения заряда фрагментов в большинстве распадов гиперядер, что позволяет с помощью секционированных детекторов dE/dx (S_1 и S_2) выборочно регистрировать распады гиперфрагментов с любым Z_r , за исключением редких распадов $\Lambda_{Z+1} \rightarrow \Lambda_{Z+1} + \pi^- + (p)$, относительная вероятность которых для $\Lambda > 12$ составляет, по оценкам, менее 5%. Для исследований ряда проблем в пучках ядер с зарядом Z_0 таким триггером можно отбирать малочастичное взаимодействие с образованием достаточно тяжелых гиперядер (например, с $Z_r = Z_0 - 2$), распадающихся на фрагменты с $Z_f \leq Z_r - m$, где величина m зависит от разрешения детекторов заряда (S_1 и S_2) и требуемого подавления, которое для первого уровня отбора может быть порядка $(1 \div 5) \cdot 10^{-2}$. Последующий (основной) уровень триггера отбирает события с вершиной в распадном вакуумизированном объеме (см. п. 2). При таком 2-ступенчатом триггере можно рассчитывать на работу с интенсивностью 10^6 ядер в цикле, что при эффективности $\epsilon \sim 0,2$, полученной из расчетов, может обеспечить, например, регистрацию 1000 распадов гиперядер Λ^0 из реакции $NeNe \rightarrow \Lambda^0 /^{21}$ за 100 \div 200 часов работы синхрофазотрона с учетом фактора надежности 10 (то есть даже при возможном выходе релятивистских Λ^0 — гиперфрагментов $\sim 10^{-6}$ или при интенсивности в 10 раз меньшей).

В качестве детекторов заряда $S_{1,2}$ целесообразно использовать полосковые кремниевые детекторы или сцинтилляционные нити (полоски), которые могут одновременно с высоким разрешением определять и координаты. Очевидно, что окончательный выбор варианта комплексного триггера следует сделать после исследования рабочих характеристик доступных детекторов.

В рассмотренных вариантах экспериментов гиперядра могут быть идентифицированы по заряду Z_r , а заряженные фрагменты — по A/Z (при измерении импульса) и по Z_f (с помощью годоскопов или черенковских счетчиков, как это было сделано в работе ^{/33/}). Изотопический состав гиперядер, получаемых таким способом, известен, как правило, с точностью до числа образовавшихся нейтронов. Если он мало отличается от изотопического состава обычных фрагментов, то основной изотоп с $A/Z \sim 2$ составляет более 50%. Эту неопределенность можно было бы уменьшить, регистрируя нейтроны, испущенные в реакциях взаимодействия и распада, и определяя их число с помощью нейтронного спектрометра \bar{N} . В частности, при отсутствии таких нейтронов образовавшееся гиперядро может быть идентифицировано не только по Z , но и по A .

В настоящее время неизвестны физические процессы, которые в рассмотренных постановках эксперимента могли бы имитировать распады гиперядер*. Характерной особенностью гиперядерных распадов является то, что большинство из них вызваны процессами $\Lambda p \rightarrow p \pi^+$ и $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. Следует, однако, иметь в виду, что двухчастичная кинематика этих процессов "смазана" ферми-движением, а энергия распада зависит также от энергии связи барионов в ядре.

IV. Какие основные перспективы в развитии гиперядерной физики могут обеспечить эксперименты с релятивистскими гиперфрагментами?

1. Обнаружение гиперядер с $Z > 6$ и наблюдение их распадов дадут важные данные о новых, еще не открытых гиперфрагментах. Экспериментальные перспективы в этих поисковых исследованиях определяются планами усовершенствования синхрофазотрона, которые предусматривают ускорение все более тяжелых ядер и увеличение их интенсивности. Реализация таких условий позволяет не только обнаружить и исследовать новые гиперядра, но и значительно увеличить статистику уже известных гиперфрагментов и более основательно исследовать их свойства.

2. Измерение среднего времени жизни различных гиперядер (τ) и изучение зависимости τ от $Z(A)$ регистрируемых гиперфрагментов представляет значительный интерес, который особенно возрос в связи с гипотезой ^{/34/} о возможном восстановлении спонтанно нарушенных симметрий под воздействием сильного внутриядерного электромагнитного поля, что могло бы привести к уменьшению вероятности распада гиперона внутри ядра. Оценки величин критических полей весьма произвольны и малоубедительны, однако принципиальная важность этой проблемы требует ее экспериментальной проверки.

Как уже упоминалось, существующие экспериментальные значения τ весьма противоречивы (см. рис. 1). Так, результат, полученный в работе ^{/9/}, указывает на возможное уменьшение τ более чем в 2 раза при увеличении A с 12 до 16. В то же время эксперимент ^{/10/} дает для τ гиперядра $\Lambda^0 Bi$ величину, в 30 раз большую, свидетельствующую о большой стабильности тяжелых гиперядер, что в свою очередь противоречит данным работы ^{/11/}. Таким образом, новые статистически обеспеченные измерения τ для $A > 12$ являются насущной задачей эксперимента, которая, как показывают оценки (см. с. 10), может быть решена в ядерных пучках синхрофазотрона на статистике нескольких сотен зарегистрированных гиперядер с разными значениями $Z > 6$.

* Кроме пока еще гипотетических аномалий или каких-либо других подобных состояний, если их аномальные свойства проявляются в распадах. Предлагаемые исследования дают возможность проверить эту гипотезу.

3. Исследование распадов гиперядер и определение вероятностей мезонного (Γ_M) и безмезонного (Γ_N) переходов для Λ^A с различными значениями $Z(A)$ также представляются очень важными.

Изучение процесса $\Lambda N \rightarrow NN$, до сих пор плохо исследованного, дает редкую возможность получить информацию о 4-бариионном слабом взаимодействии. Выяснение вопроса о том, описывается ли этот процесс существующей теорией, имеет фундаментальное значение. С другой стороны, поскольку принцип Паули не препятствует Λ -частице занимать в ядре самые низкие уровни, исследование рассматриваемого процесса может дать сведения о структуре внутренней области ядра. Как свидетельствуют расчеты ^{35/}, величина Γ_N оказывается очень чувствительной к кварковой структуре ядра. Так, учет вклада 6-кварковых состояний внутри ядра ^{12}C на уровне 5% может привести в двухкратному увеличению вероятности Γ_N .

4. Поиск и изучение гиперфрагментов с $S \geq 2$ ($\Lambda\Lambda^A$) в пучках релятивистских ядер представляются необычайно перспективными благодаря значительно большему, чем во взаимодействиях адронов, ожидаемым сечениям их образования ^{19, 22/}.

Таблица

Реакция	Энергия	Сечение выхода $n\Lambda^A$ (в мкбн)				
		Λ^A	$\Lambda\Lambda^A$	$3\Lambda^A$	$4\Lambda^A$	$5\Lambda^A$
$\text{NeU}^{19/}$	2,1 А ГэВ	$2,6 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^2$	6,2	0,2
$\text{CaU}^{22/}$	4 А ГэВ	$5,8 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^3$	10^2	3	

Из приведенной таблицы видно, что выход $\Lambda\Lambda^A$ -гиперфрагментов в ядро-ядерных взаимодействиях ожидается значительным — всего в 10-30 раз меньшим, чем выход обычных гиперядер, что представляется очень уж оптимистичным. Регистрировать 2-каскадные распады $\Lambda\Lambda^A$ можно в рассмотренной уже постановке эксперимента (см. III.3), если для более четкой идентификации разделить распадный объем еще одним детектором dE/dx , что приведет, конечно, к уменьшению эффективности регистрации (в 3-4 раза). При этом во взаимодействиях средних по Z ядер ожидаемое число зарегистрированных $\Lambda\Lambda^A$ -гиперядер может составлять несколько десятков событий за 100-300 часов работы ускорителя (нуклотрона). Изучение распадов $\Lambda\Lambda^A$ -гиперядер дает исключительную возможность получить сведения о $\Lambda\Lambda$ -взаимодействии, проявляющемся, в частности, в процессе $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^- p$, который в легких $\Lambda\Lambda^A$, как показывают теоретические оценки ^{36/}, сравним по вероятности с пионными распадами.

Фундаментальная важность исследований структуры самих "сверхстранных" состояний не вызывает сомнений. Еще в 1963 г. дубненские теоретики ^{37/}, рассмотрев в рамках (SU-3)-симметрии гиперядра с $S \geq 2$, пришли к выводу, что полная энергия связи таких состояний существенно больше, чем у обычных Λ^A , поэтому их распады оказываются подавленными ("замороженными"), что должно привести к увеличению их времени жизни. В настоящее время есть основания ^{38/} считать кластер, состоящий из пар протонов, нейтронов и Λ -гиперонов в S-состоянии, наиболее компактным структурным элементом ядерной материи. С другой стороны, развитие модели многокварковых мешков также приводит к существованию относительно стабильных состояний (Q_S) с большой странностью и повышенной плотностью ($\rho \sim 1,5 \rho_0$) ^{39/}. Вполне вероятно, что "сверхстранные" состояния представляют собой новую форму адронной материи, более стабильную и плотную, чем обычные гиперядра ^{40/}. В этой связи следует упомянуть гипотезу, выдвинутую советскими астрофизиками ^{41/}, согласно которой на определенной стадии сжатия нейтронные звезды превращаются в гиперонные.

Простейшим образованием такого типа может быть гипотетический H-дигиперон, представляющий собой 6-кварковый мешок, в котором u-, d- и s-кварки упакованы попарно в S-состояниях. Существующие экспериментальные данные о двух зарегистрированных случаях двойных гиперядер $\Lambda\Lambda^{10}\text{Be}^{1/}$ и $\Lambda\Lambda^6\text{He}^{2/}$ накладывают ограничение на энергию связи в H-дигипероне ($B_{\Lambda\Lambda} < 10$ МэВ), так как в противном случае эти события не могли бы наблюдаться из-за быстрого (сильного) перехода в состояния $N + (2)_a$.

Если масса H-дигиперона действительно близка к порогу $\Lambda\Lambda$, то его время жизни, по оценкам ^{42/}, должно составлять $10^{-10} \div 10^{-9}$ с с основным распадом $H \rightarrow N\pi\Lambda \rightarrow N\pi$. Такой распад может быть зарегистрирован вместе с гиперядрами в рассмотренной постановке эксперимента (см. III.3) и идентифицирован по характерной кинематике. Более сложные Q_S -состояния могут распадаться с различными вероятностями (в зависимости от их структуры) с испусканием нуклонов и электронов ^{42/}.

В этой связи следует указать, что проведенные в пучках релятивистских ядер поиски нестабильных сверхплотных ядер методом задержанных совпадений ^{43/} дают также верхние пределы для вероятности образования Q_S -состояний с разными временами жизни.

Уникальным источником Q_S -образований может явиться гипотетическая кварк-глюонная материя ("квaгма"), обогащенная странностью ^{40/}. Таким образом, поиски "квaгмы" и осколков "странной" материи представляют собой связанные проблемы, которые могут быть решены в пучках релятивистских ядер в сходных экспериментальных условиях.

V. Анализ возможностей получения и исследования гиперфрагментов с использованием пучков релятивистских ядер и рассмотрение различных постановок экспериментов показывают перспективность этого нового направления гиперядерной физики. Развитие предполагаемой программы исследований определяется планами совершенствования синхрофазотрона, предусматривающими ускорение все более тяжелых ядер и увеличение их интенсивности. Запуск нуклотрона ¹⁴⁴, сооружаемого в ОИЯИ, который будет ускорять ядра вплоть до урана, выводит эти исследования на новый уровень. Более высокие энергии ядер не имеют решающего значения для рассмотренных экспериментов, однако значительно большие временные растяжки пучка на нуклотроне (до 10 с) позволят увеличить допустимый уровень интенсивности используемого пучка и, следовательно, статистику регистрируемых редких событий (в 10-100 раз).

Выражаю благодарность М.Газдзицкому, Т.Теменицкой и Я.Стафею за помощь в расчетах, а также А.М.Балдину, Т.Бауэну, А.В.Зарубину, В.А.Карнаухову, Л.П.Капгарю, М.И.Подгорецкому, В.А.Свиридову, Э.Скжипчак, П.А.Черенкову за обсуждение затронутых в работе вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Danysz M. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1963, 11, p.29.
2. Prowse D. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 17, p.782.
3. Bohm G. et al. – *Nucl. Phys.*, 1970, B16, p.46.
4. Keyes G. et al. – *Nucl. Phys.*, 1973, B67, p.269.
5. Murphy C. et al. – In: *Proc. of International Conference on Hypernuclear Physics, Argon. Nat. Lab.*, 1969, p.438.
6. Phillips R. et al. – *Phys. Rev.*, 1969, 180, p.1307.
7. Bohm G. et al. – *Nucl. Phys.*, 1970, B23, p.93.
8. Grace R. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55, p.1055.
9. Nield K. et al. – *Phys. Rev.*, 1976, C13, p.1263.
10. Нога В.И. и др. – *ЯФ*, 1986, 43, с.1332.
11. Vasquet J. et al. CERN-EP-86-95, 1986.
12. Подгорецкий М.И. – В кн.: *Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. ОИЯИ, 8309, Дубна, 1974, с.81.*
13. Оконов Э.О. – В кн.: *Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. ОИЯИ, 8309, Дубна, 1974, с.104.*
14. Банник Б.П. и др. *Возможности исследований в области релятивистской ядерной и гиперядерной физики с помощью установки СКМ-200. ОИЯИ, Б2,1-7113, Дубна, 1973.*
15. Greiner D. et al. – *Nucl. Instr. Methods*, 1974, 116, p.21.
16. Подгорецкий М.И. – *ЖЭТФ*, 1963, 44, с.695.
17. CERN Courier, 1986, v.26, p.37.
18. Капгарь Л.П., Титов А.И. – *Письма в ЖЭТФ*, 1979, т.29, с.375.

19. Kerman A., Weiss M. – *Phys. Rev.*, 1973, C8, p.408.
20. Барысов Ю.А. и др. *ОИЯИ, P1-85-11, Дубна, 1985.*
21. Asai F., Bando H., Sano M. – *Phys. Lett.*, 1984, 145B, p.19.
22. Bandō H. – In: *Proc. of the X Europ. Symposium on Dynamics of Few-Body Systems, Balatonfured, 1985.*
23. Оконов Э.О. *ОИЯИ, 13-9483, Дубна, 1976; ОИЯИ, 8309, Дубна, 1974, с.104.*
24. Haber V. et al. – *Phys. Rev.*, 1980, D22, p.2107.
25. Оконов Э.О. *ОИЯИ, Б1-11423, Дубна, 1978.*
26. Abdurakhimov A. et al. *JINR, E1-12130, Dubna, 1979.*
27. Оконов Э.О. – В кн.: *Труды V Международного семинара по фундаментальным проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.400.*
28. Bowen T. *Workshop on Experiments Using Visual Techniques, LBL, 1980.*
29. Оконов Э.О. В *Бюлл.ОИ*, 1976, № 41, А.С. № 534718.
30. Голованов Л.Б., Лукстиньш Ю.Р., Мазарский В.Л., Оконов Э.О. *ОИЯИ, 13-85-479, Дубна, 1985.*
31. Газдзицкий М., Оконов Э.О. *ОИЯИ, Б1-85-796, Дубна, 1985.*
32. Калинин В.А., Никитюк Н.М. *ОИЯИ, P1-84-570, Дубна, 1984.*
33. Головин В.М. и др. – В сб.: *Краткие сообщения ОИЯИ, № 17-86, Дубна: ОИЯИ, 1986, с.13.*
34. Salam A., Strathdee J. – *Nature*, 1974, 252; *J. Nucl. Phys.*, 1975, B90, p.203; Kirzhnits D., Linde A. – *Ann. Phys.*, 1976, 101, p.195.
35. Barnes P. – *Nucl. Phys.*, 1986, A450, p.43.
36. Филиппов В.А. – *ЯФ*, 1966, 4, с.1010.
37. Огиевецкий В.И., Сян Дин-Чан. *ОИЯИ, P-1583, Дубна, 1963.*
38. Ikeda K. et al. – *Suppl. Progr. Theor. Phys.*, 1985, 81, p.147.
39. Jaffe R. – *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 38, p.195; Chin S., Kerman A. – *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 43, p.1292.
40. Witten E. – *Phys. Rev.*, 1984, 30D, p.272; Farhi E., Jaffe R. – *Phys. Rev.*, 1984, 30D, p.2379; De Ruyula. CERN-TH-3980/84, 1984.
41. Амбарцумян В., Саакян Г. – *Астрономический журнал*, 1960, 37, 193.
42. Donoghue J. et al. – *Phys. Rev.*, 1986, D34, p.3434.
43. Аникина М.Х. и др. *ОИЯИ, 1-83-275, Дубна, 1983; ОИЯИ, P1-85-340, Дубна, 1985.*
44. Коваленко А.Д. – В сб.: *VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Сборник тезисов. ОИЯИ, Д1,2-86-279, Дубна, 1986.*

Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1987 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Оконов Э.О.

P1-87-191

Перспективы развития исследований релятивистских гиперядер на синхрофазотроне и нуклотроне ОИЯИ

Дается анализ основных перспектив развития нового направления в гиперядерной физике, которое использует возможность получения релятивистских гиперфрагментов в пучках ускоренных ядер. На основе проделанных расчетов рассматриваются возможные варианты постановки экспериментов с помощью различных детекторов и триггерных систем. Кратко излагается предлагаемая программа исследований в ядерных пучках синхрофазотрона и нуклотрона: наблюдение и изучение еще не обнаруженных гиперядер с зарядом $Z > 6$, определение их среднего времени жизни, исследования характеристик распадов в зависимости от Z , поиски новых гиперядер со странностью $S \geq 2$, а также странных многокварковых состояний. Обсуждаются ожидаемые при этом результаты, которые могут дать важную информацию о кварковой структуре ядер и о свойствах гипотетической странной материи.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Л.Н.Барабаш

Okonov E.O.

P1-87-191

Prospects for the Development of Studies of Relativistic Hypernuclei at the Synchrotron and the Nuclotron

The main prospects for a new approach in hypernuclear physics are analysed. This approach is proposed to use the possibility of relativistic hyperfragment production in accelerated nuclei beams. Taking into account the results of the performed calculations, some possible experiments using different detectors and triggering systems are considered. The proposed experimental programme in nuclear beams at the Synchrotron and the Nuclotron is briefly outlined: detection and study of new hypernuclei with charge $Z > 6$, measurements of their decay lifetimes, investigations of characteristics of their decays depending on Z , a search for unknown hypernuclei with strangeness $S \geq 2$ and for strange multi-quark states as well. The expected results are discussed which can provide important information on the quark structure of nuclei and on the properties of hypothetical strange matter.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987